UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE - PARIS 6
ED 517 : Particules, Noyaux et Cosmos

T H È S E

pour obtenir le titre de

Docteur ès Sciences

de l'Université Pierre et Marie Curie - Paris 6

Présentée et soutenue par

MATTHIEU MARIONNEAU

CERN-THESIS-2011-166
27/09/2011

Étude des états finals à deux bosons Z dans le canal leptons-neutrinos dans l'expérience CMS auprès du LHC au CERN

Soutenue le 27 septembre 2011 devant le jury composé de :

JACQUES CHAUVEAU	*Président*
GAUTIER HAMEL DE MONCHENAULT	*Directeur*
STÉPHANE LAVIGNAC	*Examinateur*
YVES SIROIS	*Rapporteur*
GUILLAUME UNAL	*Rapporteur*
JIM VIRDEE	*Examinateur*

Service de physique des particules
Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers
CEA-Saclay,
91141, Gif sur Yvette

Résumé

Une étude des états finaux ZZ avec les premières données acquises par le détecteur CMS est présentée dans cette thèse. Cette étude exploite les premières données délivrées par le LHC et enregistrées par CMS en 2010 et 2011. La section efficace de production ZZ est mesurée et des limites sont posées sur deux constantes de couplages de jauge électrofaibles anomaux neutres. La présence de tels couplages serait une évidence de nouvelle physique au delà du Modèle Standard et nécessite d'être étudiée en détail. De plus, le processus de création de paire de boson Z dans le Modèle Standard est un bruit de fond pour la recherche du boson de Higgs et doit être connu avec précision.

Une série d'études préalables est effectuée sur le calorimètre électromagnétique de CMS : ces études portent sur le système de lecture sélective et le système de contrôle laser. Une autre étude préalable porte sur le comportement et la mesure de l'énergie transverse manquante dans des événements contenant un boson électrofaible se désintégrant dans le canal électronique. Cette étude montre que l'empilement a un impact important sur la mesure de l'énergie transverse manquante et que des corrections doivent être déployées pour réduire ces effets.

Les conclusions de ces analyses contribuent à la bonne compréhension des résultats obtenus sur les états finaux à deux boson Z.

Mots clés : Dibosons, Energie transverse manquante, Couplages anomaux, Compact Muon Solenoid, Calorimètre électromagnétique, Lecture sélective, Contrôle laser, Electrons

Abstract

Study of ZZ diboson final states in the leptons-neutrinos decay channel with the CMS experiment at the LHC at CERN

This thesis presents a study of ZZ final states performed with data recorded with the CMS detector. This study exploits the first data delivered by the LHC and recorded by CMS in 2010 and 2011. The ZZ production cross section is measured and limits are set on neutral electroweak triple gauge couplings. The existence of such couplings would be an indication of new physics beyond the Standard Model. Moreover, the ZZ process in the Standard Model is a background for Higgs searches and have to be well known.

Some preliminary studies are performed on the CMS electromagnetic calorimeter. These studies are related to the selective readout system and to the laser monitoring system of the electromagnetic calorimeter.

The measurement and the behaviour of the transverse missing energy are also studied in events containing one electroweak boson decaying into electron(s). This study shows that pileup has a important effect on missing transverse energy measurements. Some corrections have to be taken into account to deal with these effects.

Conclusions from these analyses contribute to the good understanding of results obtained in the ZZ final states study.

Keywords : Dibosons, Missing transverse energy, Anomalous couplings, Compact Muon Solenoid, Electromagnetic calorimeter, Selective readout, Laser monitoring, Electrons

Remerciements

Je tiens d'abord à remercier Jacques Chauveau, Stéphane Lavignac et Jim Virdee qui m'ont fait l'honneur d'avoir accepté d'être membres du jury de cette thèse. Je veux exprimer ma reconnaissance à Stéphane Lavignac pour les discussions que nous avons pu avoir sur la physique électrofaible et la physique des couplages anomaux. Je remercie également Yves Sirois et Guillaume Unal pour avoir accepté d'être rapporteurs et membres du jury de cette thèse et pour les commentaires et corrections qu'ils ont pu apporter à ce manuscrit.

Je remercie Ursula Bassler et Philippe Chomaz, directeurs du Service de Physique des Particules et de l'Institut de Recherche des lois Fondamentales de l'Univers pour m'avoir accueilli durant mes trois années de thèse.

Je tiens à exprimer mon respect et ma reconnaissance à mon directeur de thèse, Gautier Hamel de Monchenault, pour avoir su me guider pendant ces trois ans de thèse. Gautier, j'ai été très heureux de travailler avec toi. Ta disponibilité, ta gentillesse et ta patience (ô combien louable : je comprends vite mais il faut m'expliquer longtemps) m'ont accompagné tout au long de cette thèse. J'espère avoir gardé une partie des multiples connaissances et de la logique que tu as partagées avec moi, malgré ma tendance à prendre des sentiers plus sinueux que les tiens. Merci aussi de m'avoir fait découvrir de la musique (jazz ?) ressemblant au bruit d'une porte qui grince, je ne pensais pas que cela existait vraiment. Enfin, même si je t'ai dit régulièrement avec amusement que tu râlais : non, tu ne l'a pas fait souvent.

Je remercie l'ensemble de l'équipe CMS de Saclay pour leur aide, leur expertise et les bons moments passés ensemble. Julie, merci pour ton aide précieuse sur le laser, Roofit et la patience que tu as eu à écouter la plupart de mes répétitions de conférence/thèse. Je n'ai toujours pas vu de spectacle de danse pour me réconcilier avec l'art, mais je promets d'y remédier (un jour). Federico, Philippe, je dois au moins vous décerner le diplôme « de grand codeur officiel et de fabricant de scripts bash pour les *buggy students* ». Marc et Marc, ce fut un plaisir de travailler avec vous et de profiter de vos conseils et commentaires toujours justes. Somnath, bon courage pour la dernière ligne droite, c'est dur, mais ça vaut le coup ! Patrick et Jean-Louis, même si je ne vous ai pas beaucoup vu, je vous remercie pour le partage de vos très grandes connaissances du détecteur. Enfin Daniel, merci pour ton soutien à diverses occasions et pour les discussions palpitantes sur des sujets aussi variés que possible, allant de l'histoire de l'Europe à la physique des hautes énergies.

Je veux également remercier chaleureusement Sarah, Jordan, Florent, Gena, Michael, Teruki, Kenichi, Ulla, Yurii, Anne-Fleur, Florian, Daniele, Vuko et Tulika avec qui j'ai travaillé et qui m'ont aidé au long de cette thèse. J'ai appris de nombreuses choses à votre contact.

Anne-Isabelle, merci d'avoir accepté d'être ma marraine durant ces trois ans. j'ai énormément apprécié les discussions que j'ai pu avoir avec toi et ta capacité à arrêter mes coups de blues lorsque c'était nécessaire.

En l'absence des autres thésards du laboratoire, cette thèse aurait quand même été bien plus sombre... Merci à Laurent pour les discussions de politique européenne, pour les

anecdotes diverses et variées et les tentatives de bourrage de crâne à coup de chansons débiles (il n'y en a pas eu souvent, mais ça m'a marqué). Merci à Nicolas (ainsi qu'à Eve, Romain, Arnaud et Chiraz) pour ne pas m'avoir laissé courir en solitaire (on ne peut pas dire que les entraînements de course à pied dans le CEA soient très drôles tout seul), pour les discussions plus ou moins sérieuses et pour avoir repris le flambeau des « mails du vendredi ». Eve, merci de m'avoir ramené de nombreuses fois à Orsay tard le soir (ou d'avoir oublié), je te promets de ne plus jamais médire le vendredi midi de peur de me prendre une baffe six heures plus tard. Emilien, la composition du bureau a changé, mais je pense que tu ne seras pas trop dépaysé, je te souhaite bon courage pour ta fin de thèse. Romain, je voudrais dire que 1) j'ai eu des données 2) suffisamment pour faire des mesures 3) et en plus j'ai soutenu, donc tes sarcasmes étaient bien infondés. En tout cas merci à toi et à Cécile pour les très bons moments passés ensemble dans le bureau, pour les discussions théoriques entre deux jets de touillettes/centimes/calendriers/bouteilles/canettes (entourez le(s) bon(s) objet(s)), pour les expériences de biologie et les laborieux calculs de hauteur de pyramide de canettes à 20 heures dans le bureau. Cécile, maintenant je crois que c'est ton tour de souffrir en 3e année... Je te promets que tu auras un mot pour ton apéro et que je vérifierai s'il a bien été placé. J'attends avec impatience de lire ta thèse et les épigraphes qui iront avec et te souhaite bon courage. Te connaissant, je sais que ça se terminera très bien.

Je tiens à remercier toutes les personnes extérieures qui m'ont soutenu et/ou ont souffert en même temps que moi durant cette thèse. Merci à Jean-Baptiste pour m'avoir accueilli au LAL durant une semaine lorsque je ne pouvais plus rentrer au CEA. Sandra, je te souhaite bonne chance pour les derniers mois. Courage ! Toi aussi tu as bientôt fini. Un merci spécial à Laurie, pour le soutien mutuel durant la dernière année de thèse, ponctuée de randos reposantes et de séances de craquage à trois heures du matin sur internet. Je n'ai pas réussi à jouer « Asturias » à la guitare avant la fin de thèse et tu n'as pas joué du Rodrigo y Gabriella, donc c'est raté pour la guitare en chocolat. Cependant, je crois qu'on en a mérité quand même chacun un petit bout... Solenne, Guillaume je ne vous ai pas vu autant que je le souhaitais durant cette thèse (bien que je pensais en avoir le temps) mais c'était bon d'avoir de vos nouvelles durant ces trois ans, me montrant qu'il y avait un autre monde au delà de la thèse.

Même s'ils ne connaissent pas mon existence, certains artistes m'ont particulièrement aidés durant cette thèse. Pour leurs oeuvres et la motivation qu'ils m'ont procurés, je remercie Enya, Myriam Stockley, Garbage, Clint Mansell, Rodrigo y Gabriella, Sarah Brightman, The Iron Horse, Capercaillie, Zephyr, Vangelis, Mozart, Wagner, Rammstein, Annie Lennox, Dvorák, Blind Guardian, Nightwish, Jean Ferrat, Jacques Brel, Dolores O'Riodan, Felipecha et de nombreux auteurs/compositeurs/interprètres.

Enfin, je vous remercie tous, parents, oncles, tantes, cousins (accessoirement le chat pour les pattes sales sur le manuscrit fraîchement imprimé) pour votre soutien sans faille durant ces trois ans. Votre présence m'a vraiment aidé.

Table des matières

Résumé−Abstract i

Remerciements iii

Table des matières v

Introduction 1

I Le détecteur CMS 3

1 De la création à l'observation 5
1.1 Le Grand Collisionneur de Hadrons . . . 5
1.1.1 Luminosité . . . 7
1.1.2 Empilement . . . 9
1.2 Le détecteur CMS . . . 9
1.2.1 Géométrie de CMS . . . 11
1.2.2 Le trajectographe . . . 11
1.2.3 Le calorimètre hadronique . . . 12
1.2.4 Le spectromètre à muon . . . 14
1.2.5 Le système de déclenchement . . . 15
1.3 Reconstruction des objets physiques de haut niveau . . . 16
1.3.1 Trajectoires des particules et vertex . . . 16
1.3.2 Jets . . . 17
1.3.3 Muons . . . 18
1.3.4 Reconstruction des événements par la méthode du flux de particules 18
1.4 Génération et simulation . . . 20
1.4.1 Génération du processus . . . 20
1.4.2 Propagation des événements simulés dans CMS . . . 21

2 Le calorimètre électromagnétique 25
2.1 Description . . . 25
2.1.1 Elements et géométrie . . . 26
2.1.2 Chaîne d'acquisition . . . 27
2.1.3 Reconstruction des signaux . . . 29
2.2 Performances en faisceau de test . . . 33
2.2.1 Résolution en énergie . . . 34
2.2.2 Etalonnage . . . 34
2.3 Système de monitorage laser . . . 35
2.4 Reconstruction des photons à partir du calorimètre électromagnétique . . . 36
2.5 Des électrons dans CMS . . . 37
2.5.1 Reconstruction . . . 37
2.5.2 Identification . . . 38
2.5.3 Isolation . . . 40

2.5.4 Points de fonctionnement 43

3 Lecture sélective du calorimètre électromagnétique 49
3.1 Algorithme de la lecture sélective du ECAL 50
3.1.1 Fonctionnement de la lecture sélective 50
3.1.2 Suppression de zéro dans le calorimètre électromagnétique 51
3.1.3 Emulation de la reconstruction de l'énergie dans les DCCs 52
3.2 Etude de la suppression de zéro 53
3.2.1 Emulation d'un signal de faible énergie 55
3.2.2 Etude de différents jeux de poids 56
3.2.3 Impact sur la reconstruction offline 59
3.2.4 Application d'une coupure sur l'énergie reconstruite offline 61
3.2.5 Suppression de zéro avec inter-calibration 63
3.3 Lecture sélective et objets physiques de haut niveau 66
3.3.1 Jets 67
3.3.2 Energie transverse manquante 74
3.4 Conclusion 76

4 Etudes du système de contrôle laser du ECAL 81
4.1 Description du système de contrôle laser du ECAL 81
4.1.1 Mesure du temps de référence d'émission des impulsions laser 82
4.1.2 Injection des impulsions laser dans les cristaux du ECAL 83
4.1.3 Acquisition et traitement des données laser 84
4.2 Estimation des amplitudes laser dans APDs/VPTs 85
4.2.1 Echantillonnage à 1 GHz 86
4.2.2 Détermination et élimination de la phase temporelle 87
4.2.3 Modélisation $\alpha\beta$ 87
4.2.4 Changement de forme des impulsions laser 89
4.2.5 Résultats 89
4.3 Etude des premières données au LHC 93
4.3.1 Comparaison entre simulation et données 93
4.3.2 Comparaison entre données corrigées et données sans irradiation . . 99
4.4 Conclusion 100

5 Etude de l'énergie transverse manquante dans CMS 103
5.1 Energie transverse manquante et recul hadronique dans CMS 103
5.1.1 Reconstruction de l'énergie transverse manquante dans CMS 104
5.1.2 Observables physiques reliées à $\not{E}_T$ 106
5.1.3 Recul hadronique 107
5.1.4 Energie transverse manquante dans des processus hadroniques . . . 109
5.2 Evénements W et Z dans CMS en 2010 112
5.2.1 Sélection des événements W et Z 113
5.2.2 Normalisation et sections efficaces de production 113
5.2.3 Incertitudes systématiques et pondération 115
5.3 $\not{E}_T$ et recul dans des événements $W \to e\nu$ et $Z \to e^+e^-$ 116
5.3.1 Evénements W 116
5.3.2 Evénements Z 127

5.4 Résolution et échelle d'énergie . . . 134
5.4.1 Echelle d'énergie dans des événements Z . . . 134
5.4.2 Résolution dans des événements Z . . . 137
5.5 Conclusion . . . 143

II La physique des dibosons 147

6 Etats finaux ZZ : de la théorie à l'expérience 149
6.1 Modèle Standard et symétries . . . 149
6.1.1 Symétries du Modèle Standard . . . 150
6.1.2 L'électrodynamique quantique : $U(1)_{EM}$ . . . 151
6.1.3 L'interaction faible : $\mathrm{SU}(2)_L$ . . . 152
6.1.4 La chromodynamique quantique : $\mathrm{SU}(3)_C$ . . . 153
6.2 Secteur électrofaible du Modèle Standard . . . 153
6.2.1 Unification électrofaible : $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$ . . . 153
6.2.2 Structure non-abélienne du secteur de jauge électrofaible . . . 157
6.3 Couplages trilinéaires . . . 158
6.3.1 Couplages trilinéaires chargés . . . 160
6.3.2 Couplages trilinéaires neutres . . . 164
6.3.3 Sources de nouvelle physique . . . 166
6.3.4 Couplages anomaux et unitarité . . . 168
6.3.5 Limites actuelles sur les couplages anomaux . . . 169
6.3.6 Observables sensibles aux couplages anomaux . . . 169

7 Recherche d'un signal ZZ avec le détecteur CMS en 2011 175
7.1 Choix du canal : $\mathrm{ZZ} \to \ell\ell\nu\nu$ . . . 175
7.1.1 Topologie . . . 176
7.1.2 Bruits de fond . . . 176
7.1.3 Stratégie d'analyse . . . 177
7.1.4 Simulation : échantillons et caractéristiques . . . 178
7.1.5 Quid des événements $\mathrm{ZZ} \to \tau\tau\nu\nu$? . . . 182
7.1.6 Sélection des données . . . 182
7.2 Acceptance du détecteur . . . 182
7.2.1 Définition . . . 182
7.2.2 Incertitudes provenant des PDFs . . . 183
7.3 Sélection des candidats di-lepton . . . 184
7.3.1 Sélection des candidats $\mathrm{Z} \to e^+e^-$ . . . 184
7.3.2 Sélection des candidats $\mathrm{Z} \to \mu^+\mu^-$ . . . 186
7.4 Traitement de l'énergie transverse manquante . . . 186
7.4.1 Empilement . . . 187
7.4.2 Jets . . . 188
7.4.3 Energie transverse manquante de base . . . 188
7.4.4 Réduction des effets de l'empilement . . . 189
7.4.5 Variable d'énergie transverse manquante finale . . . 191
7.5 Extraction du signal . . . 198
7.5.1 Coupures de sélection . . . 198
7.5.2 Echantillon sélectionné . . . 203

7.5.3 Modélisation du spectre de masse invariante 207
7.6 Estimation des bruits de fond 209
7.6.1 Bruits de fond piqués 210
7.6.2 Bruits de fond non piqués 215
7.7 Efficacités de sélection 219
7.7.1 Efficacités liées aux leptons 220
7.7.2 Efficacité de déclenchement 224
7.7.3 Efficacité veto jet 224
7.7.4 Efficacité des coupures $\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}}$/balance/alignement 225
7.7.5 Efficacité veto b-tag 229
7.7.6 Efficacité veto lepton 229
7.8 Incertitudes systématiques 229
7.9 Mesure de la section efficace de production ZZ 231
7.10 Limite sur les couplages de jauge trilinéaires anomaux 234

Conclusion générale **243**

Annexes **245**

A Calibration des électrons particule-flow **247**
A.1 Electrons reconstruits dans EB 249
A.1.1 Correction du rayonnement Bremsstrahlung 249
A.1.2 Correction des dépendances en E_T et η 251
A.1.3 Comparaison entre anciennes et nouvelles corrections 253
A.2 Electrons reconstruits dans EE 256
A.2.1 Correction du rayonnement Bremsstrahlung 256
A.2.2 Correction des dépendances en énergie transverse et pseudo-rapidité 256
A.3 Influence sur la masse invariante du Z 260
A.3.1 Evénements $\mathrm{Z} \to e^+e^-$ reconstruits dans EB 260
A.3.2 Electrons dans EE 262

B Missing transverse energy performances in CMS **267**

Introduction

L'étude des couplages entre bosons de jauge électrofaibles permet de réaliser un test fondamental du Modèle Standard. Les mesures effectuées par les expériences du LEP et du Tevatron n'ont mis en évidence aucune déviation des couplages par rapport au Modèle Standard. Les énergies dans le centre de masse atteintes au Grand Collisionneur de Hadrons (LHC) permettent de sonder une nouvelle région d'énergie, à la limite de validité du Modèle Standard. Il est alors important d'étudier à nouveau les interactions entre bosons à cette échelle d'énergie.

Cette thèse présente une étude des états finaux à deux bosons Z dans le canal de désintégration deux leptons chargés (électrons ou muons) et deux neutrinos. Les données utilisées ont été délivrées par le collisionneur *pp* LHC, et enregistrées par l'expérience CMS. L'échantillon obtenu correspond à une luminosité intégrée de 1.1 fb^{-1}.

Le manuscrit est séparé en deux parties. La première porte sur l'ensemble des études liées au détecteur. La deuxième concerne la théorie sous-jacente aux couplages anomaux ainsi que la mesure de la section efficace ZZ au LHC.

Le chapitre 1 présente le fonctionnement du LHC ainsi que du détecteur CMS. Les méthodes de reconstruction de la plupart des objets physiques de haut niveau utiles à l'analyse sont également décrites. Compte tenu de la grande importance du calorimètre électromagnétique de CMS dans cette thèse, le chapitre 2 lui est entièrement dédié.

Le chapitre 3 présente une étude du système de lecture sélective du calorimètre électromagnétique de CMS. Ce système est utilisé pour réduire le flux de données en sortie du calorimètre électromagnétique. L'étude a porté sur l'amélioration de la reconstruction des signaux dans le module électronique dédié ainsi que sur l'insensibilité des analyses de physique et de la reconstruction des objets de haut niveau à la réduction du flux de données.

Le chapitre 4 décrit le système de contrôle laser du calorimètre électromagnétique. Ce système sert à mesurer et corriger les effets d'irradiation du calorimètre électromagnétique. Une étude de la stabilité de reconstruction des signaux laser et la validation des corrections à partir des données de collisions acquises en 2010 sont également présentées.

Le chapitre 5 est le dernier chapitre de la première partie et décrit brièvement la reconstruction de l'énergie transverse manquante dans CMS. La majeure partie du chapitre est consacrée à des études de performances de mesure de l'énergie transverse manquante avec les données de collision de 2010.

La deuxième partie de la thèse débute par le chapitre 6. Un bref rappel de la physique du Modèle Standard est fait et le secteur de jauge électrofaible est décrit en détail, incluant une présentation complète de la physique des couplages de jauge trilinéaires.

Le chapitre 7 décrit une mesure de la section efficace de production ZZ à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV dans des collisions *pp*. La sélection des données, les méthodes de correction de la simulation et des effets d'empilement sont présentées en détail. La mesure de la section efficace est ensuite présentée et les erreurs systématiques liées à cette mesure sont décrites. Des limites sur les couplages de jauge trilinéaires neutres anomaux sont également calculées.

Première partie

Le détecteur CMS

Chapitre 1

De la création à l'observation

> Si le gars a vraiment cherché pour trouver ça, il doit vachement se paumer dans le métro !
>
> F. Perusse

Le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC) est le plus grand anneau de collision existant. Cet accélérateur est situé à l'Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire (CERN) à la frontière Franco-Suisse. Le LHC permet de réaliser des collisions proton-proton et des collisions de noyaux de plombs ionisés [1].

Situé à une centaine de mètres sous la surface terrestre, quatre expériences principales, ALICE, ATLAS, CMS (*Compact Muon Solenoid*) et LHCb utilisent les données fournies par le LHC. ATLAS et CMS sont deux expériences généralistes optimisées pour la recherche du boson de Higgs et de physique au delà du Modèle Standard. LHCb est axé sur le secteur de la saveur et la violation de la symétrie CP et le boson de Higgs y est également recherché. ALICE étudie les états de matière dense dans des collisions plomb-plomb qui doivent produire un état de matière similaire à celui présent dans les premiers instants de l'Univers.

Les analyses présentées dans cette thèse ont été réalisées avec l'expérience CMS.

On présente dans ce chapitre le LHC, le détecteur CMS ainsi que la reconstruction des particules dans de CMS et les outils de simulation utilisés.

1.1 Le Grand Collisionneur de Hadrons

Le LHC est constitué d'environ 9500 aimants (dont 1232 aimants dipolaires) formant un anneau de 27 km de circonférence séparé en 8 secteurs. Les aimants sont supraconducteurs et sont refroidis à partir d'hélium superfluide maintenu à une température de 1.9° K. Le champ magnétique nominal créé par ces aimants est de 8.33 T. Les deux faisceaux de protons circulent dans deux lignes distinctes mais proviennent de la même source [1].

Les protons utilisés dans les collisions sont produits par ionisation d'atomes d'hydrogène et sont immédiatement accélérés pour atteindre une énergie de 750 keV. L'injection de ces protons dans le LHC est réalisée avec un ensemble d'accélérateurs représenté sur la figure fig. 1.1 :

- Un LINAC (*LINear ACcelerator*) accélère les protons à une énergie de 50 MeV
- Les protons sont injectés dans le *Proton Synchrotron* (PS) et rassemblés en paquets espacés de 25 ns. L'énergie atteinte en sortie du PS est de 26 GeV.

1. Seules les collisions proton-proton seront utilisées dans cette thèse.

– Les paquets sont accélérés à 450 GeV dans le *Super Proton Synchrotron* (SPS) et sont assemblés par groupes de 4. Ils sont ensuite transférés dans le LHC.

Cette séquence est répétée 12 fois pour former un « train » de paquets. Chaque groupe de paquets est séparé par un temps mort de 1 µs, nécessaire pour ouvrir et fermer les injecteurs magnétiques du SPS. Un deuxième temps mort d'environ 3 µs est inséré entre deux trains de paquets pour permettre le changement de configuration des aimants afin de provoquer l'abandon des faisceaux. La structure des trains est illustrée sur la figure 1.2. Le terme de faisceau est couramment utilisé pour décrire l'ensemble des paquets circulant sur une ligne. Le nombre de trains/paquets présents dans un faisceau dépend de la période de prise de données.

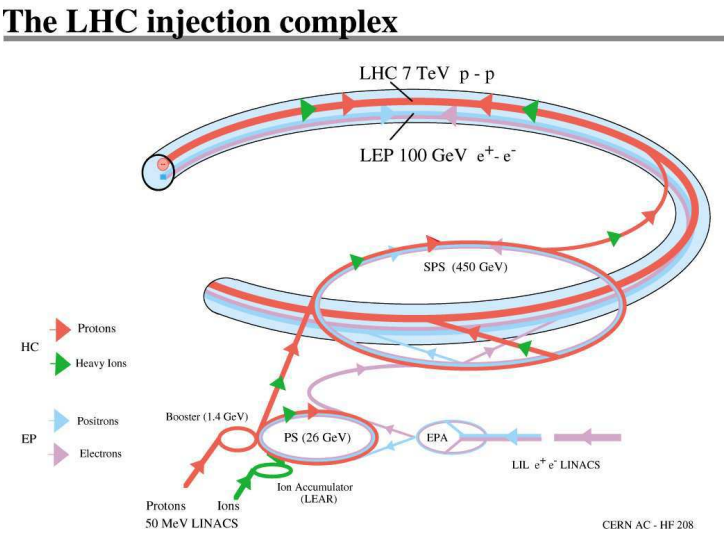


FIGURE 1.1 – *Chaîne actuelle d'injection des protons dans le LHC. La chaîne future est également représentée, en orange.*

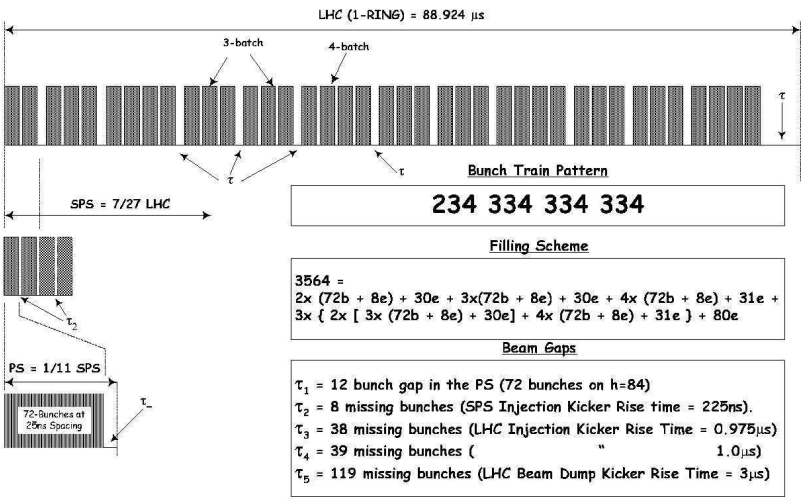


FIGURE 1.2 – *Disposition des paquets de protons formant un faisceau du LHC.*

Les paramètres de la configuration nominale et des configurations utilisées en 2010 et 2011 sont inventoriés dans le tableau 1.1. On remarque que le nombre de protons par paquet atteint déjà la valeur nominale. Le temps de séparation entre les paquets a été fortement réduit entre 2010 et 2011 et le nombre de paquet a augmenté pour atteindre les $4/5^e$ du nominal en juin 2011.

	conditions		
	nominales	2010	juin 2011
séparation des paquets	25 ns	> 150 ns	50 ns
nombre de paquets	2808	< 368	1092
nombre de protons par paquets	1.15×10^{11}	1.2×10^{11}	1.2×10^{11}

TABLE 1.1 – *Configurations du LHC*

Des cavités radio-fréquence présentes dans le LHC permettent d'augmenter l'énergie des protons de 0.5 MeV par tour. L'énergie nominale d'un faisceau est de 7 TeV, mais suite à l'incident survenu en septembre 2008 [2], la limite de sûreté sur le courant maximal injecté dans les dipôles a été abaissée et l'énergie maximale de chaque faisceau a été fixée à 3.5 TeV pour 2010 et 2011.

1.1.1 Luminosité

La luminosité instantanée $\mathcal{L}$ correspond au taux d'interactions proton-proton (pp) par unité de surface et est donnée par la formule :

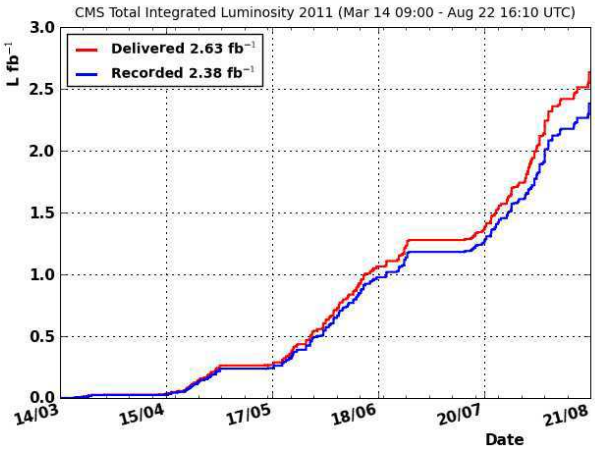
$$\mathcal{L} = \frac{\gamma f k_B N_p^2}{\varepsilon_n \beta^*} F \tag{1.1}$$

où γ est le facteur de Lorentz des protons, f la fréquence de révolution des protons (11 kHz), k_B le nombre de paquets et N_p le nombre de protons par paquet (cf. tableau 1.1). L'émittance transverse du faisceau est notée ε_n (valeur nominale 3.75 µm·rad). Ce paramètre est directement lié à la répartition spatiale des protons dans un paquet et à l'espace des phases autorisé pour ces mêmes protons. Le facteur F correspond au facteur de réduction de luminosité dû à l'angle de croisement (plus l'angle est élevé plus la luminosité est faible) et β^* est la fonction bêtatron (caractéristique de la focalisation des faisceaux, exprimée en mètre) au point d'interaction. Le β^* nominal est de 0.55 m. La bonne focalisation des faisceaux a permis d'atteindre une valeur $\beta^* = 1.5$ m en 2011, seulement un an et demi après le début du fonctionnement du LHC. Les définitions précises des paramètres sont présentées dans [3].

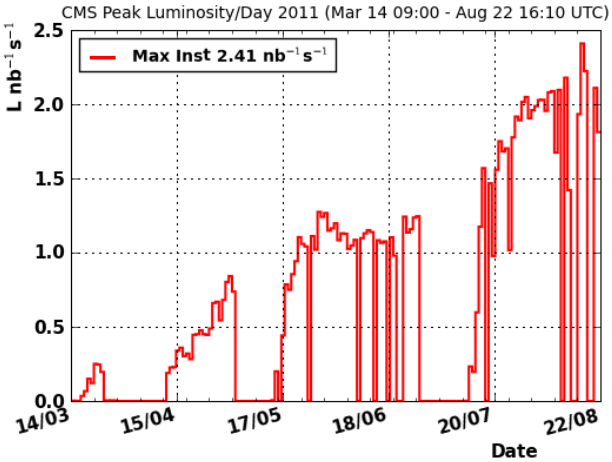
La luminosité instantanée en conditions nominales est de 10^{34} cm^{-2}s^{-1}. Les valeurs de $\mathcal{L}$ en 2010 sont inférieures ou égales à 1×10^{32} cm^{-2}s^{-1}. Le pic de luminosité instantanée enregistré en juin 2011 est de 1.27×10^{33} cm^{-2}s^{-1}. L'évolution de la luminosité instantanée et intégrée courant 2011 est représentée sur la figure 1.3.

Après un remplissage du LHC, la luminosité instantanée décroît avec un temps caractéristique τ donné par :

$$\tau = \frac{N_0}{k_b \mathcal{L}_0 \sigma_{pp} n_{ip}} \tag{1.2}$$



(a)



(b)

FIGURE 1.3 – *Evolution courant 2011 de la luminosité (a) intégrée (b) instantanée.*

où N_0 est le nombre initial de protons présents dans un paquet, $\mathcal{L}_0$ la luminosité instantanée initiale, σ_{pp} la section efficace totale d'interaction proton-proton ($\sim$ 110 millibarns) et n_{ip} le nombre de points d'interaction (généralement entre 2 et 3 effectifs) [4]. Le temps de décroissance en conditions nominales ($\mathcal{L}_0 = 10^{34}$ cm^{-2}s^{-1}, deux expériences fonctionnant à haute luminosité, espacement des paquets à 25 ns) est estimé à environ 15 heures [4].

La luminosité instantanée décroît selon la formule

$$\mathcal{L}(t) = \frac{\mathcal{L}_0}{(1 + \frac{t}{\tau})^2} \tag{1.3}$$

et le faisceau est généralement abandonné lorsque la luminosité instantanée a diminué de moitié.

1.1.2 Empilement

Plusieurs interactions proton-proton peuvent se produire pendant un même croisement de paquet. Ces interactions multiples (aussi nommé empilement) correspondent à des collisions inélastiques *pp*. Ces événements sont dits de biais-minimum et chaque interaction supplémentaire en plus du processus principal est appelée événement d'empilement.

Le niveau d'empilement dépend de la configuration du LHC : fréquence de collision f_c, nombre de protons par paquet, profil du faisceau, etc.

Le nombre moyen d'interactions supplémentaires est donné par :

$$\mu = \sigma_{pp} \times \mathcal{L}/f_c \tag{1.4}$$

Avec f_c = 40 MHz (31.7 MHz effectifs en comptant les temps morts) et à luminosité nominale, le nombre moyen d'événements d'empilement par croisement de paquet est $\mu \simeq 25$. Le nombre moyen d'événements d'empilement est mesuré à $\mu \simeq 1$ en 2010 et $\mu \simeq 4.5$ en juin 2011.

On distingue l'empilement produit en même temps que le processus principal de l'empilement produit dans un croisement (ou plusieurs) précédant ou suivant le croisement enregistré. Le premier est appelé empilement « en-temps » et le deuxième « hors-temps ».

L'empilement en-temps a des effets conséquents sur la plupart des analyses de physique réalisées au LHC, comme l'augmentation de l'activité présente dans le détecteur ou l'augmentation des fluctuations énergétiques.

Même si les détecteurs ont une réponse rapide, les signaux associés à des particules émises hors-temps peuvent se superposer en partie aux signaux des particules émises en-temps. Les formes des signaux sont alors modifiées et ne correspondent plus aux signaux des particules émises en-temps, dégradant les performances du détecteur. Cet effet apparaît principalement lorsque le temps de séparation des paquets est petit.

1.2 Le détecteur CMS

Le détecteur CMS est une des deux expériences généralistes du LHC. CMS est situé dans la caverne du point d'interaction 5, à Cessy en France. Le terme *Compact* provient de la densité élevée du détecteur (l'ensemble pèse 12500 tonnes pour un volume de 3800 m^3). CMS contient un aimant solénoïdal qui délivre un champ magnétique de 3.8 T

à l'intérieur du solénoïde et 1.9 T à l'extérieur. Des parties actives du détecteur sont intégrées dans les éléments de retour de champ externe. La grande intensité du champ magnétique est motivée par la précision des mesures des impulsions transverses des muons.

Le détecteur CMS est composé de plusieurs sous-détecteurs disposés en couches cylindriques autour de l'axe du faisceau. Deux « bouchons » couvrent les parties avant et arrière du détecteur (fig. 1.4). Les sous-systèmes sont complémentaires entre eux et permettent la détection directe de la plupart des particules du Modèle Standard. Seuls les neutrinos sont identifiés indirectement par repérage d'énergie manquante.

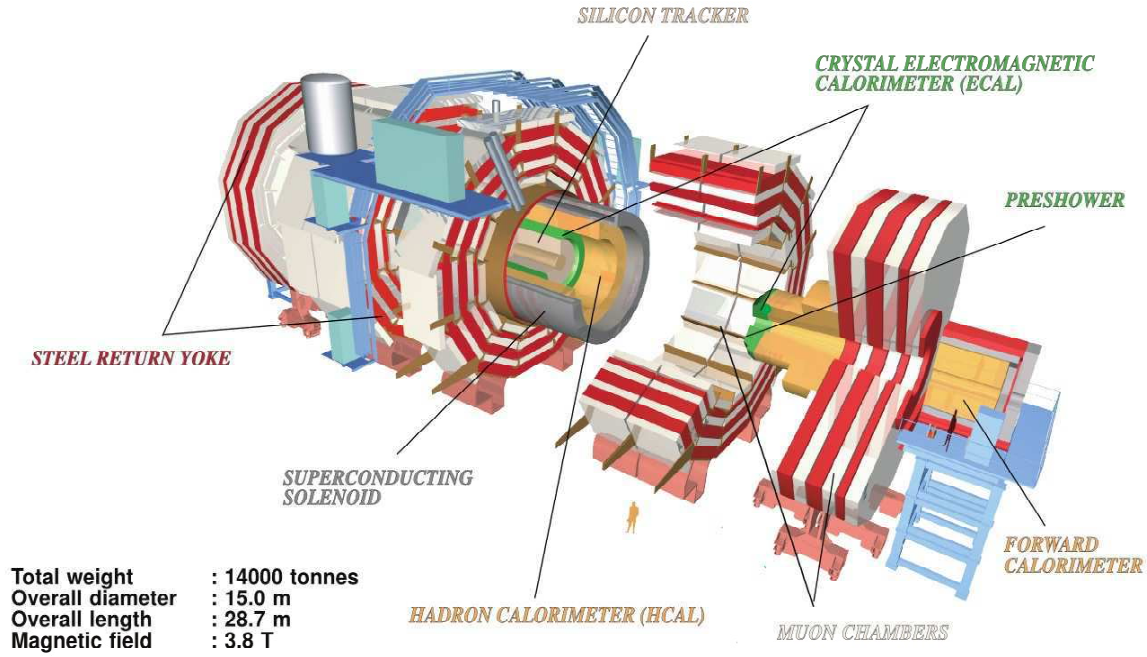


FIGURE 1.4 – *Schéma du détecteur CMS*

Les limitations technologiques actuelles (temps de calcul, système de stockage de données) ne permettent pas d'enregistrer l'ensemble des événements produits à une fréquence de 40 MHz. Un système de déclenchement lié à l'ensemble des sous-détecteurs permet de réduire le flux de données à un taux d'acquisition de quelques centaines de Hertz.

Les sous-systèmes et leurs finalités sont listés ci-dessous et sont ordonnés selon leur proximité avec l'axe du faisceau :

- Le trajectographe, composé de senseurs en silicium : reconstruction des trajectoires (notées traces) des particules chargées.
- Le calorimètre électromagnétique formé de cristaux scintillants de $PbWO_4$: mesure des dépôts d'énergie électromagnétique (photons, électrons).
- Le calorimètre hadronique, alternance de couches de scintillateurs en plastique et de laiton : mesure des dépôts d'énergie hadronique.
- Le spectromètre à muon, composé de détecteurs gazeux : détection et reconstruction

des trajectoires des muons.

Chaque sous-système est décrit plus en détail par la suite, après la description des repères géométriques de CMS. Compte tenu de la place importante du calorimètre électromagnétique dans cette thèse, le chapitre 2 lui sera entièrement dédié.

1.2.1 Géométrie de CMS

La géométrie du détecteur CMS est cylindrique autour de l'axe de circulation des faisceaux. Dans un repère cartésien, cet axe est déterminé comme l'axe z. L'axe x est dirigé vers le centre de l'anneau du LHC et l'axe y vers la surface de la Terre. Le plan $x - y$ est communément appelé « plan transverse » et les variables physiques (comme l'impulsion d'une particule) projetées dans ce plan sont dites « transverses ».

Le système de coordonnées cylindrique associé est (r, ϕ, z) où r est la coordonnée radiale dans le plan $x - y$, ϕ l'angle azimuthal ($\phi = 0$ si la direction d'une particule est orienté selon l'axe x) et z l'axe du faisceau. On définit également θ l'angle polaire mesuré à partir de l'axe z. Le système de coordonnées utilisé pour déterminer la direction d'une particule est $\eta - \phi$ où η est la pseudo-rapidité de cette particule, définie par :

$$\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2})) \tag{1.5}$$

La pseudo-rapidité est une approximation de la rapidité $y = \frac{1}{2}\ln(\frac{E+p_z}{E-p_z})$ valide pour une particule ultra-relativiste. Cette variable est utilisée car une distribution différentielle selon η est invariante par translation le long de l'axe z.

Deux sections séparées sont apparentes dans CMS. La partie centrale est appelée « tonneau » et couvre des régions typiques de pseudo-rapidité $|\eta| \lesssim 1.5$. Les deux régions à plus haute pseudo-rapidité sont appelées « bouchons » et ferment les faces latérales du détecteur.

1.2.2 Le trajectographe

Le trajectographe couvre une région de pseudo-rapidité $|\eta| < 2.5$ et est composé de couches (disques) de senseurs dans le tonneau (bouchons). Les premières couches de senseurs actifs sont situées à 4 cm de l'axe du faisceau et les dernières à 110 cm.

Dans des conditions de luminosité nominales, le flux de traces dans CMS est important (10^7 traces par seconde pour $r = 10$ cm) et une très fine granularité du trajectographe est nécessaire pour reconstruire précisément les traces proches du point d'interaction. L'occupation des senseurs diminue pour des rayons plus élevés et la granularité peut alors être moins fine.

Trois régions sont définies, en fonction du rayon r. Des technologies différentes sont employées pour chacune d'elles :

- Des détecteurs à pixels de silicium (surface $100 \times 150 \mu m^2$) forment le trajectographe interne. L'occupation à luminosité nominale est estimée à 10^{-4} par pixel et par croisement de paquets [2]. La zone de couverture des pixels est $4\,\text{cm} < r < 20$ cm.

2. L'occupation par senseur doit être de l'ordre de 1% pour atteindre les performances nominales

– De fines bandes de silicium sont utilisées pour 20 cm $< r <$ 55 cm. La surface d'une bande est de 10 cm × 80 µm et l'occupation est de 2 à 3%.
– Pour 55 cm $< r <$ 55 cm, les bandes de silicium deviennent plus larges (25 cm × 180 µm) et l'occupation atteint 1%.

Les couches de pixels et les bandes de silicium sont présentes dans le tonneau et les bouchons (fig. 1.5). Trois couches de pixels ($r = 4, 7, 11$ cm) forment le *Tracker Inner Barrel* dans le tonneau et deux disques de pixels ($z = 34.5, 46.5$ cm) forment le *Tracker Inner Disk* dans les bouchons. Les bandes de silicium sont disposées en couches/disques « croisés » permettant la reconstruction de la position de l'impact de la trace dans le plan $\eta - \phi$.

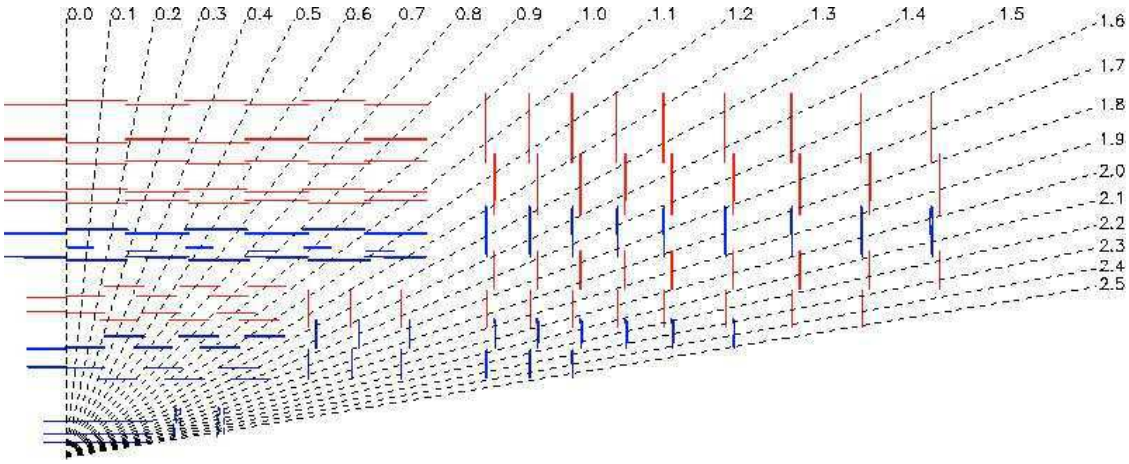


FIGURE 1.5 – *Disposition des couches de pixels et des bandes de silicium du trajectographe selon η.*

Le trajectographe nécessite un important système d'électronique embarqué ainsi qu'un système de refroidissement à −20 °C. La densité de matière résultante, 0.4 à 1.8 longueurs de radiation X_0 (fig. 1.6), provoque l'apparition d'importantes interactions particule-matière (rayonnement Bremsstrahlung pour les électrons/positrons, conversion de photons, diffusion multiple, etc.) qu'il est nécessaire de prendre en compte lors de la reconstruction des particules[5, 6].

Les performances du trajectographe lors de la reconstruction des traces et de la position de vertex sont présentées dans la section 1.3 de ce chapitre dédiée à la reconstruction des objets physiques.

1.2.3 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique (HCAL) est situé après le calorimètre électromagnétique (178 cm $< r <$ 288 cm) et est composé de couches successives de scintillateurs en plastique alternées avec des couches de laiton servant d'absorbeur. Les gerbes hadroniques, ou jets, créées par l'hadronisation des gluons ou des quarks sont majoritairement mesurées à

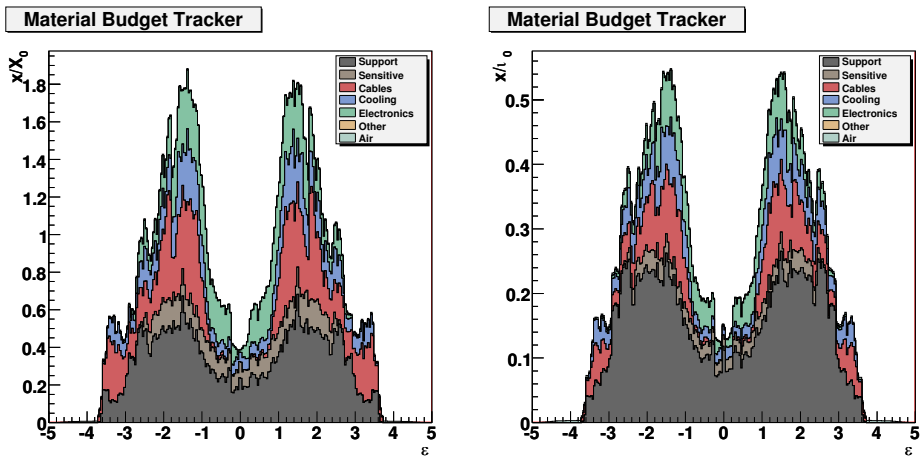


FIGURE 1.6 – *Nombre de (a) longueurs de radiation X_0 (b) longueurs d'interaction λ_i équivalentes correspondant à la matière du trajectographe, en fonction de η.*

partir de ce calorimètre [3].

Le HCAL couvre une région de pseudo-rapidité $|\eta| < 5.2$ et est divisé en quatre sections (fig. 1.7) :

- La section du tonneau HB couvre la fenêtre $|\eta| < 1.3$.
- La section des bouchons HE couvre la région de pseudo-rapidité $1.3 < |\eta| < 3$.
- La section HF est située à 11.2 m du point d'interaction et correspond à la partie très à l'avant du HCAL, $\sim 2.8 < |\eta| < 5.2$.
- Une à deux couches supplémentaires de scintillateurs situées au delà du solénoïde permettent d'identifier et de mesurer les gerbes hadroniques développées tardivement. Cette section externe est appelée HO et utilise le solénoïde comme absorbeur.

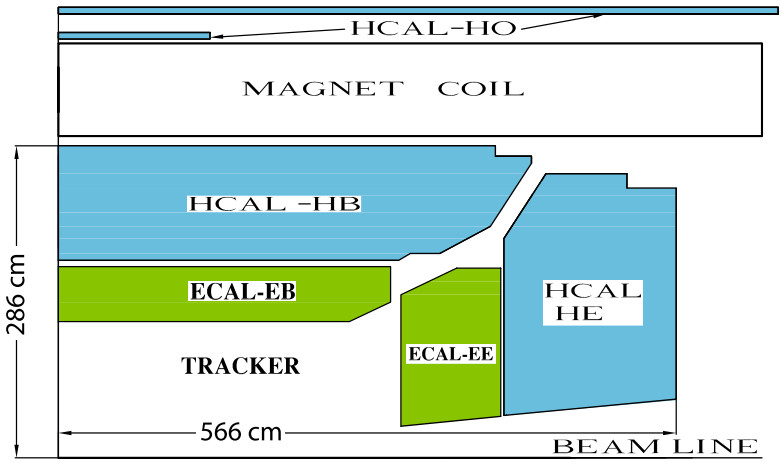


FIGURE 1.7 – *Coupe du HCAL dans le plan longitudinal.*

3. Une partie de l'énergie électromagnétique créée par la gerbe est mesurée directement dans le ECAL.

Le HCAL (HB/HE/HO) est segmenté dans le plan $\eta - \phi$ en tours de 0.087×0.087 (variable pour HE [7]). Il existe 17 couches de scintillateurs dans HB et 19 dans HE.

La technologie est différente pour le HF. Les dépôts d'énergie sont mesurés par la lumière Cherenkov émise par les particules dans des fibres de quartz. L'utilisation de cette technologie permet de limiter le développement longitudinal des gerbes hadroniques et de réduire l'occupation spatiale du HF par rapport au reste du HCAL.

Avec inclusion du HO, le nombre de longueurs d'interaction minimale λ_i (= 16.42 cm pour le laiton) du HCAL est $\lambda/\lambda_i = 11$. Une longueur d'interaction supplémentaire est ajoutée lorsque la matière du calorimètre électromagnétique est prise en compte [8].

Les performances du HCAL ont été mesurées sur banc de test à partir de faisceaux de pions. La résolution en énergie $\sigma(E)$ peut s'exprimer sous la forme :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \tag{1.6}$$

où a est un terme stochastique lié au développement de la gerbe hadronique et b un terme dû aux imperfections du calorimètre (stabilité, température, etc...). Les valeurs obtenues pour a sont de 0.85 (1.98) GeV$^{1/2}$ pour HB/HE (HF). Le terme b a été estimé à 0.07 (0.09) % pour HB/HE (HF) [9].

1.2.4 Le spectromètre à muon

Le spectromètre à muon est situé après l'aimant et est composé de trois types de détecteurs gazeux [10]. La section « tonneau » couvre la région de pseudo-rapidité $|\eta| < 1.2$ et est composée de chambres à dérives (DT) distribuées en quatre « stations » contenant chacune quatre couches de chambres (fig. 1.8).

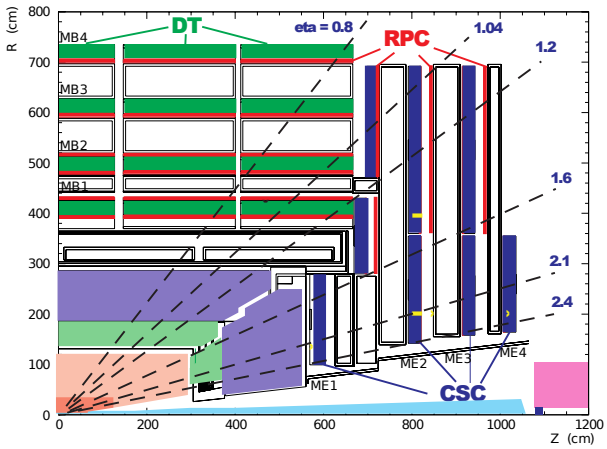


FIGURE 1.8 – *Coupe des chambres à muons dans le plan longitudinal.*

Les orientations de deux chambres de couches successives dans le plan perpendiculaire à la trajectoire d'un muon provenant du centre du détecteur sont différentes ce qui permet la reconstruction du point de passage d'un muon dans l'espace.

Les stations sont décalées les unes par rapport aux autres pour s'assurer qu'un muon de haute impulsion transverse ($p_T > 40$ GeV) traverse au moins trois stations sur les quatre.

Chaque station est intercalée avec les éléments de retour de champ magnétique.

Dans les bouchons, l'activité due aux neutrons et le champ magnétique résiduel sont plus importants et les chambres à dérives sont difficilement utilisables. Des chambres à pistes cathodiques (CSC) sont alors disposées en quatre disques de six couches sur les faces latérales du détecteur pour la zone de pseudo-rapidité $0.9 < |\eta| < 2.4$. De même que pour le tonneau, les chambres sont orientées dans deux directions différentes et permettent de reconstruire le point de passage du muon.

En complément, des chambres à plates résistives (RPC) sont déployées à la fois dans le tonneau et les bouchons jusqu'à $|\eta| < 1.6$. Ces chambres fonctionnent en mode avalanche ce qui permet un fonctionnement à haut taux de déclenchement (10 kHz/cm^2). La résolution temporelle de ces chambres est excellente et permet de distinguer si le muon provient du bon croisement de paquets.

Les performances du spectromètre à muon seront abordées dans la section reconstruction de ce chapitre.

1.2.5 Le système de déclenchement

A luminosité nominale et à une fréquence de collision de 40 MHz, le nombre d'interactions par seconde (10^9) est bien trop élevé pour garder l'ensemble des événements. Les données de collisions ne peuvent être enregistrées qu'à une fréquence d'environ 350 Hz. Un système de déclenchement (*trigger*) [6] permet de réduire le flux de données en sélectionnant les événements de physique « intéressante [4] ». Ce système est séparé en deux sous-systèmes, le système de déclenchement de niveau 1 intégré à l'électronique du détecteur et le système de déclenchement de haut niveau géré par des fermes de calcul.

Le système de déclenchement dit « de niveau 1 » est un système électronique embarqué à décision rapide (calcul réalisé en 1 µs, pour une fenêtre disponible de 3.2 µs). La fréquence d'acquisition des données passant le trigger de niveau 1 est de 10 kHz. La décision de lecture de l'événement est fondée sur des « déclencheurs primitifs » (candidats très basiques jet, photon, électron, muon, énergie manquante) observés dans les calorimètres et dans le spectromètre à muon. Une granularité réduite est utilisée pour permettre le traitement des informations dans le temps alloué. Les données provenant du trajectographe ne sont pas utilisées à ce stade.

Le système de déclenchement de niveau 1 fonctionne de manière parallèle entre les calorimètres et le spectromètre à muon (fig. 1.9). Les trois types de chambres à muons sont d'abord considérées comme des entités indépendantes et sont ensuite combinées. Les calorimètres sont segmentés en tours de déclenchement et les informations provenant du ECAL, HCAL et HF sont combinées localement dans l'espace, puis dans l'ensemble du détecteur.

La décision finale de lecture est prise au niveau global (ensemble du détecteur) en comparant les déclencheurs primitifs à des conditions prédéfinies correspondant à la présence d'un ou plusieurs objets physiques d'intérêt. Si la décision est positive, les

4. par exemple, des événements contenant de deux électrons assez bien identifiés et isolés, de hautes impulsions transverses, pouvant correspondre à un candidat Z

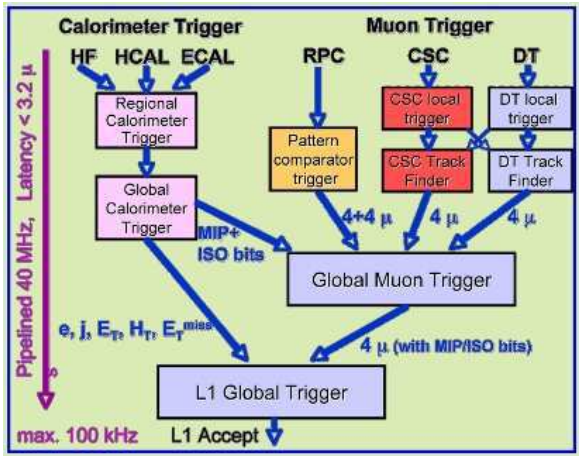


FIGURE 1.9 – *Schéma du système de déclenchement de niveau 1.*

données sont propagées dans le système de déclenchement de haut niveau (HLT).

Le HLT est une ferme de calcul située hors du détecteur. Cette ferme est composée de plusieurs milliers de processeurs commerciaux fonctionnant de manière séquentielle (un événement par processeur). Ceci permet d'éliminer les événements peu intéressants rapidement. Le flux de données est alors réduit de 10 kHZ à 350 Hz. Le HLT est séparé en deux niveaux pour gagner en temps d'exécution. Le niveau 2 réutilise les informations provenant du système de déclenchement de niveau 1, mais avec une meilleure granularité. Le système de niveau 3 reconstruit complètement les événements en ajoutant les informations du trajectographe et sélectionne les événements de haut intérêt. Les algorithmes de reconstruction sont plus simples que ceux utilisés dans la reconstruction finale et sont appliqués de manière sélective, les plus longs étant appliqués uniquement si nécessaire. Les données passant la sélection du HLT sont ensuite enregistrées sur les disques de stockage de CMS et du CERN.

1.3 Reconstruction des objets physiques de haut niveau

La reconstruction finale des événements est réalisée dans les 48 heures suivant la prise de données, le temps que les données soient calibrées. La reconstruction des photons et des électrons sera abordée au chapitre 2 après la description du calorimètre électromagnétique, et la description de l'énergie transverse manquante, signature des neutrinos, est détaillée dans le chapitre 5.

1.3.1 Trajectoires des particules et vertex

On appelle un « coup » (*hit*) le signal produit par une particule chargée dans un pixel ou dans une bande de silicium du trajectographe. Les trajectoires des particules sont reconstruites à partir d'un ensemble de coups déployés depuis les pixels jusqu'à la surface du calorimètre électromagnétique.

Les directions des traces sont identifiées à partir d'une série de coups « graine » du

trajectographe, ou à partir d'informations extérieures (chambres à muons, calorimètres) renseignant le physicien sur le probable passage d'une particule chargée. Des paires de coups enregistrés dans les pixels sont principalement utilisées. La trace est reconstruite par association successive de coups à la graine grâce à un filtre de Kalman [11, 12]. La qualité de la trace est donnée par les résidus d'un ajustement contenu dans le filtre. Cette méthode est itérative et la trace se propage de couche en couche depuis la graine jusqu'à la surface du calorimètre. Les pertes d'énergie par interaction avec la matière du trajectographe sont prises en compte lors de l'ajustement. Une description complète et simple de la méthode de reconstruction est accessible dans [13].

Le taux de fausses traces est estimé à moins de 1 % pour des traces présentes dans des jets de quark b d'impulsion transverse $[120 - 170]$ GeV. L'efficacité de reconstruction, déterminée à partir de muons, est proche de 100 % [14]. L'efficacité de reconstruction des traces provenant de pions est mesurée entre 90 à 98 % et celle des électrons entre 95 et 100 % [15]. Le fort champ magnétique présent dans CMS permet d'obtenir de bonnes résolutions sur l'impulsion transverse des traces (fig. 1.10).

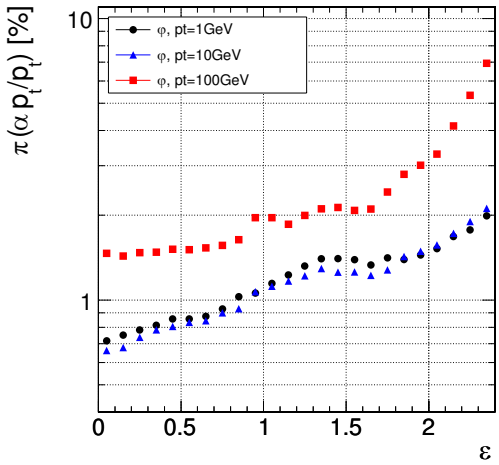


FIGURE 1.10 – *Résolution en impulsion transverse obtenue à partir de traces de muons cosmiques de 1, 10 et 100 GeV d'impulsion transverse.*

Les vertex sont identifiés par association de traces partant d'un même point spatial [14]. La qualité et la position du vertex sont déterminées précisément à partir d'un ajustement faisant intervenir l'ensemble des informations provenant des traces (position, direction, qualité). L'algorithme varie selon le type de vertex recherché (primaire pour les points de collision, secondaire pour la position spatiale de désintégration d'un méson lourd).

Les vertex sont triés selon la somme de l'impulsion transverse des traces associées. L'efficacité d'étiquetage du vertex principal est estimée entre 76% pour le processus $gg \rightarrow$ H $\rightarrow \gamma\gamma$ et 99% pour le processus $\mathrm{t\bar{t}} \rightarrow H \rightarrow X$ à basse luminosité [14].

1.3.2 Jets

Les jets formés par l'hadronisation de quarks ou de gluons sont reconstruits à partir de dépôts d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques (fig. 1.11).

Les dépôts d'énergie sont rassemblés en jets autour d'un dépôt graine de haute énergie grâce à un algorithme de regroupement, pouvant aussi considérer l'information provenant du trajectographe [16]. Plusieurs algorithmes sont disponibles et ont chacun des avantages et des inconvénients [17]. L'algorithme *anti-kt* est le plus utilisé dans CMS [18].

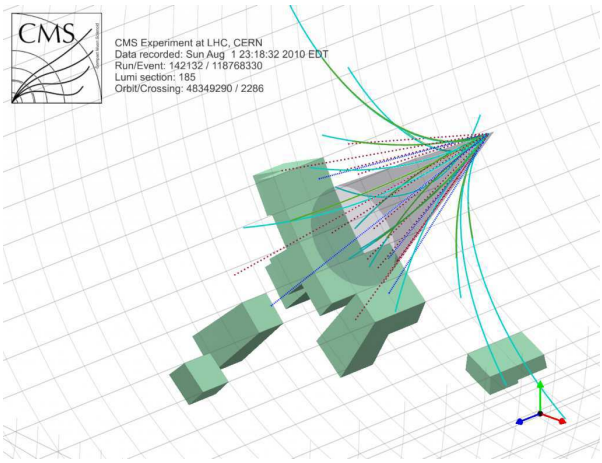


FIGURE 1.11 – *Schéma du cône d'énergie et de traces formé par un jet.*

Une description plus précise des informations utilisées dans la reconstruction des jet à partir des calorimètres sera effectuée au chapitre 3.

Plusieurs corrections d'énergie sont appliquées aux jets. La première est une correction de biais en énergie et consiste à soustraire l'énergie provenant de l'empilement contenue dans le jet. La seconde est une correction de la réponse des calorimètres selon la pseudo-rapidité du jet. La dernière est une correction d'échelle d'énergie [19].

1.3.3 Muons

Les muons sont identifiés à partir des traces présentes dans le trajectographe et le spectromètre à muon. Un muon reconstruit uniquement à partir du trajectographe est appelé muon « *tracker* » tandis qu'une trace présente uniquement dans le spectromètre à muon est noté muon « *standalone* ». Si un muon est identifié par les deux détecteurs simultanément, on parle de muon « *global* ».

Les traces des muons sont également reconstruites avec un filtre de Kalman. La qualité d'identification du muon est donnée par le nombre de coups dans les chambres à muon et dans le trajectographe, ainsi que par la qualité de l'ajustement de la trace. Le fort champ magnétique de CMS permet d'obtenir une résolution de 1 % pour des muons de basse impulsion transverse et 10 % pour des muons de haute impulsion ($p_T > 500$ GeV) [20].

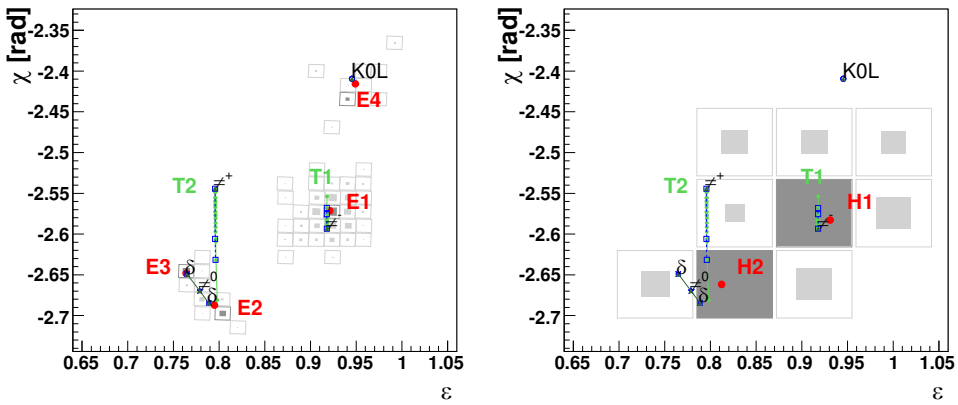
1.3.4 Reconstruction des événements par la méthode du flux de particules

Une deuxième méthode est utilisée pour la reconstruction « totale » d'un événement dans CMS. Cette méthode est appelée « flux de particules » et consiste à reconstruire l'ensemble des particules stables présentes dans un événement [21].

Les informations provenant de tous les sous-détecteurs sont alors utilisées et combinées pour donner une liste de particules uniques, composée de photons, électrons, muons, hadrons chargés et hadrons neutres.

Le flux de particules utilise ses propres algorithmes de regroupement des dépôts d'énergie et de formation des traces. Cette différence est nécessaire à cause de la formations d'agrégats électromagnétiques-hadroniques combinés.

L'algorithme de regroupement repose sur l'agrégation de dépôts d'énergie présents dans le ECAL et dans le HCAL autour de dépôts graine. Les agrégats sont d'abord formés dans chaque sous détecteur, puis sont combinés entre eux. L'étalement et la forme des dépôts, ainsi que la fraction d'énergie électromagnétique et la fraction d'énergie hadronique permettent de distinguer les hadrons neutres des photons, ces derniers issus de π^0 ou directement produits dans l'interaction au vertex (fig. 1.12).



(a) dépôts d'énergie électromagnétique (b) dépôt d'énergie hadronique

FIGURE 1.12 – *Regroupement des dépôts d'un petit jet à l'aide du flux de particules. Les dépôts représentés correspondent à ceux du (a) calorimètre électromagnétique (b) calorimètre hadronique. Les photons E_3 et E_2 sont identifiés comme provenant de la désintégration d'un π^0. Une trace T_2 est associée au dépôt hadronique H_2 et forme un π^+ . Une deuxième trace T_1 est associée au dépôt électromagnétique E_1 et au dépôt H_1. L'ensemble est reconstruit comme un π^-. Le K_L^0 n'a pas de trace mais laisse un dépôt électromagnétique important, suffisant pour l'identifier.*

Les traces sont reconstruites à partir d'une méthode itérative. Les premières traces sont d'abord reconstruites à partir de coups « graine » du trajectographe et de critères d'identification stricts. Les coups bien associés à ces traces sont alors retirés de la liste des coups et la reconstruction recommence, en diminuant au fur et à mesure les critères de qualité des traces. La réduction du nombre de combinaisons possible (à partir du nombre de coups disponibles) permet de limiter le taux de fausses traces ($< 1\%$). La reconstruction itérative assure une haute efficacité de reconstruction (99.5% pour des muons isolés). Des itérations supplémentaires avec relâchement d'une contrainte de vertex permettent la reconstruction des traces issues de la désintégration de particules à long temps de vol, comme les $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$.

Le double comptage entre traces et dépôts d'énergie est évité lors de l'association des traces et dépôts d'énergie : la trace est extrapolée dans les calorimètres (longueur de gerbe électromagnétique typique pour l'énergie de la trace dans le ECAL ou longueur d'interaction dans le HCAL) et les dépôts d'énergie cohérents avec la position et l'énergie sont associés à cette trace.

Un algorithme de regroupement est employé pour reformer les jets à partir de la liste de particules créées. L'énergie transverse manquante est également recalculée avec cette liste.

1.4 Génération et simulation

La simulation Monte Carlo est un outil important en physique car elle permet d'aider à la compréhension du détecteur et de vérifier si les prédictions théoriques pour un processus physique donné sont en accord avec les observations. La simulation complète dans CMS est séparée en deux parties :

- génération du processus de physique mis en jeu à partir des éléments de matrice et d'un tirage aléatoire de type Monte Carlo.
- propagation des particules dans le détecteur, jusqu'à destruction par dépôt d'énergie ou échappement hors de CMS.

1.4.1 Génération du processus

La génération d'un processus de physique est réalisée en plusieurs étapes :

- détermination de l'énergie des partons mis en jeu au sein des protons à partir des fonctions de densité de partons (PDF).
- « collision » des deux partons et création des particules présentes dans l'état final, à partir des éléments de matrice du processus dur concerné.
- habillage des partons et génération des radiations émises par des particules ayant une charge de couleur ou une charge électromagnétique, qui peuvent créer des jets supplémentaires dans l'événement.
- hadronisation des quarks et gluons créés dans l'état final et désintégration des hadrons instables.

Les éléments de matrice d'un processus dur sont calculés à partir de la théorie des perturbations. La génération à des ordres élevés peut s'avérer difficile selon la complexité du processus et le nombre de diagrammes en jeu. Un générateur est dit LO (*Leading Order*) si les éléments de matrice ne sont calculés qu'à l'ordre dominant de la théorie des perturbations. Si les diagrammes de l'ordre suivant en α_s (une radiation dure de quark ou de gluon) sont inclus, le générateur est dit NLO (*Next to Leading Order*).

Plusieurs générateurs Monte Carlo sont disponibles dans CMS. Ceux utilisés dans cette thèse sont répertoriés ci-dessous.

Pythia [22] est un générateur LO permettant de produire la plupart des processus du Modèle Standard. Ce générateur gère l'ensemble de la génération, y compris les radiations initiales et finales par création de gerbes partoniques (*parton showering*). Ce type de radiation n'est qu'une approximation et ne reflète pas parfaitement la réalité pour des

processus inclusifs. Pythia réalise également l'hadronisation des gluons et quarks présents dans l'état final grâce aux équations d'évolution DGLAP [23].
Le générateur Powheg [24] est NLO et prend en compte les diagrammes contenant une radiation dure de quark ou de gluon. Powheg est combiné à Pythia pour l'hadronisation des quarks et gluons.
Madgraph [25] est le dernier générateur utilisé dans cette thèse. Madgraph est un générateur « multi-ordre » au sens où la simulation du processus dur peut s'accompagner de plusieurs jets. Par exemple, un processus Z peut être créé exclusivement (sans jet), avec un jet, deux jets, etc. En combinant l'ensemble des sous-échantillons, il est alors possible de générer des processus inclusifs présentant des accords de multiplicité des jets excellents avec les données [26]. L'hadronisation est également réalisée par Pythia.

Une fois la génération effectuée, l'ensemble des particules sont propagées dans l'étape de simulation du détecteur.

1.4.2 Propagation des événements simulés dans CMS

La propagation des particules présentes dans l'état final est réalisée par le programme de simulation GEANT4 [27].

GEANT4 gère l'ensemble des interactions et des transformations que subissent les particules de l'état final lors du passage dans le matériel du détecteur. Ainsi, les pertes d'énergie par rayonnement Bremsstrahlung, les pertes d'énergie dues au pouvoir d'arrêt ainsi que les conversions de photons sont simulés. Le programme s'occupe également de la désintégration des hadrons légers avec un long temps de vol (pions chargés et kaons).

Le développement des gerbes hadroniques et électromagnétiques dans les calorimètres est simulé par GEANT4. L'alignement du détecteur et le masquage des canaux électroniques morts ou défectueux sont également inclus dans la simulation.

Les données simulées sont reconstruites avec les algorithmes standards de CMS. Les informations de génération (quadri-vecteur des particules présentes dans les états initiaux et finaux) sont accessibles dans les données simulées et permettent l'évaluation des performances attendues du détecteur ainsi que les performances des différentes méthodes d'analyse.

Bibliographie

[1] LHC collaboration. LHC Technical Design Report. *http ://lhc.web.cern.ch/lhc/LHC-DesignReport.html*.

[2] http ://public.web.cern.ch/press/pressreleases/Releases2008/PR14.08E.html.

[3] LHC collaboration. Beam Parameters and Definitions . *LHC Technical Design Report*, 1 chapter 2.

[4] LHC collaboration. LHC Technical Design Report. *Layout and Performance*, 1 chapter 3.

[5] CMS Collaboration. CMS technical design report, volume I : Physics performance. *J. Phys.*, G34 :225–294, 2007.

[6] CMS Collaboration. CMS technical design report, volume I : Physics performance. *J. Phys.*, G34 :1–25, 2007.

[7] CMS Collaboration. CMS technical design report, volume I : Physics performance. *J. Phys.*, G34 :199–222, 2007.

[8] S. Abdullin et al. Design, performance, and calibration of CMS hadron-barrel calorimeter wedges. *Eur. Phys. J.*, C55 :159–171, 2008.

[9] G. Bayatian et al. Design, performance and calibration of the CMS forward calorimeter wedges. *Eur. Phys. J.*, C53 :139–166, 2008.

[10] CMS Collaboration. CMS technical design report, volume I : Physics performance. *J. Phys.*, G34 :92–144, 2007.

[11] Wild E. and others. A Kalman Filter for Track Based Alignment. *CMS Analysis Note*, AN-05-037, 2005.

[12] Adam, W. and others. Track Reconstruction in the CMS tracker. *CMS Note*, CMS-06-041, 2006.

[13] Thomas Le Grand. Physique du quark top dans l'expérience CMS au démarrage du LHC. *Thèse de doctorat*, 2010.

[14] W Adam. Track and Vertex Reconstruction in CMS. Technical Report CMS-CR-2006-098. CERN-CMS-CR-2006-098, CERN, Geneva, Nov 2006.

[15] Ian Tomalin. Description and Performance of the CMS Track Reconstruction. *CMS Analysis Note*, AN-11-172, 2011.

[16] R. Bainbridge et al. Jet Plus Tracks Algorithm for Calorimeter Jet Energy Corrections in CMS. *CMS Analysis Note*, AN-09-031, 2009.

[17] CMS Collaboration. Performance of Jet Reconstruction at CMS. *LHC workshop at HERA*, 2008.

[18] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The anti-kt jet clustering algorithm. *Journal of High Energy Physics*, 2008(04) :063, 2008.

[19] V. Chetluru et al. Jet Reconstruction Performance at CMS. *CMS Analysis Note*, AN-09-067, 2009.

[20] Gianni Masetti. Muon studies at CMS. *Moriond QCD 2010*, 2010.

[21] Particle Flow POG. Particle Flow Reconstruction of Jets, Taus, and MET. *CMS Analysis Note*, AN-09-039, 2009.

[22] Torbjorn Sjöstrand, Stephen Mrenna, and Peter Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual ; v6.420, tune D6T. *JHEP*, 05 :026, 2006.

[23] Michael E. Peskin and Dan V. Schroeder. *An Introduction To Quantum Field Theory (Frontiers in Physics).* Westview Press, 1995.

[24] Alioli, Simone and Nason, Paolo and Oleari, Carlo and Re, Emanuele. NLO vector-boson production matched with shower in POWHEG. *JHEP*, 07 :060, 2008.

[25] http ://madgraph.hep.uiuc.edu/.

[26] CMS Collaboration. Observation of W-gamma and Z-gamma final states. *CMS Physics Analysis Summary*, EWK-10-008, 2010.

[27] S. Agostinelli et al. Geant4 : A simulation toolkit. *Nucl. Instrum. and Methods*, A506 :250, 2003.

Chapitre 2

Le calorimètre électromagnétique

> Tout objet inerte projeté en dépit du bon sens, subit un freinage progressif et contradictoire de la part des autres sens offensés, jusqu'à sa stabilisation définitive dans l'espace occurrent quel qu'il soit.
>
> Romuald - Le génie des alpages

Le calorimètre électromagnétique (ECAL) est situé entre le trajectographe et le calorimètre hadronique. Sa conception est optimisée pour la recherche du boson de Higgs se désintégrant en deux photons. Compte tenu de l'importance du ECAL dans les études réalisées pendant ces trois ans de thèse, je décrit précisément dans ce chapitre le calorimètre dans son ensemble, ainsi que ses performances.

Les éléments de géométrie et l'électronique associée sont d'abord définis, ainsi que le traitement des données nécessaire pour reconstruire un signal issu du calorimètre. Les performances obtenues en phase de faisceau de test sont ensuite présentées. On abordera également la description du système de suivi laser incorporé au ECAL. Une rapide section expliquera le principe de reconstruction des photons à partir des données du ECAL. Pour finir, la reconstruction des électrons sera expliquée en détail.

2.1 Description

Le calorimètre électromagnétique de CMS est composé de 75848 cristaux de tungstate de plomb ($PbWO_4$) maintenus à une température de 18°C [1]. Ce matériau a été choisi pour sa faible longueur de radiation (0.89 cm), son faible rayon de molière (2.2 cm) et surtout sa capacité à émettre en 25 ns 80% de la lumière de scintillation lors du déploiement d'une gerbe électromagnétique, quelque soit l'irradiation à laquelle sont soumis les cristaux. Ceci garantit une réponse rapide et un recouvrement minimal entre deux signaux issus de croisements de paquets de protons successifs.

Un détecteur de pied de gerbe (preshower) est présent sur les faces latérales du calorimètre orientées vers le centre du détecteur et permet de discriminer les signaux associés aux π^0 des signaux associés aux photons directs. Le preshower est peu utilisé dans l'ensemble des études réalisées ici et le détail de son fonctionnement ne sera pas abordé par la suite. On peut se référer à [2] pour de plus amples informations.

Par la suite, on notera la partie centrale du calorimètre EB (correspondant au tonneau) et les parties latérales EE (correspondant aux bouchons). Le preshower sera noté ES.

L'acceptance du ECAL est uniforme en ϕ et court jusqu'à une valeur de 3 en unité de pseudo-rapidité η. EB couvre la section $|\eta| < 1.479$ et les bouchons le reste du calorimètre, soit $1.479 < |\eta| < 3.0$. Le preshower couvre la région $1.653 < |\eta| < 2.7$ (fig. 2.1).

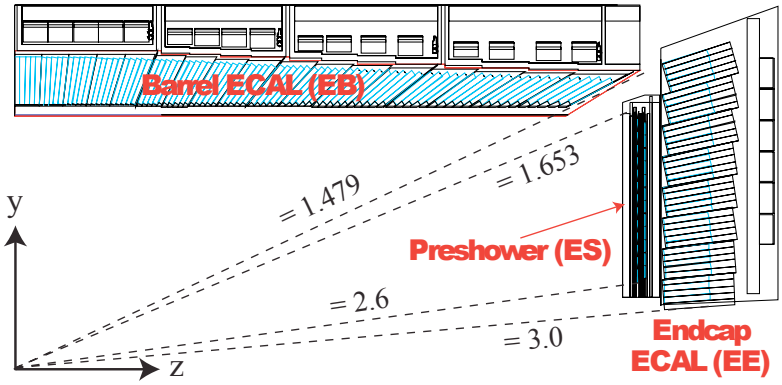


FIGURE 2.1 – *Coupe longitudinale du calorimètre électromagnétique.*

2.1.1 Elements et géométrie

L'élément de plus petite segmentation du calorimètre est le cristal. La couverture d'un cristal dans le plan (η, ϕ) équivaut à 0.0174×0.0174 dans le tonneau et devient variable dans les bouchons. Chaque cristal a une réponse qui lui est propre et qui dépend de la pureté, de la qualité et de la transparence du cristal. La lumière de scintillation émise dans les cristaux est collectée par des photo-diodes à avalanche (APD) dans le tonneau et par des photo-triodes à vide (VPT) dans les bouchons. Afin d'éviter qu'une particule dépose son énergie sur un ligne de séparation de deux cristaux, l'axe de chaque cristal du tonneau est dévié de 3° par rapport au point d'interaction, en η et en ϕ (fig. 2.2). Ceci permet d'éviter la perte d'énergie dans les zones mortes présentes entre chaque cristal. Pour la même raison, les cristaux de EE présentent également un axe dévié par rapport au point d'interaction. Chaque cristal correspond à un canal électronique unique [1].

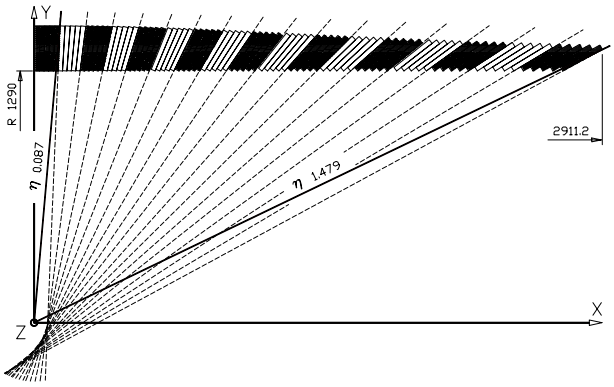
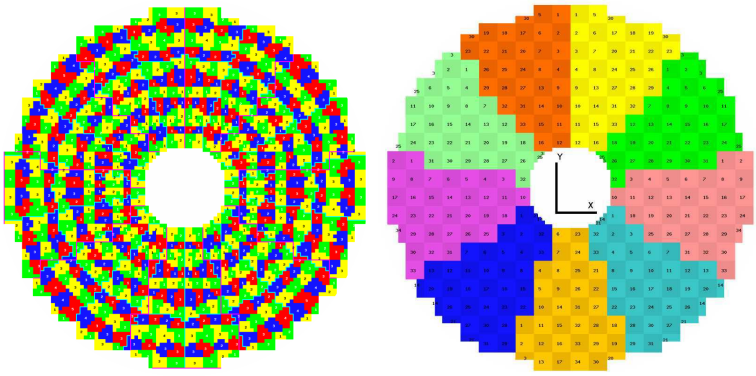


FIGURE 2.2 – *Déviation de l'axe des cristaux du tonneau par rapport au point d'interaction, coupe longitudinale.*

Les tours de déclenchement (Trigger Towers ou TT) regroupent 25 cristaux selon des

matrices 5×5 dans le tonneau. L'agencement des cristaux dans les tours varie dans les bouchons afin d'assurer une couverture uniforme dans le plan $\eta - \phi$ (fig. 2.3.a). L'information collectée par les tours est issue de l'information enregistrée dans les canaux électroniques mais est traitée différemment. Cette information est nécessaire pour le système de déclenchement tant pour la décision de lecture de l'information collectée dans le calorimètre que pour l'enregistrement de l'événement.

Les super-cristaux (SC) sont des matrices 5×5 de cristaux dans les bouchons, suivant une segmentation dans le plan (X, Y) (fig. 2.3.b). Un super-cristal correspond donc à une segmentation géométrique différente des tours de déclenchement et un chevauchement existe entre ces deux types d'éléments [3].



(a) (b)

FIGURE 2.3 – *Cartographie d'un bouchon de CMS : (a) tours de déclenchement (b) super-cristaux*

Enfin, les unités de lecture (RU) correspondent aux sections géométriques reliées aux cartes électroniques et lues lorsque la décision de lecture est positive. Ces sections correspondent aux tours de déclenchement dans le tonneau et aux super-cristaux dans les bouchons.

Le calorimètre central EB est divisé en 36 super-modules, regroupant chacun 1700 cristaux (85×20 dans le plan $\eta - \phi$). Neuf super-modules ont préalablement été testés et calibrés en faisceau de test.

2.1.2 Chaîne d'acquisition

L'électronique associée au ECAL concerne l'ensemble de la chaîne d'acquisition de l'information, depuis la collecte de la lumière dans les APDs/VPTs, la décision du système de déclenchement de niveau 1, jusqu'à l'injection de l'information dans les algorithmes du système de déclenchement de haut niveau. Un schéma de la chaîne d'électronique est représenté sur la figure 2.5.

On décrit ici les principaux éléments électroniques nécessaires à la compréhension des analyses réalisées sur le calorimètre électromagnétique [4].

– cartes *front-end* et *very front-end* : cartes électroniques collectant les signaux de sortie des APDs et VPTs. Les signaux sont numérisés dans les cartes *very front-end*. Une carte couvre la surface d'une tour de déclenchement dans le tonneau et d'un

FIGURE 2.4 – *Super-module du ECAL sur banc de test.*

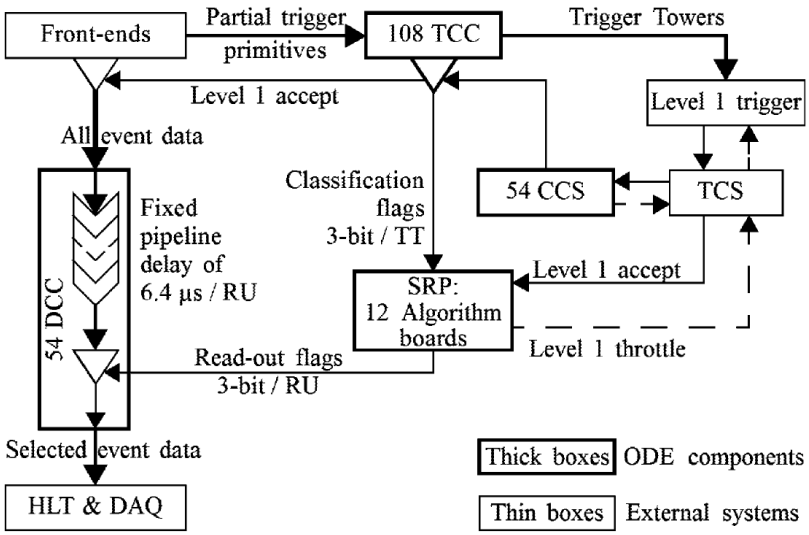


FIGURE 2.5 – *Schéma de la chaîne d'électronique du ECAL.*

super-cristal dans les bouchons. Le calcul des informations nécessaires au système de déclenchement de niveau 1 est en partie effectué dans ces cartes, à une fréquence de 40 MHz.
- système de déclenchement de niveau 1 : premier système de déclenchement dans l'électronique de CMS, à prise de décision très rapide (100 kHz). La décision de lecture est fondée sur l'information issue des tours de déclenchement.
- cartes *trigger concentrator* (TCC) : ces cartes achèvent le traitement des informations utilisées par le système de déclenchement de niveau 1. Ces informations, appelées *trigger primitives*, sont également transmises au système de lecture sélective.
- *Selective Readout Processor*, ou système de lecture sélective (SRP) : carte électronique sélectionnant les canaux d'intérêt. Une description et une étude approfondie du SRP sont présentées au chapitre 3.
- cartes *data concentrator* : cartes jouant le rôle de stockage à très court terme et d'application de décision de lecture. Les données acquises dans le ECAL sont stockées pendant 6.4 μs. Si la décision du système de déclenchement de niveau 1 est positive, les données sélectionnées par le SRP sont transmises au système électronique de haut niveau (HLT, DAQ).

2.1.3 Reconstruction des signaux

En sortie d'un canal, le signal est échantillonné à la fréquence du LHC (40 MHz) [5]. Chaque signal est alors composé d'une suite de 10 échantillons successifs, distants de 25 ns. Un signal générique et la position des échantillons (notés par la suite échantillons temporels) sont illustrés sur la figure 2.6.

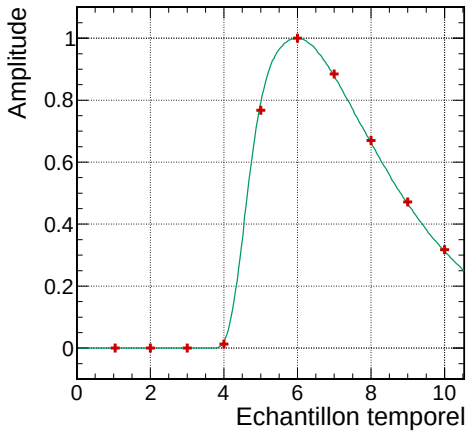


FIGURE 2.6 – *Forme d'un signal issu d'un canal du ECAL (courbe turquoise). Les échantillons sont représentés par les croix rouges.*

La synchronisation temporelle est ajustée de façon à ce que le maximum d'amplitude se situe sur le 6e échantillon. On définit alors la phase temporelle d'un signal par la position du maximum de l'amplitude par rapport à la position du 6e échantillon. Les 3 premiers échantillons ne reçoivent pas de contributions du signal physique et correspondent au niveau de la ligne de base de l'électronique. Le 4e ne reçoit qu'une très faible contribution du signal. Ces échantillons permettent la soustraction du piédestal électronique lors de la

reconstruction, événement par événement.

La reconstruction de l'amplitude du signal à partir des 10 échantillons temporels est réalisée à partir de la méthode des poids.

Méthode des poids

La reconstruction par la méthode des poids nécessite un étalonnage en temps précis. Cette méthode consiste à estimer l'amplitude d'un signal par une somme pondérée des échantillons temporels [6] :

$$\bar{\mathcal{A}} = \sum_{i=0}^{n} w_i S_i \tag{2.1}$$

où w_i et S_i représentent respectivement le poids et l'échantillon associés à l'intervalle de temps i et $\bar{\mathcal{A}}$, la meilleure estimation possible de l'amplitude. Le signal S_i est formé de plusieurs composantes :

$$S_i = \mathcal{A} f_i + b_i + p \tag{2.2}$$

avec $\mathcal{A}$ l'amplitude réelle du signal, f_i la valeur de l'échantillon obtenue à partir de la forme générique 2.6 normalisée à 1, b_i le bruit provenant de l'électronique pour l'intervalle de temps i et p la ligne de base constante (piédestal électronique).

Les poids sont calculés à partir d'une forme générique normalisée semblable à celle présentée sur la figure 2.6, obtenue à partir de données acquises en faisceau de test. Plusieurs conditions sont à respecter pour ne pas biaiser l'estimation de l'amplitude :

$$\sum_{i=0}^{n} w_i = 0 \tag{2.3}$$

$$\sum_{i=0}^{n} w_i f_i = 1 \tag{2.4}$$

La première contrainte assure l'absence de biais dans le cas où la ligne de base est flottante. La seconde contrainte assure la condition $\langle \bar{\mathcal{A}} \rangle = \mathcal{A}$ et garantit une estimation non biaisée de l'amplitude en présence de signal.

Afin d'obtenir la meilleure estimation possible des poids, on cherche également à supprimer la corrélation entre les échantillons temporels due au bruit électronique. Ceci revient à minimiser la variance de $\bar{\mathcal{A}}$, donnée par :

$$\sigma^2_{\bar{\mathcal{A}}} = \sum_{i,j} w_i w_j V_{i,j} \tag{2.5}$$

où $V_{i,j}$ est l'élément de la matrice de covariance du bruit électronique pour les échantillons i et j.

En respectant les équations (2.3), (2.4) et (2.5), le jeu de poids est alors calculé en utilisant un multiplicateur de Lagrange [7]. Les poids optimaux sont obtenus lorsque V est diagonale (absence de corrélation du bruit) et lorsque le piédestal p est fixé :

$$w_i = \frac{f_i}{\sum_i f_i^2} \tag{2.6}$$

Si la ligne de base p est flottante, les poids sont définis par la formule :

$$w_i = \frac{f_i - \frac{\sum_i f_i}{n}}{\sum_i f_i^2 - \frac{\left(\sum_i f_i\right)^2}{n}} \tag{2.7}$$

Par défaut, on utilise le maximum d'échantillons temporels pour reconstruire l'impulsion. Mais il est également possible de ne pas considérer l'ensemble les 10 échantillons temporels. Le calcul des poids est alors identique, en forçant les poids w_i correspondant aux échantillons i non utilisés à zéro.

Cette méthode présente d'excellentes estimations de l'amplitude d'un signal, mais un jeu de poids n'est valable que pour une phase temporelle donnée (fig. 2.7). Une désynchronisation temporelle brise la condition 2.4 et induit un biais lors de l'estimation de l'amplitude. Si un déphasage temporel existe, il est alors nécessaire d'utiliser différents jeux de poids, correspondants aux différentes phases. Trois jeux de poids sont ainsi utilisés dans la reconstruction des signaux du ECAL, chacun correspondant à un groupe de cristaux ayant une phase temporelle précise.

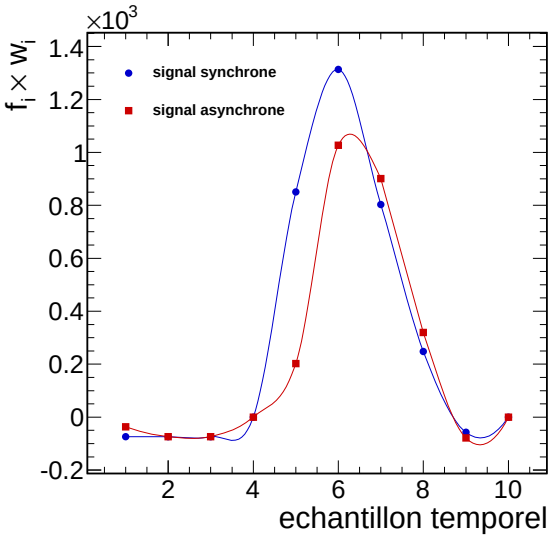


FIGURE 2.7 – *Echantillons pondérés d'un signal en sortie du ECAL. La courbe bleue est obtenue avec un signal en phase avec la forme générique ayant servi au calcul des poids. La courbe rouge correspond à ce même signal, mais présentant un déphasage temporel, ce qui entraîne une mauvaise estimation de l'amplitude.*

Les poids et échantillons les plus sensibles à une fluctuation temporelle sont ceux correspondant aux zones de fortes pentes. Il s'agit particulièrement du 4e, situé dans le front de montée du signal.

La reconstruction des signaux après acquisition est appelée reconstruction « offline ». Par opposition, une estimation de l'amplitude réalisée lors de l'acquisition est dite « online ». Certaines restrictions supplémentaires sont imposées à l'estimation online de l'amplitude, comme le nombre maximum d'échantillons utilisables. Ceci sera abordé plus en détail lors de l'étude de la lecture sélective du ECAL au chapitre 3.

Huit échantillons temporels (du 1er au 9e, abstraction du 4e) sont utilisés lors de la reconstruction offline [8, 9]. Les trois premiers échantillons permettent la soustraction du piédestal électronique de l'amplitude et les poids associés sont donc négatifs. Les autres échantillons servent à l'estimation de l'amplitude. Situé dans le front de montée, et donc sensible à un éventuel déphasage temporel, le 4e échantillon est exclu du calcul et le poids correspondant est forcé à zéro.

Estimation de T_{max} : méthode des rapports

Bien que le signal soit synchronisé de façon à ce que le maximum soit positionné sur le 6e échantillon, l'estimation du temps T_{max} correspondant au maximum de l'amplitude est importante, afin de s'assurer que la reconstruction de l'amplitude n'est pas biaisée. De fait, plusieurs sources de décalages temporels existent :

- un décalage temporel dépendant de la tour de déclenchement (précision de 1 ns). Ce décalage est mesuré via une impulsion laser. Le résultat de cette mesure permet d'ajuster les tours de déclenchement de façon à utiliser un même jeu de poids sur l'ensemble des canaux d'un super-module [10].
- l'absence de synchronisation entre le temps d'arrivée des particules (collisions, muons cosmiques) et l'horloge d'échantillonnage. Dans le cas de collisions *pp* (conditions LHC), l'horloge d'échantillonnage est reliée à celle du LHC et il ne reste que les fluctuations provenant du temps de vol des particules, négligeables [8]. Dans le cas de prise de données cosmiques, les muons sont asynchrones et le décalage temporel peut être important.
- en conditions LHC, les fluctuations des intervalles de temps entre deux collisions. Ces fluctuations sont négligeables (de l'ordre de 10 ps).
- les fluctuations dues au matériel (temps de transfert dans les fibres optiques, etc). Impossible à compenser au niveau de l'électronique, ces fluctuations sont compensées par l'utilisation de différents jeux de poids sur les groupes de cristaux correspondant aux différents groupes temporels.

La prise de données en faisceau de test synchronisé présente une fluctuation temporelle de 1 ns (pic à pic). En conditions LHC cette fluctuation est inférieure et estimée à 0.2 ns [9].

La méthode utilisée pour déterminer le T_{max} d'un signal est appelée méthode des rapports (ou *ratio method*) et consiste à modéliser le rapport f_i/f_{i+1} en fonction de $t_i - T_{max}$, où f_i est le niveau ADC de l'échantillon temporel i et t_i le temps correspondant à cet échantillon. Cette fonction est bien plus facile à modéliser que la distribution présentée sur la figure 2.6 et permet d'estimer précisément T_{max} [11].

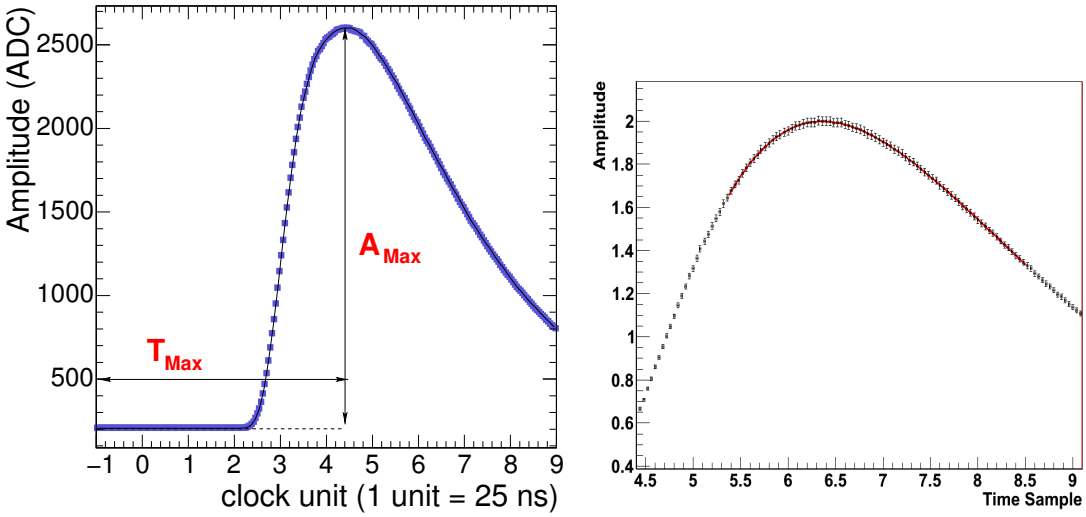
Pour les données acquises avec un possible déphasage temporel, il est également possible de déterminer l'amplitude des signaux à partir d'un ajustement appelé « $\alpha\beta$ ».

Modélisation $\alpha\beta$

La modélisation $\alpha\beta$ consiste à déterminer l'amplitude d'un signal par l'ajustement de la formule 2.8 aux dix échantillons.

$$f(t) = A_{max}\left(1 + \frac{t - t_{max}}{\alpha\beta}\right)^{\alpha} e^{\frac{-(t-t_{max})}{\beta}} \tag{2.8}$$

Les paramètres libres de l'ajustement sont α, β, t_{max} et A_{max}, où t_{max} est le temps correspondant au maximum de l'amplitude A_{max} (fig. 2.8).



(a) (b)

FIGURE 2.8 – *(a) Description des paramètres physiques de l'ajustement $\alpha\beta$ (b) exemple de modélisation $\alpha\beta$*

Puisque t_{max} est un paramètre libre de l'ajustement, le décalage temporel n'a aucune influence sur l'estimation de A_{max}. Cette méthode a été utilisée pour la mesure de l'énergie électromagnétique déposée au passage de muons cosmiques dans le ECAL pendant la phase de commissionnement. Comme les muons cosmiques sont naturellement asynchrones avec les coups d'horloge LHC, l'énergie ne peut être estimée avec précision par la méthode des poids. Il est nécessaire d'utiliser une autre méthode, par exemple la modélisation $\alpha\beta$.

L'estimation de l'amplitude d'un signal par un ajustement $\alpha\beta$ a également été utilisée dans le système de contrôle laser du ECAL [12], système qui sera décrit au chapitre 4.

2.2 Performances en faisceau de test

Plusieurs super-modules du calorimètre électromagnétique ont été placés en faisceaux de test avant d'être montés dans CMS. Ces faisceaux composés d'électrons ou de pions et d'une énergie variable de 20 à 200 GeV ont permis la mesure de la résolution et de la réponse en énergie du ECAL ainsi que les profils d'irradiation des cristaux. Les sections du calorimètre étaient équipées des différents systèmes nécessaires (refroidissement, électronique, etc.) et le bon fonctionnement de l'instrumentation associée a été également testé.

2.2.1 Résolution en énergie

La résolution en énergie du calorimètre σ_E se décompose selon la formule :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + (C)^2 \tag{2.9}$$

où E est l'énergie de la particule électromagnétique ayant déposé son énergie dans le ECAL. S est un terme dit « stochastique », relié aux fluctuations énergétiques du développement de la gerbe électromagnétique dans le calorimètre. N représente les fluctuations dues au bruit électronique et C un terme constant dominant la résolution à haute énergie, dû aux imperfections du calorimètre (variation de réponse, stabilité, température...).

La résolution σ_E a été mesurée en banc de test à partir de faisceaux d'électrons de différentes énergies (fig. 2.9). Les valeurs obtenues montrent les excellentes performances du calorimètre [13] :

$$S = 3\ \% \qquad N = 0.12\ \text{GeV} \qquad C = 0.3\ \% \tag{2.10}$$

garantissant une précision d'environ 0.5% sur la mesure de l'énergie d'une particule électromagnétique de haute énergie (> 30 GeV) dans CMS.

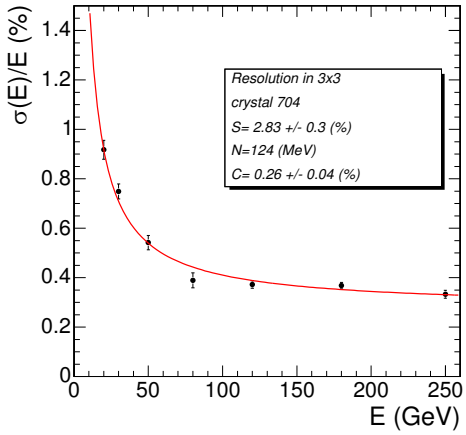


FIGURE 2.9 – *Mesure de la résolution en énergie d'électrons issus de faisceau de test.*

2.2.2 Etalonnage

Chaque cristal présente une réponse différente à un même stimulus énergétique, à cause du caractère unique du cristal. En l'absence d'étalonnage, la différence de réponse entre les cristaux pour un même stimulus peut atteindre 13%, dont 8% dus à la variation de la quantité de lumière collectée en sortie des cristaux [14]. Une calibration relative des cristaux est appliquée afin d'éliminer cette différence de réponse [15]. L'énergie estimée du canal est alors modifiée par la formule

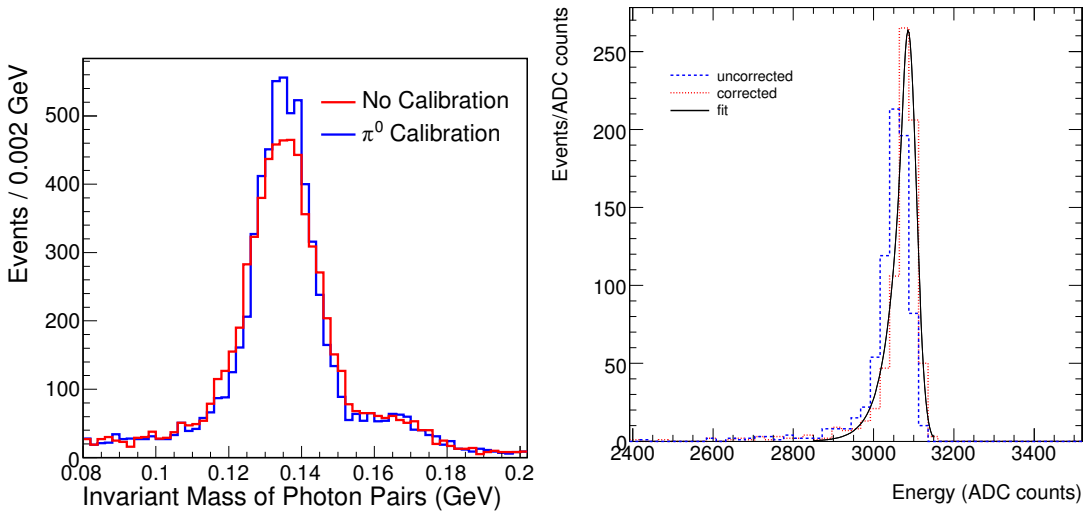
$$E_{cor} = c_\chi E \tag{2.11}$$

où E est l'énergie mesurée dans le cristal χ et c_χ le coefficient dit « d'inter-calibration » de ce même canal χ.

c_χ est mesuré pour chaque cristal par rapport à une zone de référence fixée dans un super-module du calorimètre. Pour un même stimulus, la zone de référence mesure une énergie E_{ref} et le cristal à calibrer E_χ. On définit alors c_χ par :

$$c_\chi = \frac{E_{ref}}{E_\chi} \tag{2.12}$$

Le calcul des coefficients c_χ a été réalisé à partir de faisceaux d'électrons et de pions π^0 (créés par bombardement de π^- sur une cible d'aluminium) pour les super-modules placés en banc de test (fig. 2.10) [14]. La précision obtenue sur les coefficients d'inter-calibration est de 0.3% [16]. Enfin, l'utilisation de données cosmiques a permis de réaliser une inter-calibration complète du calorimètre électromagnétique avant le début de la prise de donnée fin 2009, avec une précision de 1.5 %. Par la suite, ces corrections ont été vérifiées et recalculées à partir de données π^0 acquises en 2010 dans des collisions pp, avec une précision moindre ($\geq 1.7\%$) [17].



(a) (b)

FIGURE 2.10 – *(a) Spectre de masse invariante d'une paire diphoton avant et après inter-calibration. Les coefficients d'inter-calibration sont obtenus sur un échantillon de π^0 indépendant. (b) Spectre d'énergie d'un faisceau d'électrons de 120 GeV avant et après inter-calibration.*

2.3 Système de monitorage laser

Un cristal de $PbWO_4$ soumis à une irradiation subit une variation de sa transparence, due à la création de centres colorés dans les cristaux. Cette variation, plus prononcée dans la partie bleue du spectre de lumière, affecte la propagation de la lumière de scintillation émise lors du déploiement de la gerbe électromagnétique, et impose une sous-estimation de l'énergie déposée dans le calorimètre [18]. En l'absence de radiations et à 18°C, les centres colorés se désexcitent et les cristaux regagnent spontanément en transparence (fig. 2.11).

Ces variations doivent être connues et corrigées pour estimer correctement l'énergie déposée dans le ECAL. Un système de contrôle laser permet de calculer ces variations de

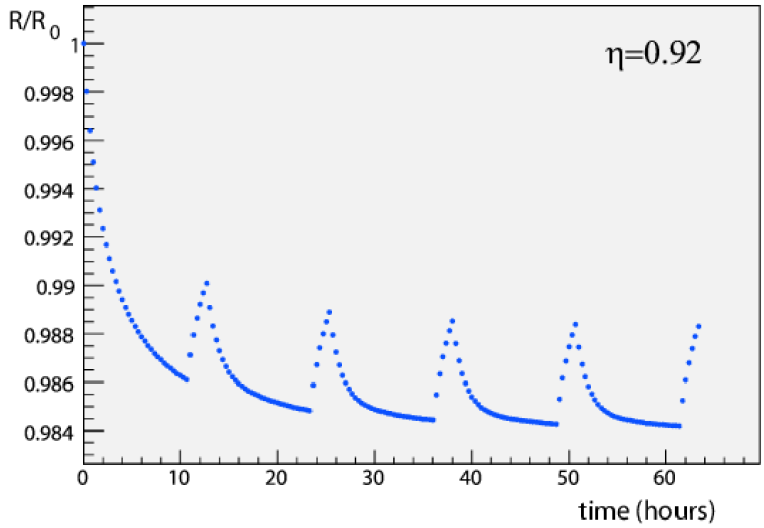


FIGURE 2.11 – *Simulation de variations de transparence dans un cristal du tonneau ($R/R_0 = 1$ quand le cristal est parfaitement transparent), pour une luminosité instantanée $\mathcal{L}_i = 2.10^{33}$ $cm^{-2}.s^{-1}$, réalisée à partir de données acquises en faisceau de test. Les remontées correspondent à la récupération du cristal en l'absence de radiations.*

transparence et ces corrections [12]. Ce système sera décrit et étudié en détail au chapitre 4.

2.4 Reconstruction des photons à partir du calorimètre électromagnétique

La reconstruction des photons est réalisée à partir d'un algorithme de regroupement (clustering) [19, 20]. Un photon dépose l'ensemble de son énergie dans un seul groupe de cristaux (cluster) ou sur plusieurs groupes de cristaux alignés sur l'axe ϕ dans le plan $\eta - \phi$. Ce dernier cas est dû à la conversion du photon en paire électron-positron lors de son passage dans le matériel du trajectographe et à la courbure de la trajectoire de l'électron (positron) en présence du champ magnétique de CMS. Le regroupement des différents clusters permet de former un « super-cluster » contenant l'ensemble de l'énergie du photon, ou d'avantage d'énergie si du bruit est ajouté. (fig. 2.12).

Ce regroupement est effectué à partir d'un algorithme dit « Hybrid » dans EB. Cet algorithme utilise la géométrie des cristaux et la connaissance du déploiement de la gerbe électromagnétique en η afin de rechercher dynamiquement les clusters appartenant au photon le long de l'axe ϕ. Il en est de même pour EE, avec des matrices de cristaux 5×5 à la place de clusters [21, 22].

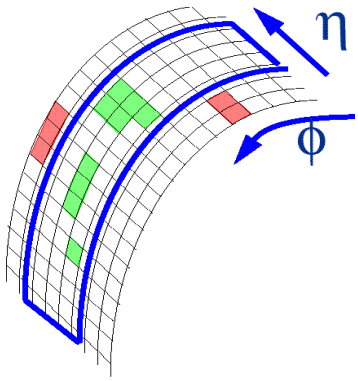


FIGURE 2.12 – *Vue artistique d'une formation d'un super-cluster à partir de clusters formés par une paire électron-positron issue d'un photon converti (en vert au centre).*

2.5 Des électrons dans CMS

2.5.1 Reconstruction

Comme les photons, les électrons déposent leurs énergies sous forme de super-cluster dans le calorimètre électromagnétique. Le dépôt formé contient le cluster principal d'impact de l'électron dans le calorimètre ainsi que les clusters formés par les photons rayonnés par processus Bremsstrahlung. Comme les électrons sont chargés, leurs trajectoires sont reconstruites dans le trajectographe. Un électron résulte alors de l'association d'un super-cluster électromagnétique et d'une trace dans le trajectographe.

Les traces utilisées dans la reconstruction des électrons sont spécifiques, et reconstruites avec un algorithme Gsf (*Gaussian-Sum-Filter*) [23, 24], différent de l'algorithme de Kalman employé dans la reconstruction des traces standards. Cet algorithme permet de reconstruire des traces de particules chargées ayant rayonné une grande quantité de leur énergie par rayonnement Bremsstrahlung. Ainsi, une forte variation d'impulsion et une forte déviation de l'angle azimutal ϕ de la trace entre son orientation au vertex et son orientation à l'extrapolation au ECAL sont autorisées.

Les clusters considérés comme provenant des photons émis par processus Bremsstrahlung sont associés au super-cluster. Ces clusters sont identifiés à partir d'une extrapolation de la droite tangente à la trace Gsf à la surface du calorimètre, pour l'angle ϕ auquel ce photon aurait été émis.

La figure 2.13 illustre un schéma de la propagation d'un électron dans CMS.

Comme pour l'ensemble des objets de haut niveau, deux méthodes de reconstruction des électrons sont disponibles dans CMS. La méthode standard utilise la reconstruction des super-clusters décrite dans la section 2.4. La deuxième technique est celle du flux de particules et utilise son propre algorithme de regroupement : a partir d'un cristal-graine d'énergie élevée, le cluster est formé par regroupement successif des cristaux voisins (une face en commun avec un cristal du cluster en cours de formation) ayant collecté une énergie supérieure à 80 MeV [25]. Le reste de la méthode de reconstruction est sensiblement identique.

La double « nature » de la reconstruction des électrons (trace + dépôt calorimétrique)

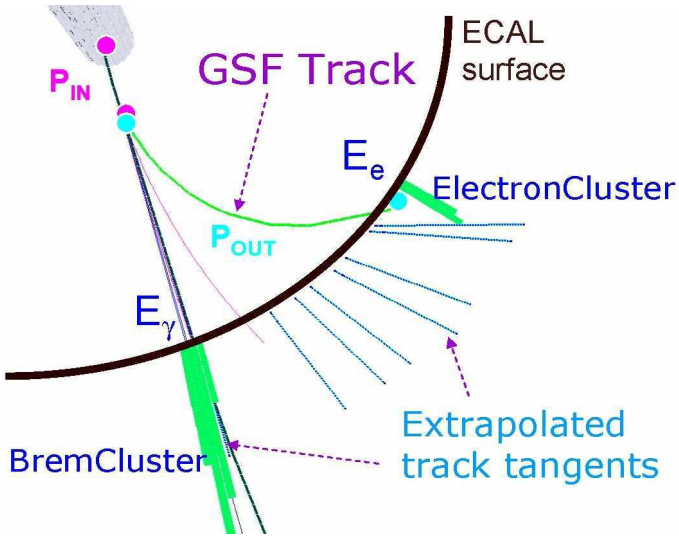


FIGURE 2.13 – *Schéma de la propagation d'un électron dans CMS, avec indication des différents dépôts électromagnétiques créés par l'électron.*

permet d'améliorer sensiblement la résolution en énergie des-dits électrons, comparé à une simple reconstruction fondée sur le calorimètre uniquement. En effet, à basse énergie la résolution sur l'énergie associée à une trace d'électron est bien meilleure que la résolution du calorimètre électromagnétique [26]. Ceci conduit aux courbes de résolution présentées sur la figure 2.14.

2.5.2 Identification

Les méthodes et variables d'identification des électrons diffèrent selon le type de reconstruction employé.

Variables Standard

Les électrons issus de la reconstruction standard (aussi notés électrons EG) sont identifiés comme vrais électrons à partir de quatre variables [27] :

- $\sigma_{i\eta i\eta}$, variable liée à la forme de la gerbe électromagnétique développée par l'électron dans le ECAL.
- $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$, variables de qualité de l'association entre la trace et le super-cluster
- H/E, rapport entre l'énergie hadronique et l'énergie électromagnétique déposée dans la région du cluster principal

Forme de la gerbe

La variable $\sigma_{i\eta i\eta}$ est une somme pondérée des pseudo-rapidités des cristaux du super-cluster :

$$\sigma_{i\eta i\eta} = \frac{\sum_j^{SC} w_j (i\eta_j - \bar{i\eta}_{SC})^2}{\sum_j^{SC} w_j} \tag{2.13}$$

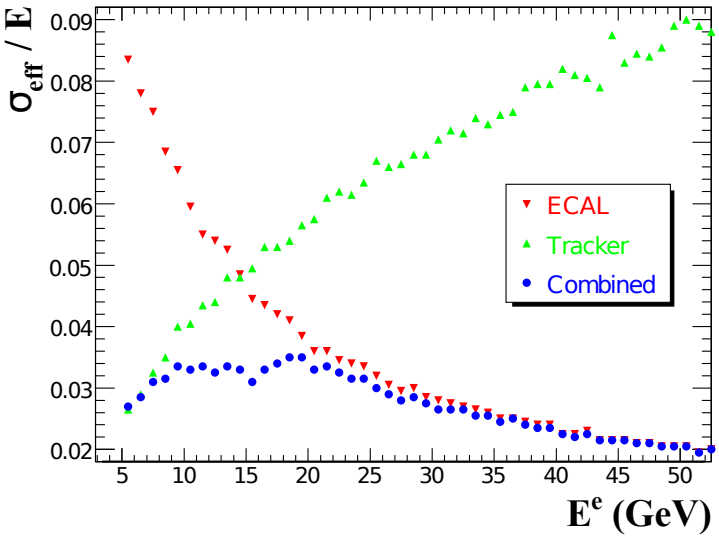


FIGURE 2.14 – *Résolution en énergie d'électrons standards simulés, en fonction de l'énergie des-dits électrons. La résolution en énergie de la trace est indiquée par les triangles bas verts, celle correspondante au calorimètre par les triangles hauts rouges et la résolution en énergie après combinaison de la trace et du super-cluster par les ronds bleus.*

où l'index j correspond à l'index des cristaux sélectionnés pour la construction du super-cluster, $i\eta_j$ est l'index du cristal j selon l'axe de pseudo-rapidité, $\bar{i\eta}_{SC}$ la pseudo-rapidité moyenne du super-cluster et w_j le poids associé au cristal j, défini par :

$$w_j = 4.2 + \ln(E_j/E_{5\times5}) \tag{2.14}$$

où E_j, E_{SC} et $E_{5\times5}$ sont les énergies du cristal j, du super-cluster, et de la matrice de cristaux 5×5 centrée sur le cristal-graine, respectivement.

Si un électron est un véritable électron, on s'attend à ce que $\sigma_{i\eta i\eta}$ soit petit. Si à l'inverse l'électron est un faux, alors $\sigma_{i\eta i\eta}$ est bien plus élevé (fig. 2.15).

Association trace-supercluster

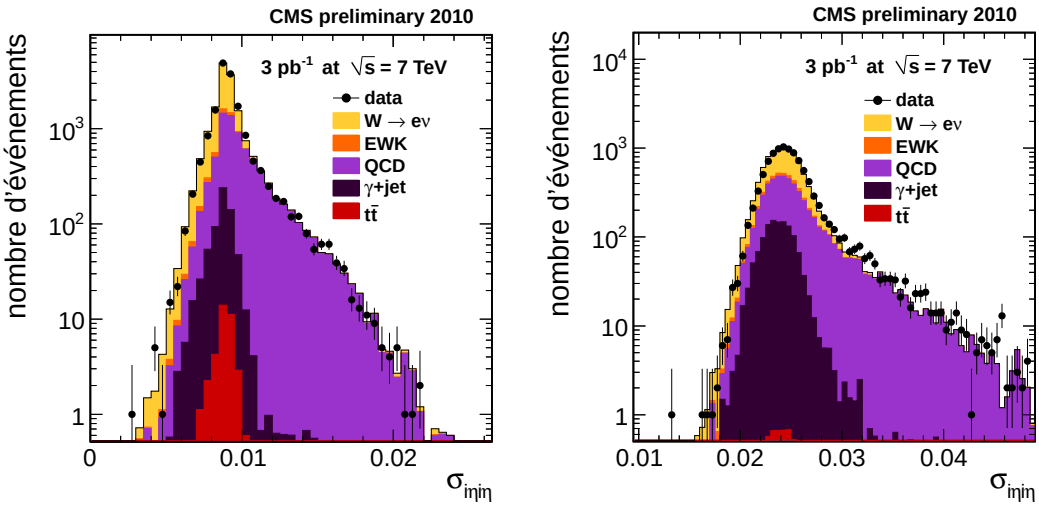
Les variables d'association entre la trace Gsf et le super-cluster dans le ECAL $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ sont définies par :

$$\Delta\eta = |\eta_{sc} - \eta_{in}^{ext}| \tag{2.15}$$

$$\Delta\phi = |\phi_{sc} - \phi_{in}^{ext}| \tag{2.16}$$

où η_{sc} et ϕ_{sc} sont les coordonnées du super-cluster dans le plan $\eta - \phi$. Les variables η_{in}^{ext} et ϕ_{in}^{ext} correspondent aux coordonnées du point d'impact de la trace Gsf extrapolée à la surface du calorimètre. Plus le point d'impact est proche du centre du super-cluster, plus la probabilité que le candidat électron soit un véritable électron est importante (fig. 2.16).

Rapport des énergies déposées dans le ECAL et dans le HCAL



(a) électrons dans EB (b) électrons dans EE

FIGURE 2.15 – *Distribution de $\sigma_{i\eta i\eta}$ pour des candidats électrons d'impulsion transverse $p_T > 25$ GeV, obtenus dans un échantillon d'événements* $W \to e\nu$. *Les candidats électrons respectent également certains critères d'isolation et d'identification, sans sélection sur $\sigma_{i\eta i\eta}$.*

La dernière variable d'identification est basée sur la présence d'énergie hadronique déposée dans la tour HCAL, derrière le super-cluster. Comme on ne s'attend pas à ce qu'un électron dépose de l'énergie dans le HCAL, le rapport H/E défini par :

$$H/E = \frac{\text{énergie électromagnétique du super-cluster}}{\text{énergie hadronique de la tour HCAL}} \tag{2.17}$$

doit être faible pour de vrais électrons (fig. 2.17).

Identification dans le flux de particules

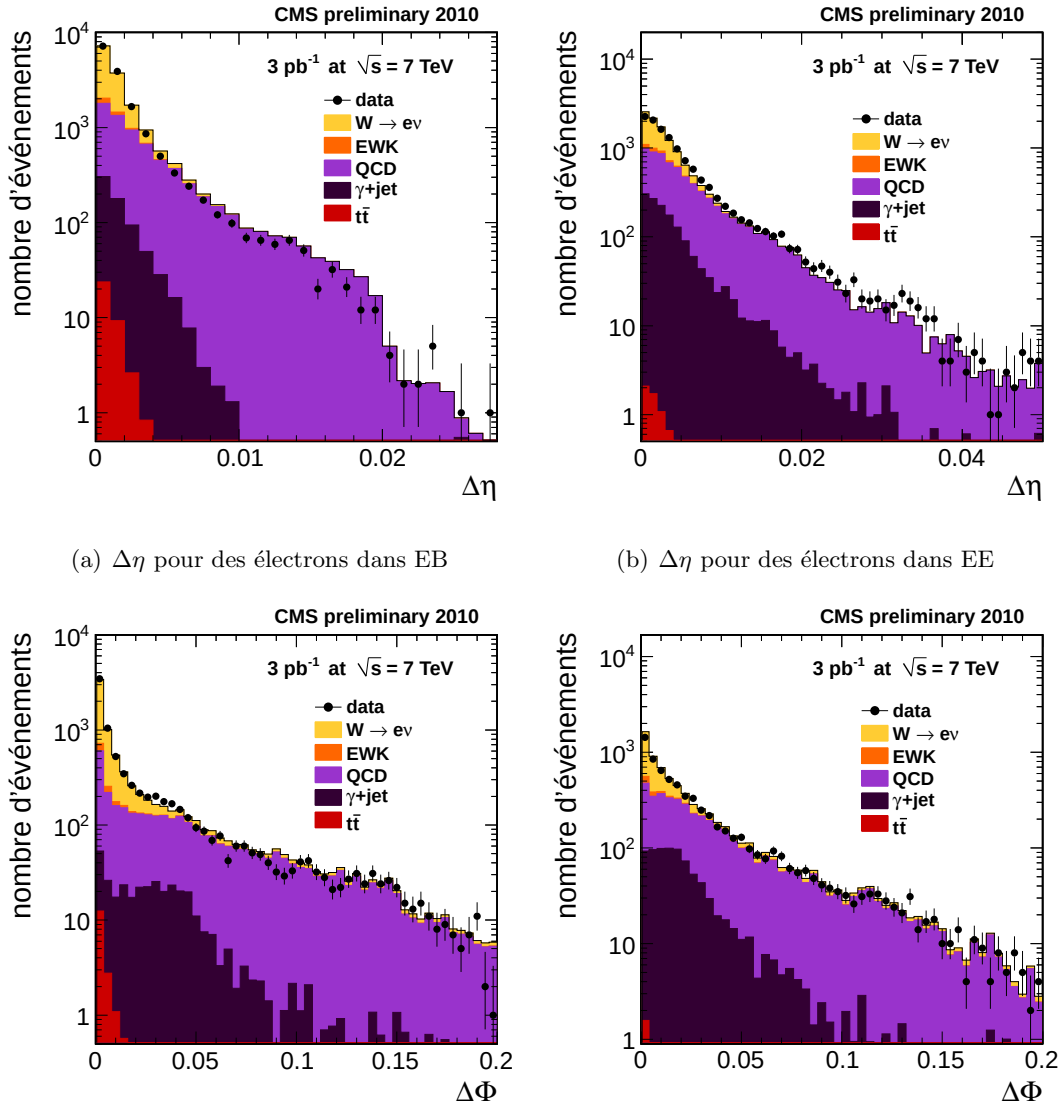
L'identification des électrons par la méthode du flux de particule est réalisée à partir d'une analyse multi-variable de type *Boosted Decision Tree*, ou BDT. La discrimination entre électrons et pions utilise de nombreuses variables, dont celles décrites précédemment, et d'autres liées à la qualité de la trace, la variation de la courbure de la trace, la fraction d'énergie perdue par rayonnement Bremsstrahlung, etc. L'ensemble des variables utilisées dans l'arbre de décision sont listées dans [25]. La sortie du BDT est illustrée sur la figure 2.18.

2.5.3 Isolation

De même que pour l'identification, les variables d'isolation des électrons sont différentes selon la méthode de reconstruction employée.

Variables standard

Pour une reconstruction standard, nous n'avons pas accès au type des particules présentes autour de l'électron. Les dépôts d'énergie dans chaque calorimètre ainsi que



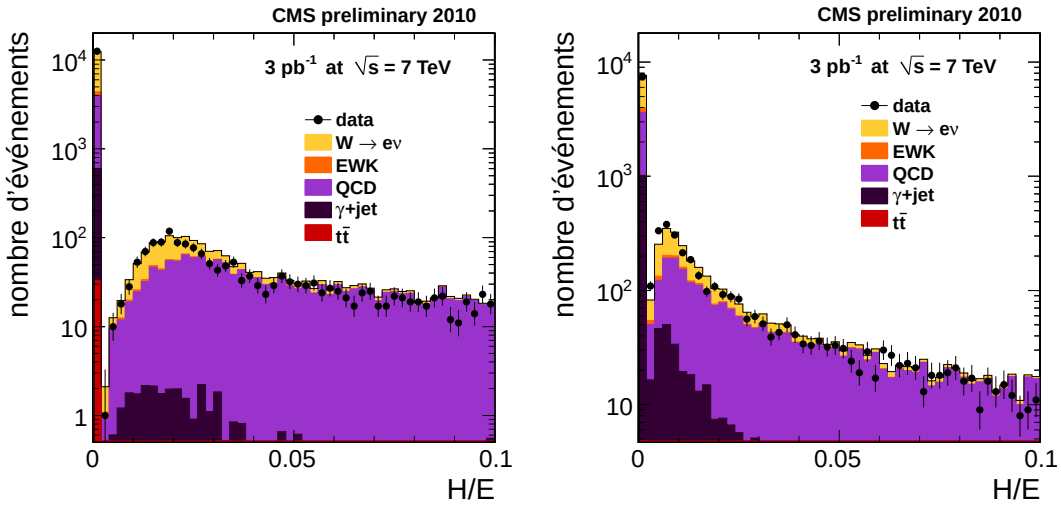
(a) $\Delta\eta$ pour des électrons dans EB

(b) $\Delta\eta$ pour des électrons dans EE

(c) $\Delta\phi$ pour des électrons dans EB

(d) $\Delta\phi$ pour des électrons dans EE

FIGURE 2.16 – *Variables d'association trace Gsf/super-cluster pour des électrons issus de candidats* W $\rightarrow e\nu$. *Les candidats électrons respectent certains critères d'isolation et d'identification, sans sélection sur* $\Delta\eta$ *ou* $\Delta\phi$ *et doivent avoir une impulsion transverse* $p_T > 25$ *GeV*



(a) (b)

FIGURE 2.17 – *Rapport des énergies hadronique et électromagnétique, pour des électrons de $p_T > 25$ GeV provenant de candidats $\mathrm{W} \to e\nu$. Aucune coupure en H/E n'est appliqué lors de la sélection.*

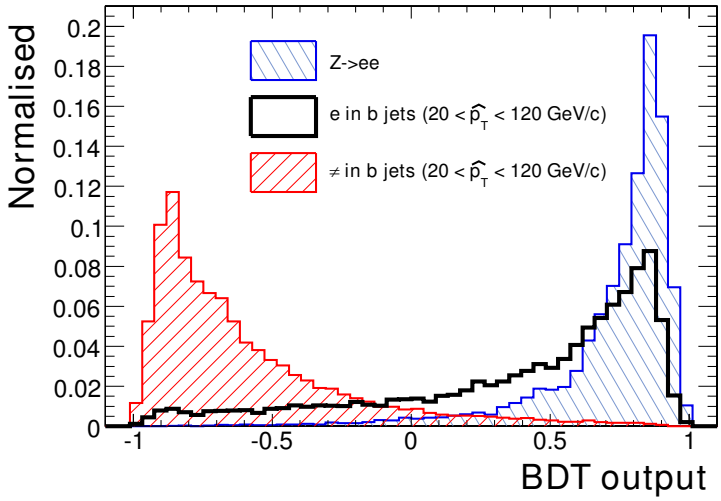


FIGURE 2.18 – *Variable de sortie du BDT pour l'identification des électrons reconstruits par la technique du flux de particules.*

la présence de traces autour de l'électron sont alors utilisés. On définit trois variables d'isolation :

- isolation ECAL, ou « ecalIso » : somme des dépôts d'énergie électromagnétique transverse présents dans les cristaux du ECAL, dans un cône $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} < 0.3$. La signature de l'électron n'est pas prise en compte grâce à un cône de veto interne, d'un rayon de trois cristaux. Les dépôts provenant du rayonnement Bremsstrahlung sont également rejetés grâce à une bande veto en ϕ, d'un cristal et demi de largeur. Aucun seuil en énergie n'est appliqué sur les cristaux, ce qui peut potentiellement donner une valeur de ecalIso négative en présence de bruit électronique.
- isolation HCAL, ou « hcalIso » : somme des dépôts d'énergie transverse présents dans les tours du HCAL, dans un cône $\Delta R < 0.3$, avec un seuil en énergie par tour de 500 MeV. Pour éviter Que H/E et hcalIso soient corrélés, un cône de veto interne est appliqué.
- isolation trace, ou « trackIso » : somme de l'impulsion transverse des traces présentes dans un cône $\Delta R < 0.3$ autour de l'électron. Comme pour hcalIso et ecalIso, la contribution de l'électron est éliminée par application d'un cône interne de veto.

On dit que les isolations sont relatives lorsque les valeurs de ecalIso, trackIso et hcalIso sont divisées par l'énergie transverse de l'électron considéré. Ce sera toujours le cas dans cette thèse. Les distributions des variables d'isolation relative sont présentées sur la figure 2.19, pour des électrons issus de candidats W, d'impulsion transverse $p_T > 25$ GeV, avec application d'une identification et d'une isolation ne comprenant pas la variable concernée.

Les particules chargées présentent à la fois une trace dans le trajectographe et une signature énergétique dans les calorimètres. On note alors qu'il y a un double comptage de l'activité présente autour de l'électron en considérant les trois isolations prises indépendamment les unes des autres. Ceci n'est pas le cas avec la technique du flux de particules.

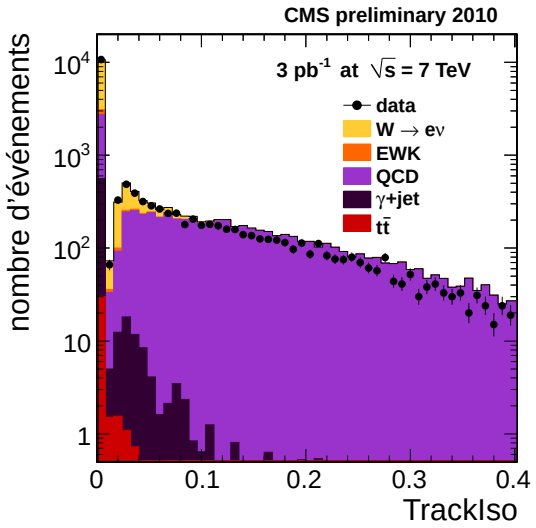
Isolation dans le flux de particules

L'avantage de la technique du flux de particules est la reconstruction de toutes les particules dans l'événement. Ceci permet d'éviter le double comptage présent dans l'isolation standard, en définissant des variables d'isolation à partir de la nature des particules reconstruites, sans aucun cône de veto interne. Les trois variables d'isolation sont :

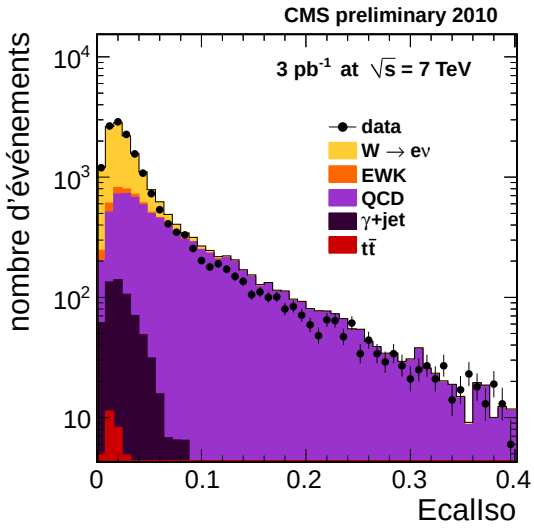
- isolation « photons » : somme de l'énergie transverse des photons reconstruits avec la technique du flux de particules dans un cône $\Delta R < 0.3$.
- isolation « hadrons chargés » : somme de l'énergie transverse des pions et kaons chargés reconstruit avec la technique du flux de particules dans un cône $\Delta R < 0.3$.
- isolation « hadrons neutres » : somme de l'énergie transverse des hadrons neutres reconstruits avec la technique du flux de particules dans un cône $\Delta R < 0.3$.

2.5.4 Points de fonctionnement

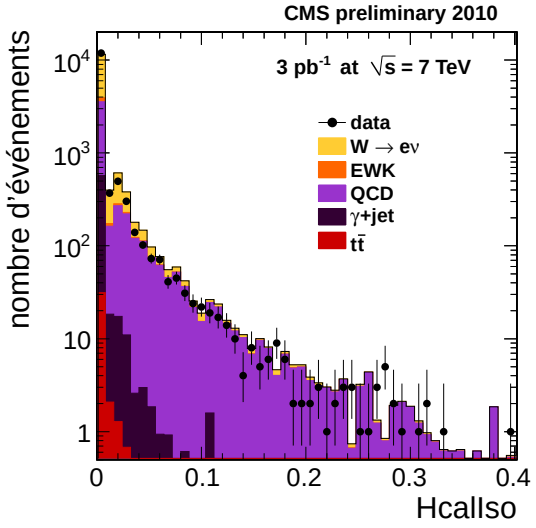
Il existe plusieurs combinaisons de coupures pour définir si un électron est identifié ou isolé. Ces combinaisons sont utilisées tout au long des analyses présentées dans cette thèse, et nous les définissons une fois pour toute dans cette section. Les deux points de fonctionnement utilisés sont nommés `WP95` et `WP80` et correspondent à des coupures standards définies par le groupe de performance EGamma [28]. Les coupures appliquées lors de l'utilisation de ces points de fonctionnement sont résumées dans le tableau 2.1.



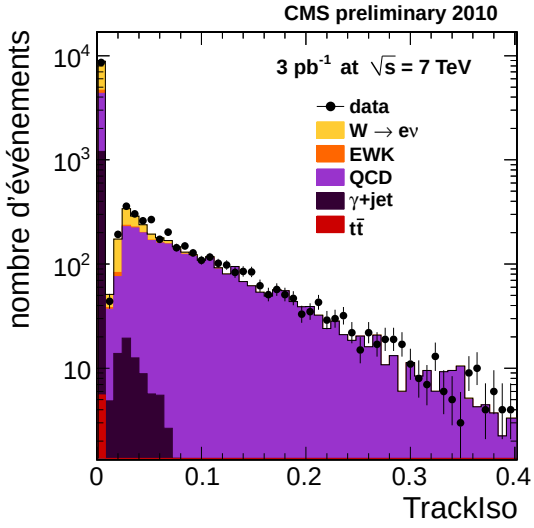
(a) EB : trackIso



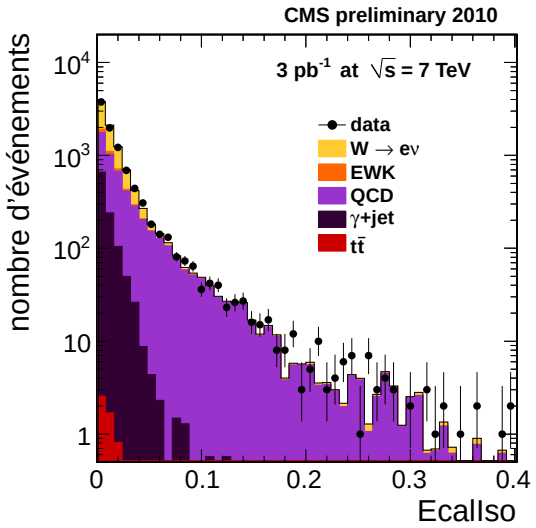
(b) EB : ecalIso



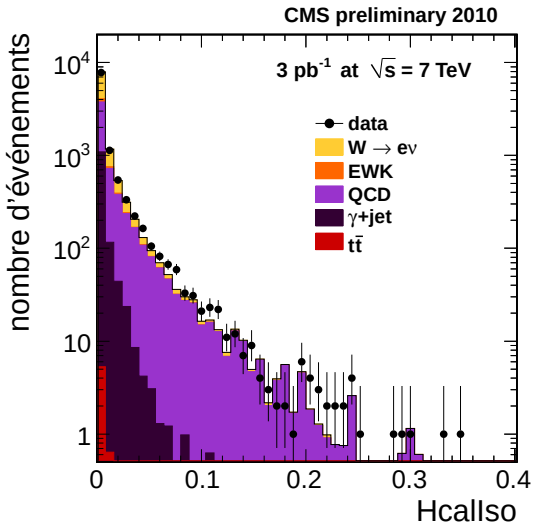
(c) EB : hcalIso



(d) EE : trackIso



(e) EE : ecalIso



(f) EE : hcalIso

FIGURE 2.19 – *Variables d'isolation des électrons pour des candidats électrons issus de bosons W présent (haut) dans EB (bas) dans EE.*

variable	WP95		WP80	
	EB	EE	EB	EE
$\sigma_{i\eta i\eta}$	< 0.01	< 0.03	< 0.01	< 0.03
$\lvert\Delta\eta\rvert$	< 0.007	< 0.01	< 0.004	< 0.007
$\lvert\Delta\phi\rvert$	< 0.8	< 0.7	< 0.06	< 0.03
H/E	< 0.12	< 0.07	< 0.025	< 0.025
ecalIso relatif	< 2.0	< 0.06	< 0.07	< 0.05
hcalIso relatif	< 0.12	< 0.05	< 0.10	< 0.025
trackIso relatif	< 0.15	< 0.08	< 0.09	< 0.04

TABLE 2.1 – *Points de fonctionnement utilisés en 2010*

Dans cette thèse, les électrons reconstruits avec le flux de particules ne seront pas utilisés avec une quelconque isolation ou identification autre que celle imposée par défaut dans la reconstruction de l'événement.

Bibliographie

[1] CMS Collaboration. CMS technical design report, volume I : Physics performance. *J. Phys.*, G34 :147–150, 2007.

[2] CMS Collaboration. CMS technical design report, volume I : Physics performance. *J. Phys.*, G34 :150, 2007.

[3] H.F.Heath. CMS ECAL Endcap Channel Numbering. *CMS Internal Note*, IN-06-027, 2006.

[4] CMS Collaboration. CMS technical design report, volume I : Physics performance. *J. Phys.*, G34 :151–160, 2007.

[5] CMS Collaboration. CMS technical design report, volume I : Physics performance. *J. Phys.*, G34 :164, 2007.

[6] R. Brunelière et al. Amplitude reconstruction in the CMS electromagnetic calorimeter with the weight method. *CMS Analysis Note*, AN-05-050, 2005.

[7] P. Paganini et al. Pulse amplitude reconstruction in the CMS ECAL using the weights method. *CMS Note*, CMS-04-025, 2004.

[8] CMS ECAL Collaboration. Reconstruction of the signal amplitude of the CMS electromagnetic calorimeter. *Eu. Phy. J.* , C 46 :23–35, 2006.

[9] C. Seez et al. CMS Electromagnetic Calorimeter : Amplitude Reconstruction Using Optimised Weights. *CMS Detector Note*, AN-07-020, 2007.

[10] C. Baty et al. Amplitude reconstruction and basic performance of the CMS Electromagnetic Calorimeter. *CMS Detector Note*, AN-07-008, 2007.

[11] A. Ledovskoy. Measuring time with samples's ratio, 22-10-2008.

[12] M. Anfrevilleb et al. Laser monitoring system for the CMS lead tungstate crystal calorimeter. *CMS Detector Note*, AN-07-028, 2007.

[13] A. Zabi. Test Beam Results on the Performance of the CMS Electromagnetic Calorimeter. *CMS Conference Report*, CR-06-067, 2006.

[14] CMS ECAL Collaboration. Intercalibration of the barrel electromagnetic calorimeter of the CMS experiment at start-up. *CMS Note*, NOTE-08-018, 2008.

[15] CMS Collaboration. CMS technical design report, volume I : Physics performance. *J. Phys.*, G34 :168–187, 2007.

[16] T Tabarelli de Fatis. Calibration of the electromagnetic calorimeter of the CMS experiment. *Journal of Physics : Conference Series*, 160(1) :012051, 2009.

[17] S. Argiro et al. Intercalibration of the ECAL Barrel using the azimuthal symmetry method on 2009/2010 data. *CMS ANalysis Note*, DN-10-215, 2010.

[18] CMS Collaboration. CMS technical design report, volume I : Physics performance. *J. Phys.*, G34 :189–190, 2007.

[19] G. Daskalakis. Electron and Photon Reconstruction with Fully Simulated Events in the CMS/LHC Experiment. *CMS Conference Report*, CR-04-015, 2004.

[20] P. Vanlaer. Electron and photon reconstruction in CMS. *CMS Conference Report*, CR-09-201, 2009.

[21] CMS Collaboration. Photon reconstruction and identification at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *CMS Physics Analysis Summary*, EGM-10-005, 2010.

[22] A. Falkiewicz. Photon reconstruction in CMS. *CMS Conference Report*, CR-11-009, 2011.

[23] W. Adams and others. Reconstruction of Electrons with the Gaussian-Sum Filter in the CMS Tracker at the LHC. *CMS Note*, CMS-05-001, 2005.

[24] C. Charlot, C. Rovelli, Y. Sirois. Reconstruction of Electron Tracks Using Gaussian Sum Filter in CMS. *CMS Analysis Note*, AN-05-011, 2005.

[25] F. Beaudette , D. Benedetti , P. Janot , and M. Pioppi. Electron Reconstruction within the Particle Flow Algorithm. *CMS Analysis Note*, AN-10-034, 2010.

[26] S. Baffioni, C. Charlot, F. Ferri, D. Futyan, P. Meridiani, I. Puljak, C. Rovelli, R. Salerno, Y. Sirois. Electron reconstruction in CMS. *CMS Note*, CMS-06-040, 2006.

[27] S. Baffioni and others. Electron identification in CMS. *CMS Analysis Note*, AN-09-178, 2009.

[28] https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/SimpleCutBasedEleID.

Chapitre 3

Impact de la lecture sélective du calorimètre électromagnétique sur la reconstruction des objets physiques de haut niveau

> Tout avantage a ses inconvénients et réciproquement.
>
> Pensée shadok

Dans les expériences de physique des hautes énergies, la capacité d'acquisition des données est restreinte par la bande passante en sortie du détecteur. La limite de cette bande passante fixe la taille de la mémoire allouée à chaque événement ainsi que le taux de lecture d'un événement, la décision étant prise par le système de déclenchement. Dans CMS, un méga-octet est alloué à chaque événement. Pour assurer le bon fonctionnement de la prise de données, la mémoire allouée au seul calorimètre électromagnétique ne doit pas excéder en moyenne 100 kilo-octets.

Le volume de mémoire occupé par le signal (un par cristal) sortant d'un canal du calorimètre électromagnétique est de 24 octets. La lecture de tout le calorimètre nécessiterait environ 2 méga-octets et saturerait la bande passante. Il est nécessaire de réduire le flux de données en sortie du ECAL en n'enregistrant que l'information utile [1].

La technique habituelle de réduction de données consiste à appliquer un seuil sur l'amplitude du signal mesuré par chaque canal.
Cette technique, communément appelée suppression de zéro permet de supprimer efficacement le bruit électronique. Malheureusement, la méthode présente également l'inconvénient mineur de supprimer de faibles -mais véritables- quantités d'énergie au voisinage des objets physiques de haute énergie. La réponse du détecteur s'en trouve donc légèrement diminuée.

Pour éviter ces pertes dans le ECAL, un module de lecture sélective nommé le Selective Readout Processor (SRP) permet de réduire le flux de données en différenciant deux types de zones d'intérêts. Les zones dites « de haut intérêt » (HI) sont sélectionnées autour de dépôts d'énergie importants dans le calorimètre et aucune suppression de zéro n'y est réalisée. Ainsi, toute l'énergie déposée autour du dépôt principal sera collectée. Les autres zones sans dépôts notoires sont dites « de bas intérêt » et une suppression de zéro y est appliquée.

La première partie de ce chapitre est dédiée à la description de l'algorithme de lecture sélective et à la validation de l'émulation de la suppression de zéro dans le logiciel d'analyse de CMS.

Comme la suppression de zéro est réalisée pendant la prise de donnée (online), il est impossible de récupérer l'information des canaux non lus. Or, s'il s'avère que les études de physique réalisées après la prise de donnée (offline) dépendent de ces canaux, et donc de la configuration du SRP, les résultats risquent d'être biaisés. On cherchera dans une première étude à optimiser la suppression de zéro et à estimer son impact sur la reconstruction offline des signaux issus du ECAL.

Enfin, l'algorithme du SRP est optimal pour des objets physiques purement électromagnétique comme les photons et les électrons, les dépôts d'énergie électromagnétique de ces particules étant suffisants pour obtenir des zones de haut intérêt et assez localisés pour être contenus dans ces zones. La reconstruction d'objets plus complexes, comme les jets ou l'énergie transverse manquante, peut par contre dépendre de la configuration du SRP. Le but final de l'étude présentée dans ce chapitre est de quantifier cette dépendance à partir de jets de l'énergie transverse reconstruite manquante reconstruits uniquement avec l'information issue des calorimètres.

3.1 Algorithme de la lecture sélective du ECAL

On décrit dans cette partie le fonctionnement de la lecture sélective, avec la définition précise des différentes zones d'intérêts ainsi que le fonctionnement de la suppression de zéro appliquée dans les zones de bas intérêt. La validation de l'émulation de cette suppression de zéro est également présentée.

3.1.1 Fonctionnement de la lecture sélective

Les zones d'intérêt sont délimitées à partir des tours de déclenchement (TT) du ECAL et de deux seuils en énergie configurables :

- S_{HI}, seuil dit « de haut intérêt ».
- S_{BI} ($\leq S_{HI}$) seuil dit « de bas intérêt ».

En notant E_T^{TT} l'énergie transverse d'une tour de déclenchement, on définit les régions d'intérêt à partir des conditions suivantes :

- $E_T^{\mathrm{TT}} > S_{HI}$: la tour est une tour « source » d'une zone de haut intérêt et est entièrement lue sans aucune suppression de zéro. Une tour voisine d'une tour présentant cette condition est également définie comme tour de haut intérêt.
- $S_{HI} > E_T^{\mathrm{TT}} > S_{BI}$: la tour est considérée de haut intérêt. Par opposition aux tours de la catégorie précédente, on les appelle tours de « moyen intérêt » (MI). Les études décrites dans ce chapitre ont été réalisées avec la configuration de CMS de l'année 2009 qui ne présentait pas ce type de tour : $S_{BI} = S_{HI}$.
- $S_{BI} > E_T^{\mathrm{TT}}$: la tour est de bas intérêt et une suppression de zéro est appliquée sur chaque canal de celle-ci, sauf si cette tour est adjacente à une tour source d'une région de haut intérêt.

Des exemples de lecture sélective avec la configuration du SRP de l'année 2009 sont illustrés sur la figure 3.1.

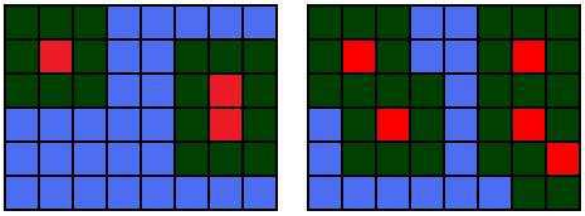


FIGURE 3.1 – *Exemples de lecture sélective. En rouge sont représentées les tours sources des régions de haut intérêt, en vert les tours de haut intérêt et en bleu les tours de bas intérêt.*

Comme décrit dans le chapitre 2, les tours de déclenchement et les unités de lecture correspondent à une même section géométrique du tonneau. Le processus de lecture sélective est donc tel que détaillé ci-dessus. Dans les bouchons, la segmentation des tours et des unités de lecture n'est pas identique. Les zones d'intérêts sont définies suivant les unités de lecture mais ce sont les tours de déclenchement qui servent à estimer de quel type est la région considérée. Une tour de trigger aura donc un impact sur plusieurs unités de lectures [2].

L'information propagée entre les tours de déclenchement et le SRP est codée sur trois chiffres ayant comme valeur 0 ou 1 (bit). Le dernier bit est dédié à une décision forcée dans certains cas particuliers (tour bruyante), comme une suppression ou une lecture complète des données. Le SRP convertit ce premier triplet en un deuxième triplet contenant la décision de lecture (tab. 3.1) transmise aux DCCs [3]. La suppression de zéro ou la lecture totale est alors appliquée sur les données stockées dans les DCCs.

interprétation TT	tour BI	tour MI	tour voisine	tour HI	tour forcée
bits TT	0 (000)	1 (001)	2 (010)	3 (011)	x (1xx)
bits RU	1 (001)	3 (011)	3 (011)	3 (011)	x (1xx)
interprétation RU	tour BI	tour HI	tour HI	tour HI	tour forcée

TABLE 3.1 – *Tableau de correspondance entre les bits des tours de trigger et des bits SRP transmis aux DCCs.*

3.1.2 Suppression de zéro dans le calorimètre électromagnétique

Dans les zones de bas intérêt, un canal passe la suppression de zéro si la condition $E_{cristal} \geq S_{ZS}$ est respectée. S_{ZS} est appelé seuil de suppression de zéro et est exprimé normalement en nombre de coups ADC. La valeur de S_{ZS} appliquée est différente entre les canaux du tonneau et ceux des bouchons.

Une estimation de l'énergie de chaque canal est donc nécessaire pour réaliser la suppression.
Pour estimer l'amplitude d'un signal, l'algorithme codé dans les DCCs utilise la méthode des poids définie au chapitre 2 [4]. Cependant, la contrainte du taux de déclenchement

élevé (100 kHz) et de la mémoire allouée aux poids dans les DCCs impose de n'utiliser qu'un maximum de 6 échantillons temporels pour estimer l'amplitude d'un signal.

L'encodage des poids dans les DCCs s'effectue en plusieurs étapes. Premièrement, les poids sont normalisés. Deuxièmement, les poids sont multipliés par 2^{10} afin d'être transformés en entier codé sur 11 bits plus 1 bit de signe. Si la somme des poids est non nulle après la transformation, le jeu de poids est ajusté pour respecter l'équation (2.3) ($\sum w = 0$). La dernière étape est l'encodage dans les DCCs. L'amplitude est alors reconstruite, puis les 8 bits de moindre significativité sont supprimés.
La précision sur la reconstruction de l'amplitude à l'origine est d'un coup ADC. Après multiplication par 2^{10}, cette précision passe au 1024e de coup ADC. Enfin, la suppression des 8 bits les plus faibles réduit la précision au $1024/256 = 4^e$ de coup ADC. Par conséquent, le seuil S_{ZS} peut être défini avec une précision équivalente au quart de coup ADC.

Si l'amplitude d'un signal ne passe pas le seuil de suppression, les 10 échantillons temporels du canal correspondant sont supprimés du flux de données.

Algorithmes de suppression de zéro

Plusieurs algorithmes de suppression de zéro peuvent être appliqués. L'algorithme décrit précédemment est la base de la suppression de zéro, mais on peut également imaginer une suppression de zéro tenant compte de l'inter-calibration des canaux du ECAL, et donc de la différence de réponse des cristaux. Chaque voie du calorimètre utilise alors un jeu de poids qui lui est propre. Ce jeu est donné par la formule

$$\forall i, j \; w'_{j,i} = w_{j,i} \times f_j \tag{3.1}$$

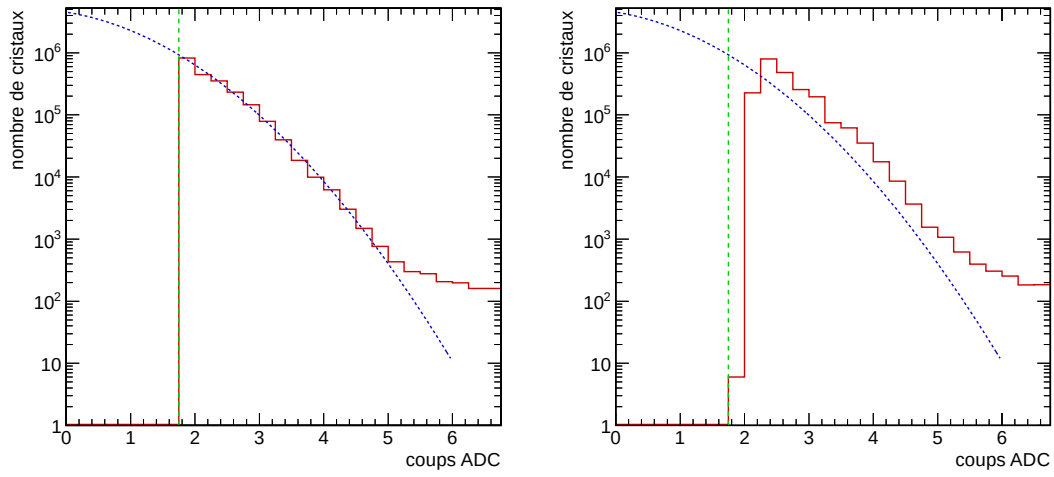
où f_j (de dimension $\frac{energie}{coup\ ADC}$) est le coefficient d'inter-calibration du canal j et $w_{j,i}$ le poids associé à l'échantillon i du canal j. Cet algorithme sera étudié par la suite.

Dans ce type de suppression, on ne peut plus considérer un seuil S_{ZS} exprimé en coups ADC car la différence de réponse se traduit par un rapport différent entre énergie et coup ADC. Une suppression sur une amplitude estimée en coups ADC reviendrait à avoir une suppression non uniforme en énergie. On exprime alors S_{ZS} en énergie à partir du rapport moyen entre coups ADC et énergie : 35 (60) MeV par coup ADC dans les canaux du tonneau (bouchons).
Ce rapport peut également être utilisé en l'absence de calibration bien qu'il soit plus juste de parler de coup ADC. Pour des raisons de clarté, on exprimera S_{ZS} en énergie dès que l'analyse le permet.

3.1.3 Validation de l'émulation de la reconstruction de l'énergie dans les DCCs

La première partie du travail effectué sur la lecture sélective a consisté à vérifier que l'émulation de la reconstruction de l'énergie par le programme d'analyse de CMS était correcte.

Dans cette étude, on utilise des données provenant de muons cosmiques, enregistrées sans lecture sélective. Seule une suppression de zéro globale a été appliquée sur l'ensemble du ECAL. L'émulation met en oeuvre le même algorithme et le même jeu de poids que ceux encodés dans les DCCs. Le jeu de poids codé ne soustrayait le piédestal électronique qu'à partir d'un seul échantillon temporel : {0, 0, -1215, 20, 297, 356, 308, 232, 0, 0}. Le seuil S_{ZS} était fixé à 1.75 coup ADC pour les données utilisées et si l'émulation est correcte, la distribution de l'amplitude doit donc présenter une coupure franche à 1.75 coups ADC. Si les poids ne sont pas identiques à ceux codés dans les DCCs ou si l'algorithme est différent, des queues de distributions peuvent apparaître.



(a) Jeu de poids utilisé lors de la prise de données (b) Jeu de poids différent

FIGURE 3.2 – *Emulation de l'énergie déposée dans des cristaux lors du passage de muons cosmiques (a) avec les poids utilisés au moment de la prise de données (b) avec un jeu de poids différent. La courbe bleu montre l'approximation gaussienne du bruit électronique calculée dans le cas (a). La queue de distribution à 5 coups ADC est due à la présence de photons émis par rayonnement Bremsstrahlung au passage des muons dans le détecteur et au dépôts d'énergie minimaux dans le calorimètre électromagnétique .*

La figure 3.2 représente l'émulation de l'amplitude en utilisant les poids hardware et un autre jeu de poids. L'absence de coupure franche à 1.75 coups ADC dans la figure 3.2.b indique que cette émulation n'est pas équivalente à celle issue des DCCs. A contrario, l'émulation réalisée avec les poids encodés présente une coupure franche et est donc bien identique à celle réalisée dans les DCCs. On peut à présent utiliser cette émulation pour étudier en détail la suppression de zéro.

3.2 Etude de la suppression de zéro

Dans cette section, plusieurs aspects de la suppression de zéro sont analysés. Comme la suppression de zéro concerne des signaux de faible amplitude (typiquement $E < 1$ GeV) et le bruit électronique, on cherche d'abord à définir un échantillon de données représentatif.
Le moyen le plus simple d'obtenir un échantillon de signaux de faible amplitude est

d'utiliser la simulation officielle de CMS. Malheureusement, cette simulation ne prend pas en compte certains effets présents dans le détecteur, comme la corrélation entre les échantillons temporels (fig. 3.3).

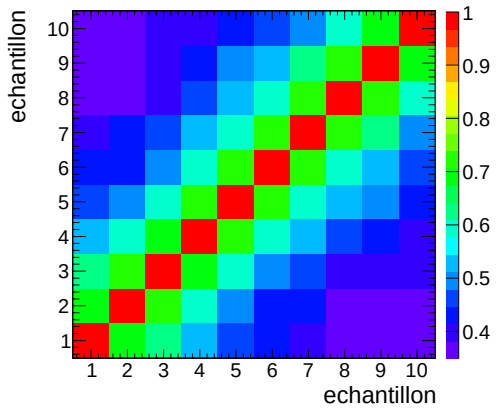


FIGURE 3.3 – *Matrice de corrélation entre les différents échantillons temporels.*

Pour remédier à ce problème, on peut définir un échantillon à partir de données réelles. Le bruit électronique est bien connu à partir des données piédestales enregistrées régulièrement et est donc utilisé.
Obtenir des signaux de faible énergie s'avère plus compliqué. Le LHC ne fonctionnant pas à l'époque, les seules données disponibles contenant des dépôts d'énergie sont des données cosmiques (muons) ou des données issues de faisceau de test. Les faisceaux de test (testbeam) ont une énergie bien trop élevée (120 GeV) pour obtenir un lot satisfaisant de signaux faibles et les muons déposent au minimum 300 MeV dans le ECAL, sauf en cas de perte d'énergie par rayonnement Bremsstrahlung où l'énergie des photons émis est plus variable, rendant difficile une analyse à énergie fixe, proche du niveau du bruit électronique. Par contre, rien n'empêche d'émuler un signal de faible amplitude en réduisant l'intensité d'un signal de haute énergie. Les données testbeam et cosmics sont donc utilisées pour produire de tels signaux. La première partie de cette section présente en détail cette méthode.

Les performances de différents jeux de poids pour la reconstruction online de l'énergie sont ensuite comparées en utilisant ces signaux émulés.

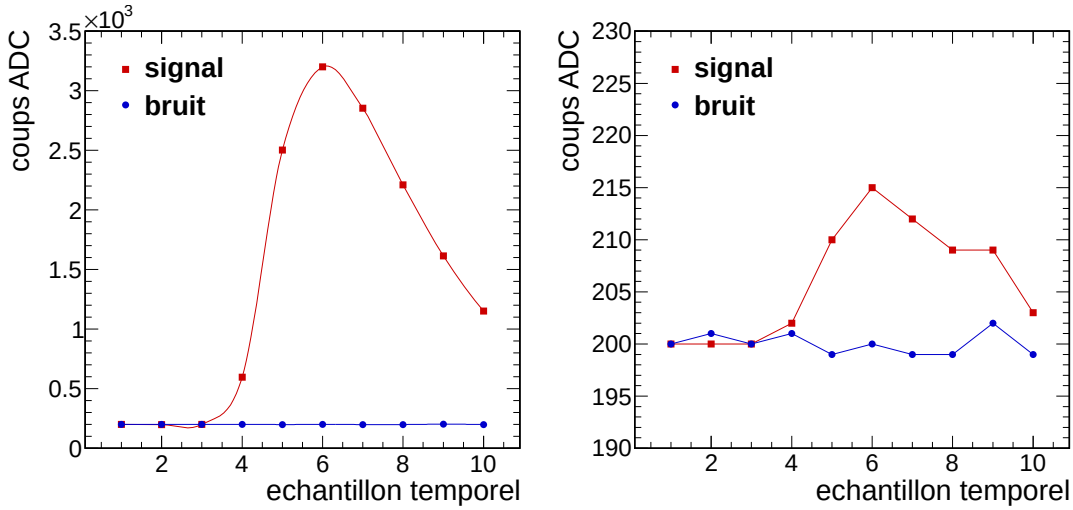
Comme les reconstructions online et offline sont différentes, l'impact de la suppression de zéro sur la reconstruction offline, en fonction du jeu de poids utilisé, est également estimé. Pour minimiser cette différence de reconstruction, on observera l'impact d'une coupure réalisée sur l'énergie reconstruite offline.

Enfin, on réalisé une étude d'une suppression de zéro tenant compte de l'inter-calibration des canaux du ECAL.

Les données piédestales et les coefficients d'inter-calibration n'étant disponibles que pour la partie EB- du ECAL à l'époque, on ne considérera que cette section du calorimètre dans cette étude.

3.2.1 Emulation d'un signal de faible énergie

Un signal de faible amplitude est émulé par une somme pondérée d'un signal de haute énergie provenant de données cosmiques ou de faisceaux de test et de bruit électronique à basse luminosité ou des événements de biais minimum à plus haute luminosité (fig. 3.5). Les données piédestales sont acquises sans aucune suppression de zéro dans les DCCs. On n'attend donc aucun biais venant d'une suppression d'une partie du bruit.



(a) signal et bruit avant réduction

(b) signal et bruit après réduction

FIGURE 3.4 – *Exemple d'émulation d'un signal bruité à partir d'un signal de haute énergie (carrés rouges) et du bruit électronique (ronds bleus). (a) échantillons originaux, (b) échantillons après réduction du signal à l'amplitude voulue, le bleu indiquant la composante de bruit. Il faut noter la différence d'échelle entre les figures (a) et (b).*

La formule de réduction et de mélange est :

$$\kappa^{\chi}_{b+s,i} = int[(1-x)\kappa^{\chi}_{b,i} + x\kappa_{s,i}] \quad i \in [1,10] \tag{3.2}$$

où $\kappa^{\chi}_{b+s,i}$, $\kappa^{\chi}_{b,i}$ et $\kappa_{s,i}$ sont les échantillons émulés servant à reconstruire le signal de faible énergie, les échantillons provenant du bruit électronique (dépendants du cristal) et les échantillons provenant du signal de « haute » énergie, respectivement, pour le canal χ. L'opérateur $int[\alpha]$ correspond à la suppression de la partie décimale de la valeur α. On définit x par :

$$x = \frac{\text{énergie du signal émulé}}{\text{énergie mesurée du signal originel}} \tag{3.3}$$

L'utilisation de dépôts d'énergie où le signal domine ($E \geq 8$ GeV pour du rayonnement Bremsstrahlung provenant de muons cosmiques et $E = 120$ GeV pour des données de faisceau de test) garantit la séparation des contributions du bruit et du signal ($x \ll 1$). De plus, le bruit électronique est également présent dans la composante de signal et la contribution du bruit est donc égale à $kappa_b\,[(1-x)+x] = \kappa_b$. Pour augmenter la statistique disponible, les échantillons de signal utilisés dans l'émulation sont identiques pour chaque canal, pour un événement donné. La contribution du bruit reste dépendante

du canal considéré.
Comme les signaux réduits ont reçu une correction d'inter-calibration, il est nécessaire de décalibrer ces échantillons. L'équation 3.2 devient alors :

$$\kappa^{\chi}_{b+s,i} = int\left[(1-x)\kappa^{\chi}_{b,i} + x\frac{\kappa_{s,i}}{c^{\chi}}\right] \quad i \in [1,10] \tag{3.4}$$

où c^{χ} est le coefficient d'inter-calibration associé au canal χ.

A cause de l'absence de synchronisation des muons cosmiques avec l'horloge du détecteur, l'amplitude est estimée avec une modélisation (α, β), déjà utilisée dans le système de contrôle laser du ECAL [5]. Malheureusement, l'estimation de l'énergie dans les DCCs se fait à partir de la méthode des poids (très sensible à un décalage temporel) et provoque l'apparition de queues de distribution importantes lors de l'émulation (fig. 3.5).

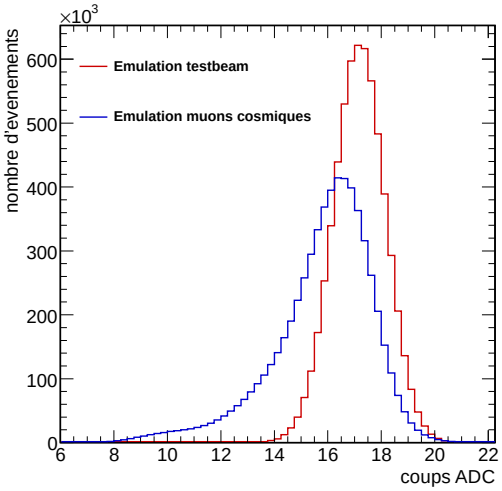


FIGURE 3.5 – *Emulation d'un signal d'une amplitude de 17 coups ADC avec des dévots provenant de données cosmiques (pointillés bleus) et des faisceaux de test (ligne rouge).*

Les données issues des faisceaux de test sont synchronisées et donc parfaitement reconstruites à partir de la méthode des poids. Par conséquent, les signaux de faible intensité sont émulés à partir de données « testbeam ».

Cette méthode permet donc d'émuler des signaux de faible amplitude, déterminée par l'utilisateur, tout en prenant en compte l'ensemble des effets présents dans le détecteur.

3.2.2 Etude de différents jeux de poids

Jusqu'à février/mars 2011, les poids encodés dans les DCCs n'étaient que des poids définis par défaut et la suppression du piédestal électronique n'était réalisée qu'avec un seul échantillon temporel. Cette section montre l'intérêt d'un changement de ce jeu de poids par un autre jeu, où le piédestal est soustrait à partir de trois échantillons temporels.

Afin d'optimiser l'émulation de l'énergie nécessaire à la suppression de zéro, trois jeux de poids ont été étudiés, tous calculés à partir d'une forme générique de signal (voir chapitre 2, figure 2.6) (on rappelle que seuls 6 poids peuvent être encodés dans les DCCs).

– jeu fixé par défaut dans les DCCs (poids A) défini dans la section 3.1.3 : {0, 0, -1215, 20, 297, 356, 308, 232, 0, 0}. Le piédestal n'est soustrait qu'avec le 3ème échantillon.
– jeu optimisé (poids B) : {0, -383, -383, -372, 279, 479, 380, 0, 0, 0} . La ligne de base est soustraite à partir des 2ème, 3ème et 4ème échantillons.
– jeu contenant un poids contraint (poids Γ). Le 4ème poids est fixé à zéro afin de s'affranchir d'éventuelles fluctuations temporelles : {0, -564, -563, 0, 252, 499, 376, 0, 0, 0}. La structure de ce jeu de poids est semblable à celle du jeu utilisé par la reconstruction offline et il est introduit pour tenter de minimiser les effets de la suppression de zéro sur la reconstruction offline.

Les distributions de l'amplitude reconstruite online du bruit électronique et d'un signal émulé de 100 MeV sont représentées sur la figure 3.6 et les biais et dispersions des amplitudes reconstruites sont résumés dans le tableau 3.2.
Un biais apparaît dans la distribution de l'amplitude lorsque le jeu de poids A est utilisé. Ce biais est la conséquence du non respect de l'équation (2.3). On applique une correction pour supprimer ce biais et obtenir des résultats comparables. Le jeu de poids A devient A′ : {0, 0, -1214, 20, 297, 357, 308, 232, 0, 0}. Cette correction n'affecte pas significativement l'écart type de la distribution.

Jeu de poids			bruit électronique		signal 100 MeV	
type	$\sum w_i$	σ_{th}	biais (ADC)	σ	biais (ADC)	σ
A	-2	1,32	-0,74	1,20	-0,83	1,25
B	0	0,92	0,01	0,96	-0,11	1,02
Γ	0	1,02	0,01	1,08	-0,07	1,13
A'	0	1,31	-0.04	1,20	-0,13	1,25

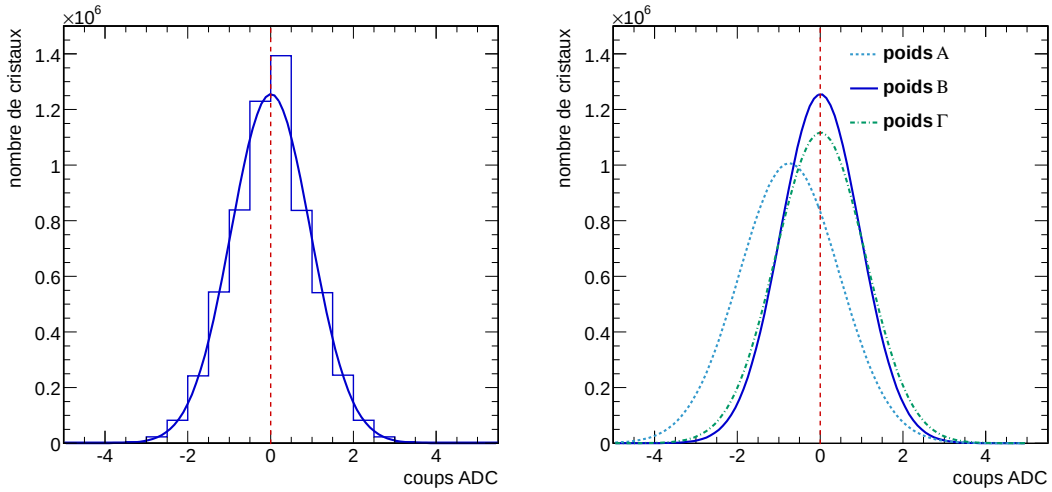
TABLE 3.2 – *Comparaison des différents jeux de poids.*

La reconstruction avec les poids B présente la plus faible dispersion de l'amplitude reconstruite. Or, à S_{ZS} fixé, plus la dispersion est faible plus le bruit électronique est rejeté et plus le volume de données lues est faible en l'absence de véritables dépôts d'énergies. Sur un signal d'amplitude fixée tel que $S_{ZS} < E_{signal}$, une dispersion faible implique une diminution du nombre de canaux supprimés et donc une diminution de la perte d'information physique.

Ces effets sont visibles sur les courbes d'efficacité de lecture du signal et de réjection du bruit électronique (fig. 3.7). L'efficacité est définie comme le nombre de canaux non-supprimés divisé par le nombre de canaux analysés, pour une énergie donnée. La réjection du bruit se mesure par la fraction du nombre de canaux ne contenant que du bruit dont l'amplitude reconstruite est supérieure à S_{ZS}.

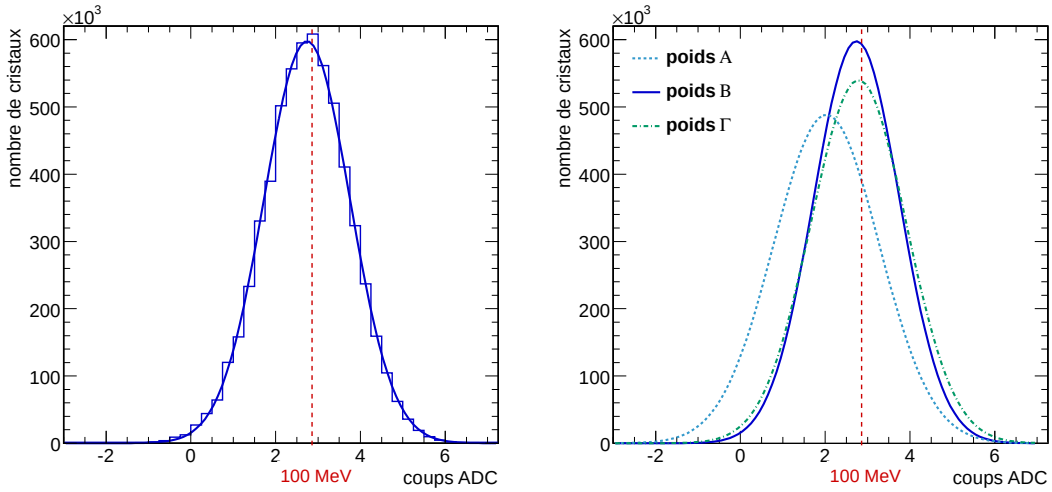
Pour une suppression de 105 MeV (3 coups ADC), la réjection du bruit électronique est améliorée d'un facteur 5 en estimant l'énergie des canaux à partir des poids B, comparé au jeu de poids A′. De plus, l'énergie minimale du signal nécessaire pour obtenir une efficacité de lecture de 90% diminue d'environ 10% (15 MeV). La lecture de signaux de faible amplitude est donc améliorée. Le jeu de poids B conduit donc aux meilleures performances d'émulation de l'amplitude dans les DCCs : une meilleure réjection de bruit de fond et une meilleure efficacité de lecture pour un signal d'amplitude faible.

Par conséquent, le jeu de poids A′ ne sera plus utilisé et l'on se concentrera parti-



(a) Amplitude reconstruite du bruit électronique avec les poids B

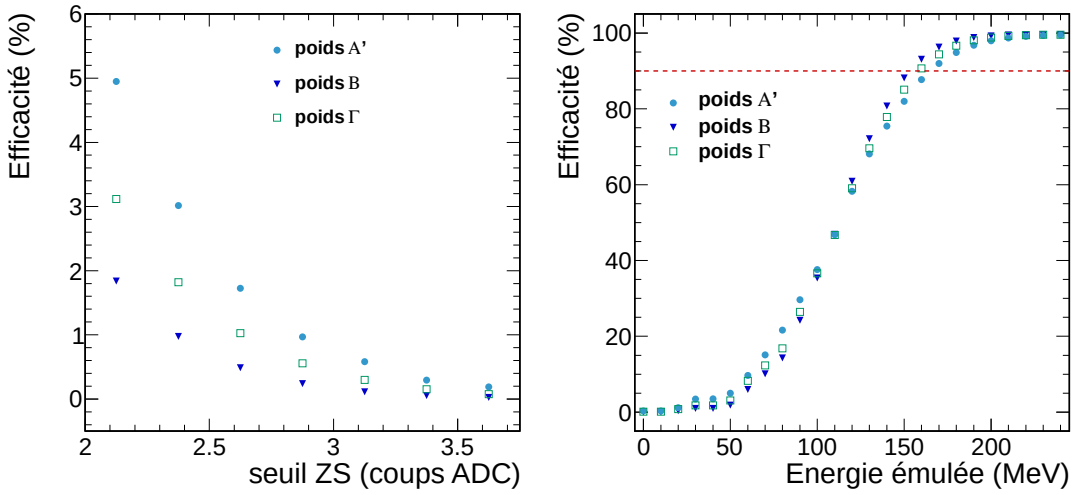
(b) Amplitudes reconstruites du bruit électronique avec les différents jeux de poids



(c) Amplitude reconstruite d'un signal de 100 MeV avec les poids B

(d) Amplitudes reconstruites d'un signal de 100 MeV avec les différents jeux de poids

FIGURE 3.6 – *Reconstruction du bruit électronique (haut) et d'un signal émulé de 100 MeV (2.86 coups ADC) (bas) avec les différents jeux de poids étudiés. Seules les modélisations sont montrées sur les figures de comparaisons.*



(a) réjection du bruit électronique (b) efficacité de lecture du signal émulé

FIGURE 3.7 – *Performances des différents jeux de poids, mesurées à partir de (a) la réjection du bruit électronique (b) l'efficacité de lecture d'un signal émulé de faible énergie, pour une suppression de zéro de 105 MeV.*

culièrement sur le jeu B. Compte tenu des meilleures performances du jeu B, les poids A′ ont été remplacés dans les DCCs en mars 2011.
Les performances du jeu de poids Γ sont légèrement inférieures à celles du jeu B (facteur 1.5 sur la réjection du bruit). Son intérêt résidant dans sa structure identique au jeu de poids utilisé par la reconstruction offline, il sera quand même utilisé par la suite pour tenter de minimiser les effets de la suppression de zéro sur la reconstruction offline.

3.2.3 Impact sur la reconstruction offline

Un point de logique nécessite d'être mentionné : une suppression de zéro n'est pas censé avoir une influence sur la reconstruction (donc sur la physique) réalisée après la prise de données.
Deux situations incohérentes peuvent alors apparaître :

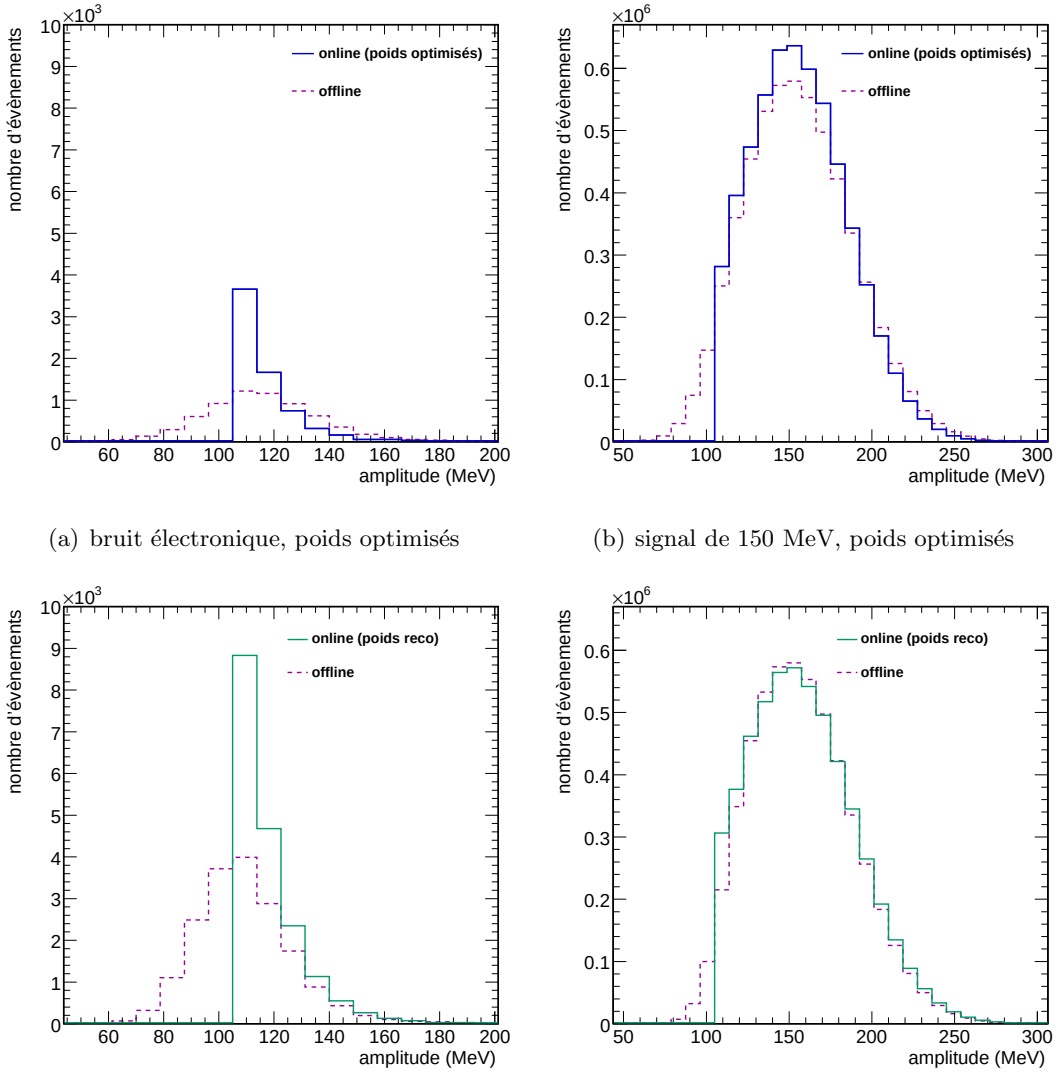
- effet 1 : un canal passe la suppression de zéro mais son énergie reconstruite offline est inférieure à S_{ZS}.
- effet 2 : à l'inverse, un canal ne passe pas la suppression de zéro mais son énergie reconstruite offline est supérieure à S_{ZS}.

Prenons un exemple simple où ces deux effets sont potentiellement présents.
Comme la suppression de zéro est censée assurer une bande passante fixe, la configuration de la lecture sélective (valeurs de S_{HI}, S_{BI} et S_{ZS}) va évoluer en fonction de l'occupation du ECAL, et donc de la luminosité instantanée délivrée par le LHC. Si l'un des deux effets (au moins) est présent, l'isolation sera donc calculée différemment entre une prise de donnée réalisée au début de l'année 2010 et une autre fin 2011 car les canaux marqués comme physiquement intéressants auront une définition différente dans les deux situations.

La reconstruction offline ne doit donc pas dépendre de la suppression de zéro. Nous allons donc chercher à minimiser cette dépendance.

La solution la plus cohérente serait de réaliser la reconstruction de l'amplitude de façon identique dans les DCCs et après la prise de données.
Malheureusement, les estimations offline et online de l'amplitude ne peuvent être égales qu'en utilisant le même jeu de poids. Or, nous avons vu qu'il est impossible d'encoder les 9 poids offline dans les DCCs [6] et on n'envisage pas de dégrader la reconstruction offline en se limitant à 6 poids plutôt que 9.

Puisque reconstruire l'amplitude avec les mêmes poids est exclu, on peut tenter de minimiser ces deux incohérences en estimant l'amplitude dans les DCCs avec le jeu de poids Γ, dont la structure est semblable à celle du jeu offline.



(a) bruit électronique, poids optimisés

(b) signal de 150 MeV, poids optimisés

(c) bruit électronique, poids reco

(d) signal de 150 MeV, poids reco

FIGURE 3.8 – *Comparaison entre l'énergie reconstruite offline (bleu) et l'énergie reconstruite online (rouge) avec les poids optimisés (haut) et reco (bas).*

Les reconstructions offline et online pour les jeux B et Γ sont comparées sur la figure 3.8 pour le bruit électronique et pour un signal émulé de 150 MeV. Le seuil S_{ZS} est fixé à 3 coups ADC, soit 105 MeV. L'énergie du signal a été choisie de façon à avoir un signal

d'énergie moyenne supérieure à S_{ZS}.
L'absence de coupure franche sur l'énergie offline est due à la présence de canaux reconstruits avec une énergie moindre que celle estimée dans les DCCs (effet n°1). L'utilisation des poids Γ améliore légèrement l'accord entre les reconstructions online et offline, sans pour autant faire disparaître la queue de distribution en dessous du seuil S_{ZS} : la reconstruction offline dépend donc encore de la suppression de zéro, quel que soit le jeu de poids encodé dans les DCCs.

On remarque également que le désaccord entre reconstruction online et offline est apparent pour des amplitudes proches du seuil S_{ZS}. Si l'on considère que la plage en énergie des incohérences est bornée, il semble possible de diminuer le désaccord en considérant que la distribution de l'amplitude reconstruite offline est insensible à la suppression de zéro au delà d'une certaine énergie. On peut alors appliquer une coupure sur l'énergie offline afin de ne pas prendre en compte les canaux ayant une énergie trop proche de S_{ZS}, où la différence de reconstruction online/offline génère des effets indésirables.

3.2.4 Application d'une coupure sur l'énergie reconstruite offline

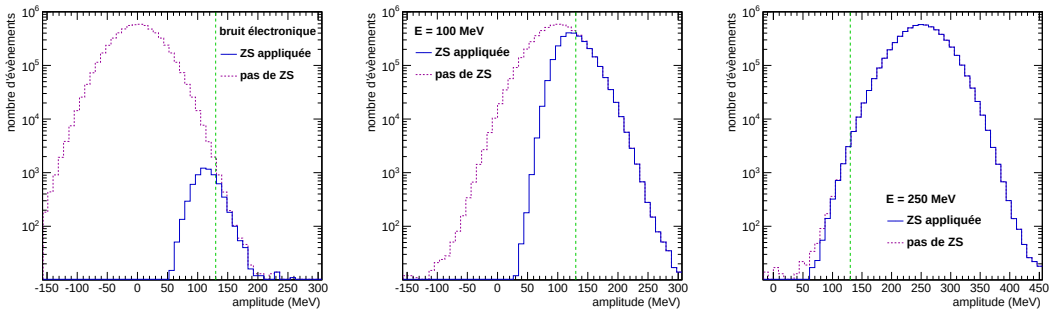
Premièrement, une coupure offline n'implique pas une perte de données supplémentaire puisqu'aucune information n'est supprimée après la lecture sélective. Si le besoin s'en fait sentir, toute la chaîne de reconstruction et d'analyse peut donc être réappliquée sur les données en enlevant cette coupure.

Deuxièmement, en plus d'une reconstruction de l'amplitude offline non biaisée par la suppression de zéro, une telle coupure rend certaines variables insensibles à la lecture sélective. Un exemple simple est l'isolation électromagnétique d'une particule.

Considérons un photon. Lors du traitement de l'information dans le SRP, la lecture sélective crée une zone de haut intérêt autour de ce photon et le reste subit une suppression de zéro. Le cône d'isolation étant généralement plus grand qu'une matrice de tours de déclenchement 3x3 contenant intégralement le photon, l'isolation sera calculée à partir de canaux supprimés et non supprimés. Ceci est illogique et peut mener, à cause du bruit électronique encore présent dans la zone de haut intérêt, à une variable d'isolation prenant des valeurs négatives, donc sans aucun sens physique. Une coupure offline au delà du seuil de suppression permet de traiter de la même façon les zones de bas et haut intérêt, rendant le calcul de l'isolation totalement indépendant de la configuration de la lecture sélective.

Une coupure offline semble donc bénéfique aux analyses de physique. Illustrons à présent un exemple de reconstruction offline indépendante de la suppression de zéro.

La figure 3.9 représente trois comparaisons de distribution d'amplitudes offline, avec et sans suppression de zéro (seuil S_{ZS} fixé à 105 MeV), pour le bruit électronique et deux signaux de 100 et 250 MeV. On observe qu'au delà de 130 MeV, réaliser une suppression de zéro n'a plus qu'un effet négligeable sur l'amplitude offline. Donc, si une coupure sur l'énergie est appliquée à 130 MeV, la reconstruction offline devient indépendante d'une suppression de zéro appliquée avec un seuil $S_{ZS} \leq 105$ MeV. La configuration du SRP peut également changer, tant que $S_{ZS} \leq 105$ MeV, aucun effet ne sera visible dans les analyses de physique. Pour des valeurs de S_{ZS} plus élevées, il deviendrait nécessaire d'augmenter le seuil de la coupure offline.



(a) bruit électronique (b) signal de 100 MeV (c) signal de 250 MeV

FIGURE 3.9 – *Reconstruction offline sans suppression de zéro (pointillés violets) et avec suppression de zéro à 105 MeV (ligne bleue). (a) bruit électronique, (b) signal émulé de 100 MeV, (c) signal émulé de 250 MeV. La ligne verticale verte marque une énergie de 130 MeV.*

En présence d'une coupure offline, on peut également estimer l'impact de l'incohérence n°2 en fonction du jeu de poids utilisé à partir d'une simple observable ε.

On définit le rapport ε comme le nombre de canaux passant la coupure offline après application d'une suppression de zéro divisé par le nombre de canaux passant la coupure offline en l'absence de suppression :

$$\varepsilon = \frac{Nc_{E>off,\ E>ZS}}{Nc_{E>off}} \tag{3.5}$$

Plus le nombre de canaux qui, du point de vue de la reconstruction offline, doivent passer la suppression de zéro sont effectivement lus, plus le rapport ε est élevé.

La figure 3.10 représente la variation du rapport ε en fonction du seuil en énergie de la coupure offline pour un signal émulé de 150 MeV. La comparaison des performances des différents jeux de poids est effectuée à volume de données constant. Le seuil S_{ZS} est donc choisi de sorte que le taux de réjection du bruit de fond soit identique pour les deux jeux de poids ($S_{ZS} = 105$ MeV pour les poids B et $S_{ZS} = 114$ MeV pour les poids Γ).

En l'absence de coupure offline, le rapport ε est meilleur pour les poids B. Il y a donc moins d'écart entre les reconstructions offline et online en utilisant ce jeu de poids sans coupure additionnelle. Ce résultat semble en désaccord avec les conclusions tirées de la figure 3.8. Il faut penser en terme d'efficacité de lecture du signal pour comprendre cet effet : l'efficacité étant meilleure pour les poids B (fig. 3.7), la fraction de canaux supprimés est inférieure à celle obtenue avec les poids Γ. De plus, le seuil S_{ZS} est moins élevé pour les poids B, diminuant encore le nombre de canaux supprimés. Par conséquent, le désaccord online/offline concerne moins de canaux et le rapport ε s'en trouve amélioré.

Si un seuil offline est appliqué pour éviter les effets de la suppression de zéro, le rapport ε est identique entre les deux jeux de poids étudiés. La sélection doit se faire sur d'autres performances, plus fondamentales, comme le plus bas seuil S_{ZS} pour un volume de données fixé.

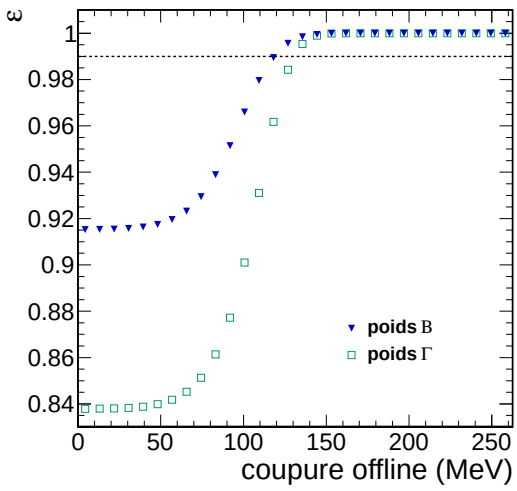


FIGURE 3.10 – *Rapport ε en fonction du seuil offline. Les triangles bleus (carrés cyans) correspondent à la reconstruction réalisée avec les poids B (Γ).*

Malgré le meilleur accord entre reconstructions offline et online avec le jeu de poids Γ, les poids B ont été sélectionnés pour remplacer les poids A. Cette décision s'explique par la meilleure réjection du bruit électronique, une meilleure efficacité de lecture et un seuil S_{ZS} plus bas à volume de données fixé lorsque l'amplitude est estimée à partir du jeu de poids B. Ces conditions sont effectivement plus essentielles qu'un accord online/offline et, si on le désire, une simple coupure offline permettrait d'avoir un accord parfait et une insensibilité à la lecture sélective. Par conséquent, seul le jeu B sera utilisé par la suite.

3.2.5 Suppression de zéro avec inter-calibration

Une dernière étude concerne une suppression de zéro tenant compte de l'inter-calibration des cristaux du ECAL [7].

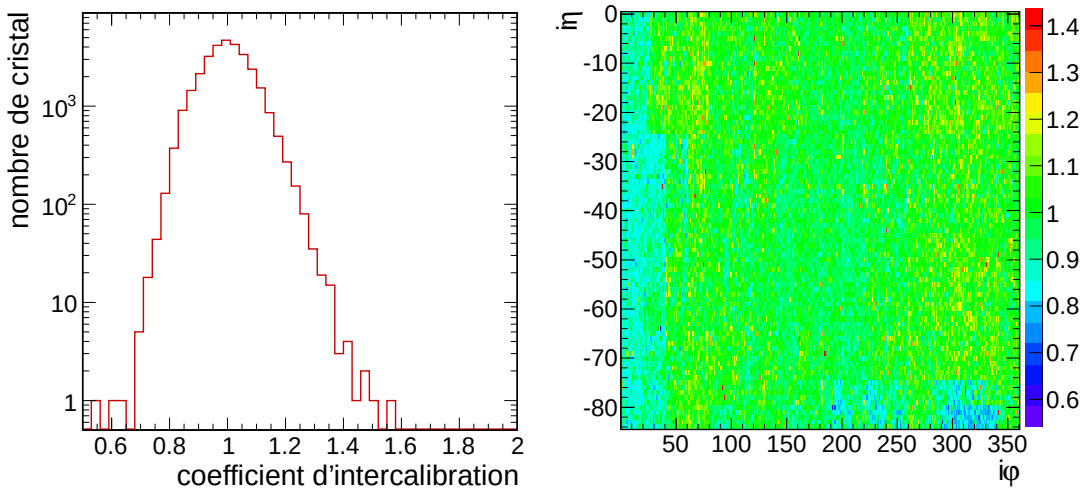
En l'absence d'inter-calibration, chaque canal fournit une réponse différente à un même stimulus. Cette différence de réponse, en moyenne de 5% avec une déviation standard de 10%, peut atteindre jusqu'à 60% dans certains canaux et est corrigée par l'utilisation de coefficients d'inter-calibration, spécifiques à chaque cristal, déjà présentés au chapitre 2 et dans la section 3.2.1 (fig. 3.11.a). Cet effet n'est donc pas négligeable et est d'autant plus important que les cristaux présentant des déviations similaires peuvent être rassemblés dans les mêmes régions (fig. 3.11.b). Comme en l'absence d'inter-calibration la suppression de zéro a un seuil normalement exprimé en coup ADC, la suppression n'est pas uniforme en énergie.

L'application de l'inter-calibration sur l'estimation de l'amplitude dans les DCCs a ses avantages :

- meilleure résolution en énergie
- uniformité de la suppression de zéro sur l'ensemble du ECAL
- meilleure adéquation entre les reconstructions online et offline, cette dernière recevant également une correction d'inter-calibration

et ses inconvénients :

- légère dégradation de la réjection du bruit électronique (dominant à basse luminosité)



(a) coefficients d'inter-calibration (b) projection dans le plan $i\eta - i\phi$

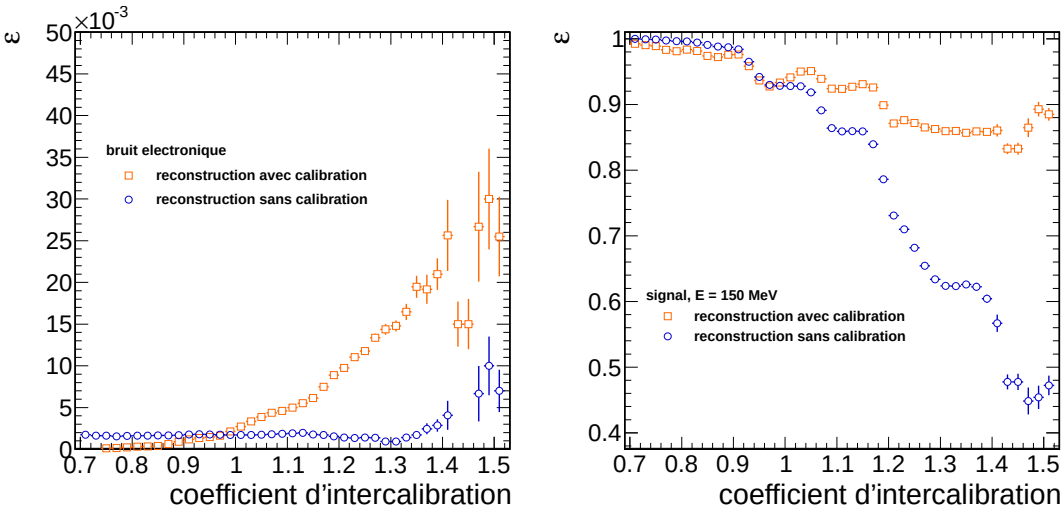
FIGURE 3.11 – *Coefficients d'inter-calibration des cristaux de EB-.*

avec une augmentation du niveau de bruit de 5% en moyenne. Le bruit électronique n'est pas homogène à une énergie et sa mesure est parfaite lorsqu'elle est réalisée en coup ADC. Par conséquent, appliquer un facteur correctif généralement supérieur à 1 sur l'énergie estimée dégrade la résolution du bruit.

Le rapport ε défini à la section 3.2.4 permet également d'étudier les effets de l'inter-calibration. On fixe le seuil S_{ZS} à 105 MeV et on représente ε en fonction de la valeur du coefficient d'inter-calibration (fig. 3.12) pour le bruit électronique et un signal émulé de 150 MeV. Comme attendu, l'inter-calibration rend la distribution de ε plus homogène pour le signal et le bruit électronique est amplifié pour de fortes corrections induisant une suppression différente selon les canaux. A basse luminosité, lorsque le bruit électronique domine et que le seuil S_{ZS} est assez faible (de l'ordre de 100 MeV) pour laisser passer des signaux faibles, il semble donc plus intéressant de ne pas appliquer l'inter-calibration. A haute luminosité, de véritables dépôts d'énergies dominent l'occupation du ECAL et appliquer des corrections d'inter-calibration semble judicieux.

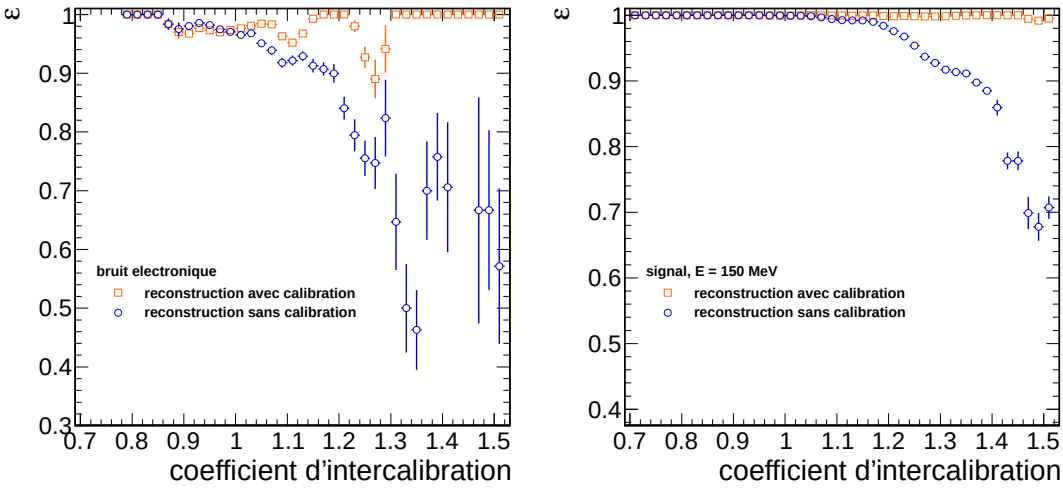
Pour terminer l'étude d'une suppression de zéro avec inter-calibration, on analyse l'influence d'une coupure offline sur le rapport ε en fonction du coefficient d'inter-calibration. Par construction, la coupure va toujours améliorer l'accord entre les reconstructions online et offline. Cependant, on cherche ici à voir si une telle coupure améliore l'uniformité d'une suppression de zéro. La figure 3.13 est réalisée avec la même analyse que la figure 3.12, en ajoutant une coupure offline à 130 MeV. La présence de la coupure permet de supprimer complètement le bruit électronique restant et la non-uniformité devient négligeable si l'inter-calibration est appliquée. En l'absence d'inter-calibration, la coupure réduit la différence de suppression en présence de véritables dépôts d'énergie entre des canaux à fort et faible coefficients d'inter-calibration. Le bruit est également négligeable après coupure sans inter-calibration, même si la suppression est encore inhomogène.

A haute luminosité, la plupart des canaux mesurent de véritables énergies provenant



(a) bruit électronique (b) signal de 150 MeV

FIGURE 3.12 – *Rapport ε en fonction de la valeur des coefficients d'inter-calibration pour le bruit (gauche) et un signal de 150 MeV (droite).*



(a) bruit électronique (b) signal de 150 MeV

FIGURE 3.13 – *Rapport ε en fonction de la valeur des coefficients d'inter-calibration avec application d'une coupure offline de 130 MeV pour le bruit (gauche) et un signal de 150 MeV (droite).*

de collisions multiples. Peu de canaux ne liront que du bruit électronique et l'estimation de l'énergie dans les canaux serait améliorée en corrigeant l'amplitude estimée dans les DCCs à partir de l'inter-calibration, tant sur la précision de la suppression que sur son uniformité à la surface du calorimètre électromagnétique .

Bien que non retenue (pour le moment) par la collaboration, l'ajout d'une coupure sur l'énergie après la reconstruction offline garantirait une influence minimale de la suppression de zéro sur les distributions d'amplitude reconstruite ou des variables physiques, comme l'isolation. Une coupure rend également le traitement des données offline insensible à la configuration de la réduction des données réalisée online et à la différence de traitement entre les zones de bas et haut intérêt. De plus, l'uniformité de la suppression de zéro des zones de bas intérêt s'en trouve améliorée.

Certains algorithmes de reconstruction (jets, énergie transverse manquante) utilisent déjà une telle coupure. Malheureusement, les niveaux des seuils sont généralement insuffisants pour rendre les résultats insensibles à des changements de configuration du SRP.

3.3 Lecture sélective et objets physiques de haut niveau

L'algorithme de la lecture sélective a été conçu pour obtenir la meilleure réponse possible du ECAL lors de la détection d'objets physiques électromagnétiques (photons, électrons) en évitant, avec la définition des zones de haut intérêt, de supprimer des signaux pouvant potentiellement provenir de tels objets.

Les jets reconstruits à partir des calorimètres sont des objets plus complexes, avec une surface de dépôt d'énergie électromagnétique généralement plus élevée que pour les photons ou les électrons. De plus, la fraction d'énergie électromagnétique n'est pas fixe pour un jet donc le déclenchement d'une lecture de zone de haut intérêt n'est pas garanti. Il est alors probable que deux jets subiront différemment l'application de la lecture sélective du ECAL et qu'un jet soit reconstruit à partir de zones de haut et bas intérêt mélangées. La reconstruction du jet peut donc être potentiellement sensible à la configuration du SRP.

L'énergie transverse manquante calorimétrique est quant à elle reconstruite à partir de l'ensemble de l'information contenue dans les tours du calorimètre. Des zones ayant reçu une suppression de zéro et d'autres entièrement lues sont donc utilisées conjointement. En conséquence, la définition des zones d'intérêt (via la configuration du SRP) peut avoir un impact sur la reconstruction de la $\not{E}_T$ calorimétrique.

Comme la physique ne doit pas dépendre du traitement des données, il est nécessaire de s'assurer que l'influence du SRP est minimale sur la reconstruction des objets physiques.

Cette section présente une étude des effets dus à un changement de configuration du SRP sur la reconstruction des objets de haut niveau. Les photons et électrons étant peu concernés par cet effet, ils ne seront pas analysés. On s'intéressera particulièrement aux jets calorimétriques et à l'énergie transverse manquante calorimétrique.

Pour les premiers, on prend l'exemple de jets d'une énergie de 100 GeV à l'échelle partonique. Pour la seconde, on s'intéresse à des événements contenant un boson W se désintégrant en électron-neutrino. Ces données sont issues de la simulation. On considère deux scénarios de luminosité instantanée. L'un correspond à une luminosité $\mathcal{L} = 2.10^{33}$ cm^{-2}/s, soit un empilement de 5 collisions supplémentaires (pile-up) en plus du processus principal et l'autre à $\mathcal{L} = 10^{34} cm^{-2}/s$, avec 25 événements de pile-up supplémentaires [8]. Entre ces deux scénarios, la configuration standard du SRP doit varier pour respecter les

restrictions de bande passante.
Pour chaque scénario, les seuils S_{HI} et S_{ZS} sont modifiés autour de leurs valeurs par défaut. On compare alors les objets reconstruits avec ces nouveaux seuils par rapport à ceux reconstruit avec les valeurs standard et on estime si le jet est sensible à un ajustement de S_{HI} et S_{ZS}.

3.3.1 Jets

Dans un premier temps, il est nécessaire de comprendre précisément comment les jets sont reconstruits.

Reconstruction des jets

On défini un jet « calorimétrique » comme un jet reconstruit exclusivement à partir de l'information enregistrée dans les calorimètres. La reconstruction des jets calorimétriques se divise en quatre étapes [9] :

- l'énergie collectée dans les cristaux du ECAL est reconstruite et une calibration est appliquée. Les canaux sont combinés pour estimer également l'énergie collectée dans une tour de trigger. L'énergie collectée dans les cellules du HCAL est également reconstruite et une calibration est appliquée.
- les tours de trigger ECAL et les cellules HCAL sont combinées pour former les tours calorimétriques.
- les jets sont reconstruits à partir d'un algorithme de regroupement (*IterativeCone* dans cette étude) [10]. La taille du cône de l'algorithme dans le plan $\eta - \phi$ est $\Delta R = 0.5$.
- normalement, les jets sont calibrés. Trois corrections sont appliquées : correction de biais en énergie dû au pile-up et au bruit électronique, correction de réponse du calorimètre en fonction de η et correction d'échelle d'énergie. Cependant, dans cette analyse, les jets ne sont pas corrigés afin de décorréler les effets des corrections des effets dus à la lecture sélective.

Plusieurs coupures énergétiques sont appliquées lors de la reconstruction des tours calorimétriques (tab. 3.3) [11]. On appellera seuil jet (S_χ^{jet}) le seuil appliqué sur les canaux du ECAL.
Une tour n'est reconstruite qu'avec les contributions passant les seuils. Il est donc possible qu'une tour ne contienne que de l'énergie déposée dans le HCAL, ou qu'une contribution électromagnétique. De plus, même si la tour ECAL est sélectionnée, seuls les canaux ayant reçu une énergie supérieure au seuil S_χ^{jet} participeront.

	éléments ECAL				éléments HCAL		
	cristaux (E)		tours ECAL (E_T)		cellules HCAL (E_T)		
sous détecteur	EB	EE	EB	EE	HB	HE	HO
seuil	0,07 (sym)	0,3 (sym)	0,2	0,45	0,7	0,8	1.1

TABLE 3.3 – *Seuils appliqués sur les éléments des tours calorimétriques. Valeurs exprimées en GeV. L'annotation « sym » signifie « symétrique » et indique que la coupure est de type $|E| > seuil$.*

Les tours calorimétriques ne sont inclues dans l'algorithme de regroupement que si leur énergie transverse totale est supérieure à 0.5 GeV.

Jets et lecture sélective du ECAL

Les effets de la lecture sélective sur la reconstruction peuvent être séparés en deux catégories : ceux dus à la suppression de zéro et ceux provoqués par la définition des zones d'intérêt.

La présence de deux types de zones d'intérêt impose plusieurs scénarios de lecture :
- suffisamment d'énergie électromagnétique est déposée dans le ECAL pour provoquer la lecture d'une zone HI mais le jet n'est pas confiné dans cette zone. Le jet sera reconstruit à partir de régions de bas et haut intérêt et seule une partie du jet recevra une suppression de zéro.
- le jet n'est reconstruit que sur des zones de bas ou de haut intérêt. L'ensemble des cristaux est donc totalement lu ou reçoit une suppression de zéro globale. La réponse du jet peut donc être différente. Or, celle-ci ne doit pas dépendre du type de zone d'intérêt.

Un exemple de distribution du confinement du jet dans des zones de haut intérêt est représenté sur la figure 3.14.

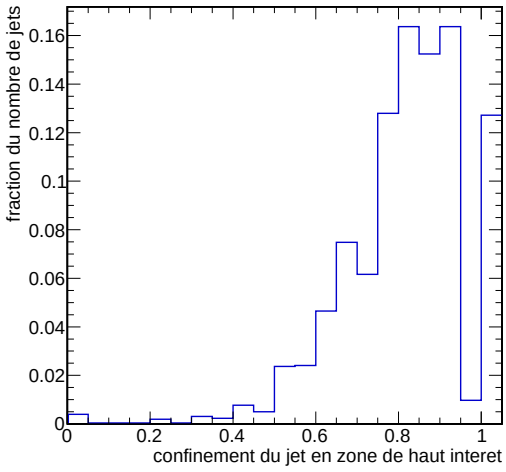


FIGURE 3.14 – *Exemple de distribution de confinement de jet pour un scénario de luminosité donné et une configuration du SRP standard. Le confinement vaut 1 si la fraction électromagnétique est entièrement comprise dans des zones de haut intérêt et 0 si le jet n'est reconstruit qu'à partir de zones de bas intérêt.*

L'incidence de la suppression de zéro sur la reconstruction des jets concerne quant à elle les valeurs de S_{ZS} et S_{χ}^{jet}.
Si S_{χ}^{jet} n'est pas suffisamment élevé pour compenser les effets de la suppression de zéro, une incohérence apparaît, avec un rejet du bruit pouvant être dû à la suppression de zéro dans les zones de bas intérêt et dû à la coupure appliquée lors de la reconstruction des jets dans les zones de haut intérêt. Cas extrême de l'incohérence, si $S_{ZS} > S_{\chi}^{jet}$ les zones

de bas intérêt ne subiront pas la coupure de l'algorithme de reconstruction.

Ces deux effets peuvent potentiellement biaiser l'estimation de l'énergie du jet. Une correction de biais en énergie est prévue après la reconstruction du jet, mais il s'agit d'une correction constante. Or, le biais induit par la lecture sélective du ECAL n'est pas constant puisqu'à priori il dépend de la fraction d'énergie électromagnétique du jet contenue dans chacune des zones d'intérêt du ECAL. Un changement de configuration du SRP biaiserait également l'estimation de l'énergie, par migration de canaux d'une zone d'intérêt à une autre, en présence d'une suppression de zéro différente qui interfère avec la coupure appliquée lors de reconstruction.

L'impact d'un changement de configuration du SRP est mesurée en comparant l'énergie de jets reconstruits avec différentes configurations de lecture sélective. Des événements de pile-up (5 ou 25) sont ajoutés au processus dur au niveau de la génération pour se mettre de façon optimale en condition de prise de données. On parle de jets « de référence » lorsque la configuration standard du SRP pour l'année 2008-2009 (tab. 3.4) est utilisée :

Luminosité (pile-up)	Seuil HI	Seuil ZS
5	1 GeV	96 MeV (EB), 300 MeV (EE)
25	2 GeV	120 MeV (EB), 480 MeV (EE)

TABLE 3.4 – *Seuils par défaut du Selective Readout pour différents scénarios de luminosités.*

Ces mêmes jets sont reconstruits lorsque les seuils S_{HI} ou S_{ZS} diffèrent des valeurs standards et ils sont alors nommés jets « alternatifs ». Chaque jet de référence est comparé à son homologue alternatif. Pour décorréler les effets provenant de la définition des zones d'intérêt ECAL et de la suppression de zéro, un seul des deux seuils est modifié. Le seuil restant est fixé à sa valeur par défaut. L'observable B, définie comme la déviation relative de l'énergie du jet est la principale variable de l'analyse :

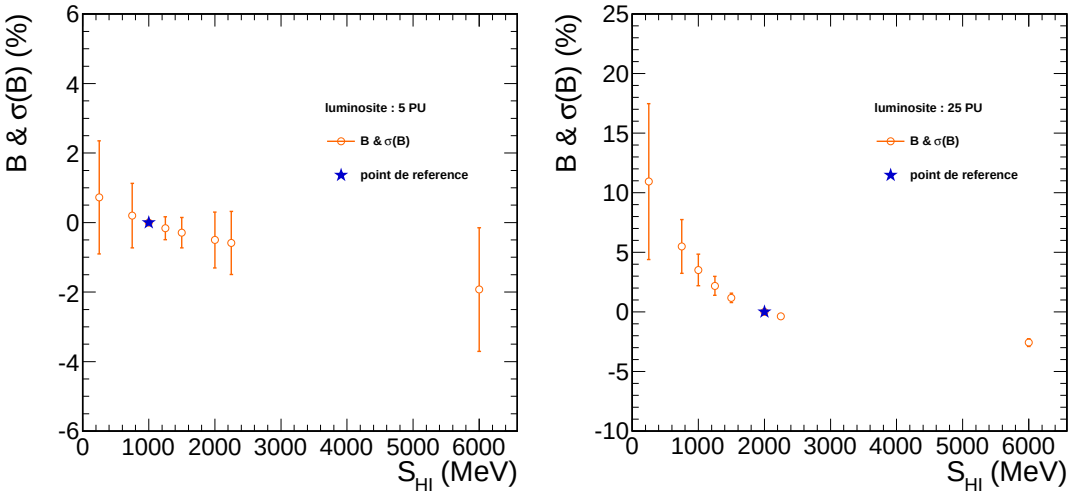
$$B = \frac{E_{Alt} - E_{Ref}}{E_{Ref}} \tag{3.6}$$

où E_{Alt} est l'énergie du jet alternatif et E_{Ref} l'énergie du jet de référence. Si B est constant quelque soit la configuration du SRP, la reconstruction des jets est indépendante de la lecture sélective.

On sélectionne les jets tels que $p_{Tjet} > 50$ GeV et $\eta_{jet} < 2.5$.

Impact d'une variation du seuil de haut niveau S_{HI}

La figure 3.15 montre la déviation relative d'énergie B due à un changement du seuil S_{HI}. A faible luminosité, la déviation est faible ($B < 1\%$) et la dispersion de l'énergie n'est pas très importante ($\sigma(B) < 3\%$). Compte tenu de la faible résolution en énergie des jets calorimétriques [10], on peut considérer cet effet comme négligeable. A haute luminosité, les effets ne sont plus négligeables si le seuil S_{HI} est fortement diminué ($S_{HI} < 1$ GeV). De telles valeurs de S_{HI} à haute luminosité restent cependant très peu probables. La déviation reste assez faible ($B < 3\%$) si S_{HI} est augmenté.



(a) basse luminosité (b) haute luminosité

FIGURE 3.15 – *Déviation relative de l'énergie en fonction de la valeur du seuil S_{HI}, pour un scénario de luminosité correspondant à (a) 5 événements de pile-up (b) 25 événements de pile-up. L'étoile bleue représente la valeur standard. Les barres d'erreurs indiquent l'écart type de la distribution.*

Même si la déviation en énergie est faible, l'estimation de l'énergie des jets dépend donc de la configuration du SRP. De plus, la différence de confinement des jets induit, dans le cas d'un changement de seuil S_{HI} , une différence de déviation entre des jets reconstruits à partir de zones d'intérêt distinctes (fig. 3.16). Il s'agit ici d'une situation où la suppression de zéro n'est pas compensée par le seuil S_{χ}^{jet} : la variation du seuil S_{HI} entraîne un changement du seuil effectif (S_{ZS} ou S_{χ}^{jet}) appliqué sur chacun des canaux du ECAL inclus dans le jet.

De fait, la reconstruction des jets sera indépendante de la lecture sélective du ECAL uniquement si le seuil S_{χ}^{jet} est suffisant pour compenser la suppression de zéro. Les zones d'intérêts distincts seront alors équitablement traitées lors de l'application de la coupure sur l'énergie des canaux du ECAL et la variation de B en fonction du confinement sera réduite.

Impact d'une variation du seuil de suppression de zéro S_{ZS}

On peut également étudier la déviation de l'énergie B en fonction des variations du seuil S_{ZS}.
La figure 3.17 montre qu'à basse luminosité les effets d'un changement de seuil de suppression de zéro vont jusqu'à 2% dans le tonneau et les bouchons. A haute luminosité, l'effet devient très important, surtout à l'avant et à l'arrière du calorimètre ($B > 10\%$ pour le tonneau et $B > 15\%$ dans les bouchons). Même si les valeurs extrêmes de S_{ZS} ne seront certainement pas atteintes, les fluctuations d'énergie restent élevées (5% pour une augmentation du seuil de suppression de 100 MeV dans les bouchons).

De même que dans le cas d'une variation de S_{HI} , le seuil S_{χ}^{jet} n'est pas assez

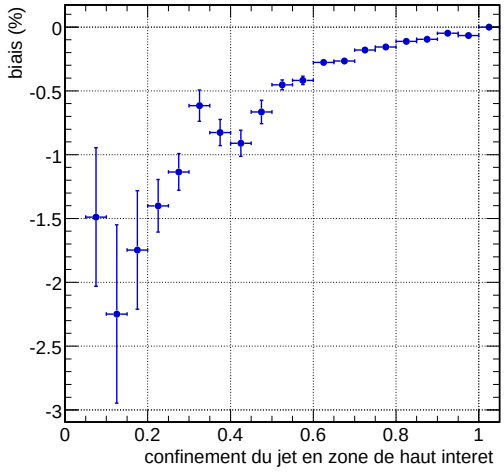


FIGURE 3.16 – *Déviation relative de l'énergie en fonction du confinement du jet dans des zones de haut intérêt. Etude réalisée pour un scénario de luminosité correspondant à 5 événements de pile-up. Le changement de configuration du SRP présentée ici implique une variation du seuil S_{HI} de 1 GeV à 1.5 GeV. Les valeurs négatives de B indiquent que le jet perd de l'énergie lors du changement de configuration par migration de canaux de zones HI vers des zones BI car la suppression de zéro est plus stricte que le seuil S_{χ}^{jet}.*

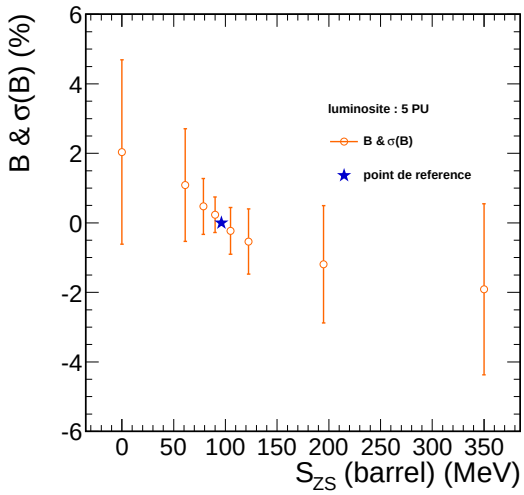
élevé pour uniformiser les effets de la suppression de zéro. La figure 3.18 représente le nombre de cristaux supplémentaires participant à la reconstruction du jet alternatif par rapport au jet de référence associé, en fonction du seuil S_{ZS}. Une valeur de seuil S_{χ}^{jet} plus élevée rendrait cette distribution nulle pour toute valeur de $S_{ZS} < 90$ MeV et les jets seraient donc reconstruits avec les mêmes canaux, quelque soit la configuration du SRP.

A haute luminosité, les configurations actuelles imposent $S_{\chi}^{jet} < S_{ZS}$. La reconstruction du jet dépend donc à nouveau des zone d'intérêts ECAL, avec une suppression plus importante pour les zones BI que pour les zones HI. Le seul moyen d'être cohérent dans la reconstruction des jets est donc d'imposer $S_{\chi}^{jet} > S_{ZS}$, avec une marge suffisante pour éviter les effets de bord observés dans la section 3.2.3.

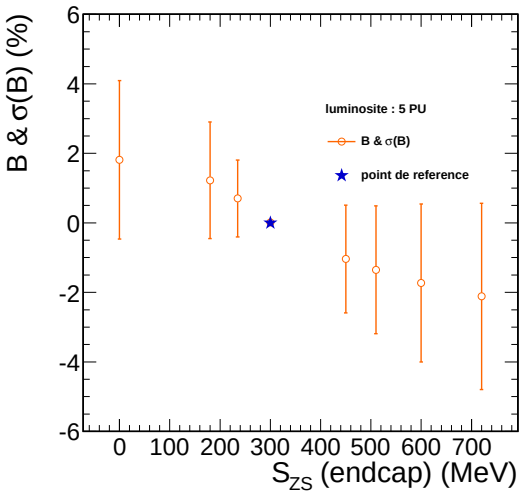
Effet de l'augmentation du seuil jet S_{χ}^{jet} sur la reconstruction des jets

La valeur aussi basse de S_{χ}^{jet} est motivée par le soucis de collecter le plus d'énergie possible provenant du jet. Cependant, en présence d'empilement, l'énergie collectée provient également des dépôts d'énergie dus aux collisions supplémentaires. Cette énergie n'est bien évidemment pas intéressante pour reconstruire un jet. Si la valeur de S_{χ}^{jet} augmente, cela ne devient véritablement problématique qu'à partir du moment où la perte d'énergie liée au jet est plus importante que la perte d'énergie liée à l'empilement.

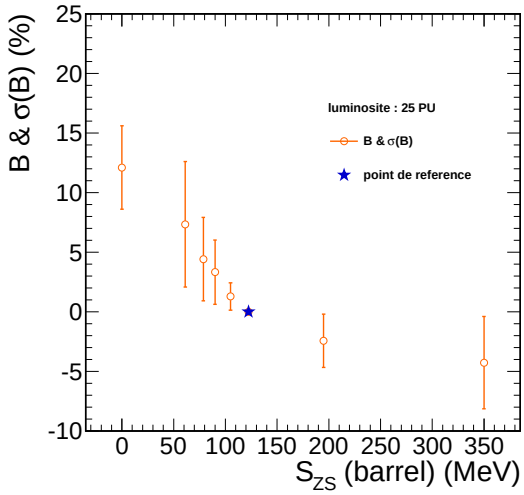
On définit la pureté énergétique comme le rapport entre l'énergie générée du jet et



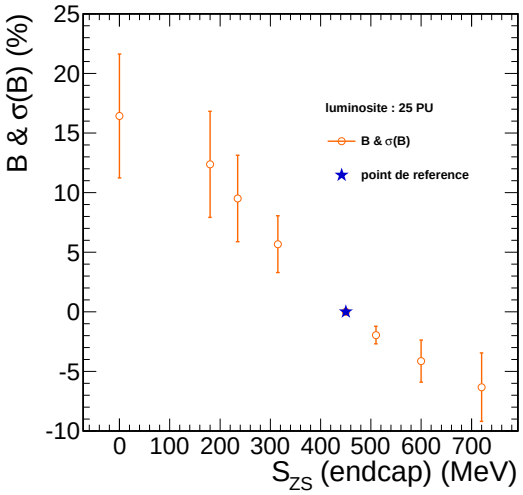
(a) basse luminosité, tonneau



(b) basse luminosité, bouchons



(c) haute luminosité, tonneau



(d) haute luminosité, bouchons

FIGURE 3.17 – *Déviation relative de l'énergie en fonction de la valeur du seuil ZS, pour un scénario de luminosité correspondant à (haut) 5 événements de pile-up (bas) 25 événements de pile-up. Le carré bleu représente la configuration par défaut. Les barres d'erreurs indiquent l'écart type de la distribution.*

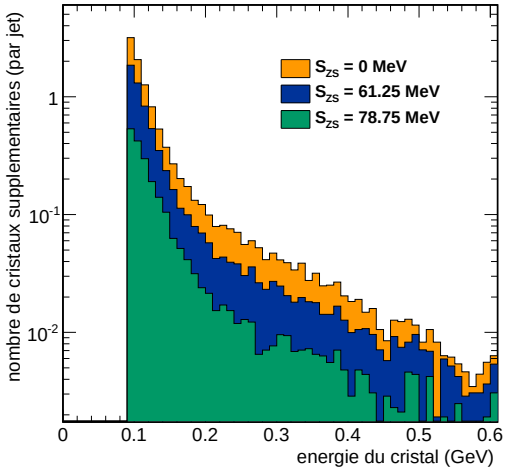


FIGURE 3.18 – *Nombre de cristaux supplémentaires participant à la reconstruction des jets pour des suppressions de zéro inférieures à 90 MeV.*

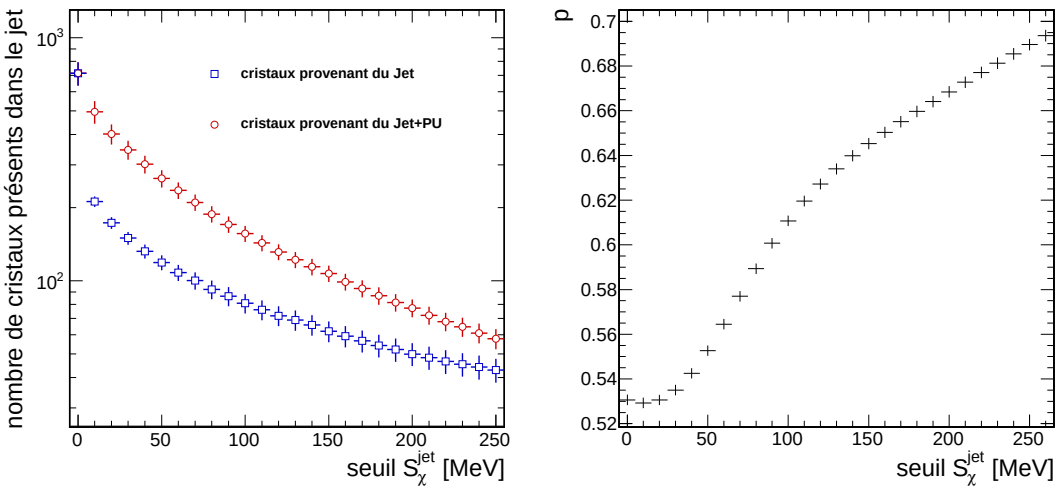
l'énergie effective reconstruite à partir du jet et de l'empilement :

$$p = \frac{E_{jet}}{E_{jet+PU}} \tag{3.7}$$

On considère un scénario de haute luminosité. La figure 3.19 montre le nombre de cristaux contenus dans le jet et la pureté énergétique du jet en fonction de l'énergie du seuil S_{χ}^{jet}. Si S_{χ}^{jet} diminue, l'augmentation de l'énergie collectée est dominée par l'empilement, ce qui présente peu d'intérêt. L'augmentation de la pureté du jet avec l'augmentation de S_{ZS} confirme l'intérêt d'un seuil élevé.

D'aucuns pourraient arguer qu'un seuil élevé biaise la mesure de l'énergie. Or, c'est déjà le cas avec l'empilement et la première correction sur l'énergie appliquée aux jets est d'ailleurs une correction de biais. Malheureusement, ce biais n'est ici pas constant et dépend étroitement de la configuration du SRP. La correction n'est donc plus une simple correction de biais mais dépend de paramètres n'ayant aucun rapport avec la reconstruction des jets.

La collaboration a pris note de ces observations. Bien que l'impact de la lecture sélective sur la reconstruction des jets ait été considéré comme suffisamment négligeable à basse luminosité, il est fortement recommandé d'augmenter la valeur de S_{χ}^{jet} à plus haute luminosité. La correction de biais serait en meilleure adéquation avec l'ensemble des jets et un changement de configuration du SRP n'aurait aucun impact sur la reconstruction des jets et la perte d'énergie collectée concerne principalement des dépôts dus à l'empilement.



(a) nombre de cristaux

(b) pureté énergétique

FIGURE 3.19 – *Pureté énergétique du jet en fonction du seuil appliqué sur les cristaux lors de la reconstruction des jets : (a) nombre de cristaux contenus dans un jet en fonction du seuil (b) pureté énergétique du jet en fonction du seuil. Le scénario de luminosité correspond à un ajout de 25 événements de pile-up. Plus S_χ^{jet} augmente, meilleure est la pureté énergétique.*

3.3.2 Energie transverse manquante

De même que les jets, la $\not\!\!E_T$ calorimétrique est reconstruite à partir des tours calorimétriques [1] [12]. Les mêmes effets de différence de zones d'intérêt sont donc également présents, et un changement de configuration du SRP peut potentiellement avoir un effet sur la reconstruction de la $\not\!\!E_T$.
L'influence de la lecture sélective sur l'énergie transverse manquante est étudiée à partir d'événements simulés $W \to e\nu$, où l'énergie transverse manquante n'est pas un effet résiduel du bruit et de la réponse du calorimètre. Les conditions de luminosité correspondent à un ajout de 5 événements de pile-up. Par manque de temps, seules les variations de S_{HI} et S_{ZS} (tonneau) sont étudiées.

En présence de véritable $\not\!\!E_T$ (générée par le neutrino), seule la direction dans le plan transverse et la résolution peuvent être affectées. Effectivement, l'influence du bruit est négligeable sur le module de la $\not\!\!E_T$ en présence d'un neutrino issu d'une désintégration de W. Pour étudier la déviation de la direction, on définit $\Delta\phi$:

$$\Delta\phi = \phi_{reco} - \phi_{gen} \tag{3.8}$$

où ϕ_{reco} et ϕ_{gen} sont les angles de la $\not\!\!E_T$ reconstruite et générée par PYTHIA, respectivement.

La résolution de la $\not\!\!E_T$ est estimée par le terme stochastique a issu de la modélisation

1. Le chapitre 5 est entièrement dédié à l'étude de l'énergie transverse manquante et une plus ample description y sera donné.

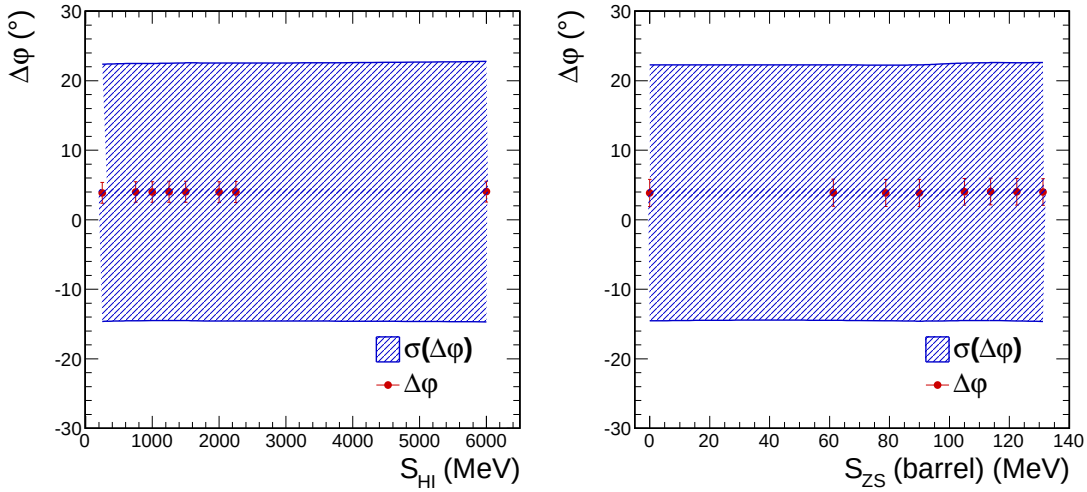
suivante [12] :

$$R = a\sqrt{\sum E_T} + b \tag{3.9}$$

$$\text{où} \quad R = \frac{\not{E}_{T\,gen} - \not{E}_{T\,reco}}{\not{E}_{T\,gen}} \tag{3.10}$$

La figure 3.20 montre la déviation de la direction définie par le neutrino. Le biais observé sur l'ensemble des points est dû à l'asymétrie de production entre W^+ et W^- au LHC [13] : une majorité de W^+ et donc de positrons sont produits. Le champ magnétique présent dans CMS, en courbant les positrons, va décaler systématiquement la $\not{E}_T$ (la $\not{E}_T$ étant reconstruite comme la somme vectorielle négative de l'ensemble des dépôts présents dans le calorimètre) par une rotation dans le sens horaire par rapport à la direction. La déviation $\Delta\phi$ va donc être en moyenne positif.

Le résultat important est que, quelque soit la luminosité, ce biais ainsi que la dispersion du biais sont constants. Un changement de configuration du SRP n'affectera donc pas de façon notoire la direction de la $\not{E}_T$.

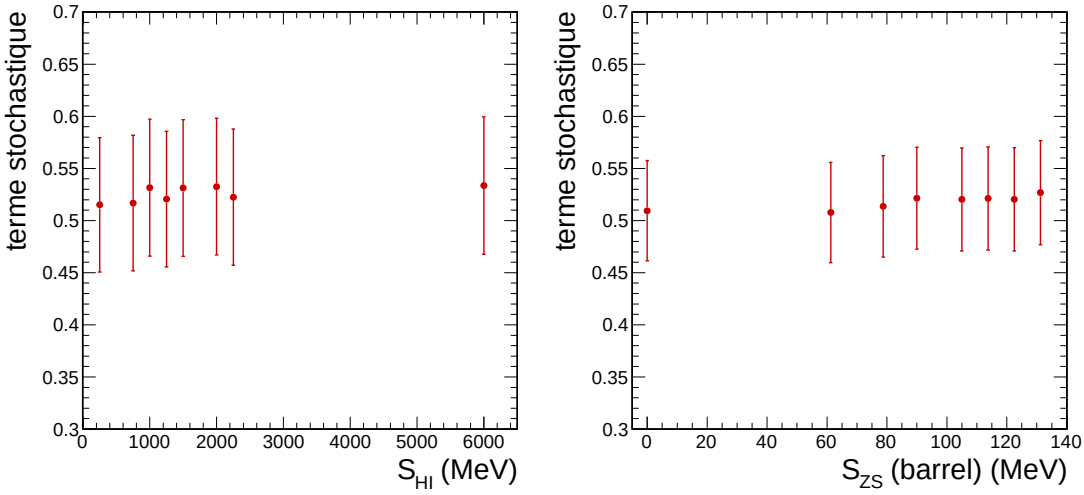


(a) variation de S_{HI} (b) variation de S_{ZS}

FIGURE 3.20 – *Déviation relative de l'énergie transverse manquante en fonction de la valeur du seuil HI (a) et du seuil ZS (b).*

La résolution, estimée par le terme stochastique a, est également constante (en accord avec les incertitudes issues de la modélisation) quelques soient les niveaux des seuils S_{ZS} et S_{HI} (fig. 3.21).

En l'absence de déviation de la direction de la $\not{E}_T$ et de fluctuation de la résolution, on peut donc considérer que la lecture sélective n'a aucun impact notoire sur la reconstruction de $\not{E}_T$ générée par des neutrinos. Ceci s'explique par le fait que l'énergie transverse manquante est calculée à partir de l'ensemble des tours calorimétriques. Comme l'ensemble du calorimètre électromagnétique subit la lecture sélective, les effets dus à un changement de configuration vont se compenser en moyenne, entre tours diamétralement opposées.



(a) variation de S_{HI} (b) variation de S_{ZS}

FIGURE 3.21 – *Variation de la résolution en fonction de la valeur du seuil HI (a) et du seuil ZS (b).*

3.4 Conclusion

Ce chapitre expose une étude de la lecture sélective du calorimètre électromagnétique de CMS, nécessaire à réduction du volume de donnée du ECAL. La lecture sélective, commandée par le *Selective Readout Processor*, réalise une suppression de zéro sur des zones de bas intérêt ou peu d'énergie électromagnétique a été déposée. Les zones présentant de forts dépôts d'énergie sont lues intégralement.

Comme une reconstruction de l'énergie est nécessaire pour appliquer la suppression de zéro, une estimation de l'énergie est réalisée dans les DCCs à partir de la méthode des poids. Une comparaison de différents jeux de poids servant à estimer l'amplitude a été faite, et il a été montré qu'un jeu de poids soustrayant le piédestal électronique à partir de trois échantillons temporels présentait de bien meilleures performances (réjection du bruit et efficacité de lecture d'un signal physique) que ceux utilisés en 2009.

L'impact de la suppression de zéro sur la reconstruction offline a également été étudiée. Il a été montré qu'il était impossible d'obtenir une reconstruction identique online et offline, et qu'une solution simple et cohérente pour éviter des effets indésirables de la suppression de zéro sur la reconstruction offline est d'appliquer une coupure sur l'énergie reconstruite. La valeur de cette coupure n'a pas besoin d'être très élevée comparé au seuil de suppression et garantit aux analyses de physique une insensibilité à la configuration de la lecture sélective.

Comme la reconstruction offline, la reconstruction d'objets complexes comme les jets est dépendante de la lecture sélective et un changement de configuration de celle-ci entraîne une différence de reconstruction entre jets semblables. On peut résumer cette dépendance à l'existence d'un seuil en énergie sur les canaux du ECAL insuffisant pour compenser les effets de la suppression de zéro sur l'ensemble des canaux du jet. L'augmentation

de la valeur sur ce seuil permet de rendre la reconstruction des jets indépendante du confinement du jet dans des zones de haut intérêt et un changement de configuration du SRP n'entraînerait aucun biais dans la reconstruction des jets.

La reconstruction de l'énergie transverse peut elle aussi dépendre de la lecture sélective du ECAL. Il s'avère que l'influence du SRP sur la $\not{E}_T$ est minime et peut être négligée.

seuil	valeur
S_{ZS} (tonneau)	2.25 coups ADC (78.7 MeV)
S_{ZS} (bouchons)	3.75 coups ADC (225 MeV)
S_{BI}	1 GeV
S_{HI}	2 GeV

TABLE 3.5 – *Configuration de la lecture sélective depuis fin 2009.*

La configuration du SRP a été mise à jour avant le début de la prise de donnée fin 2009 [14]. Les valeurs des seuils actuels sont affichées dans le tableau 3.5.

Bibliographie

[1] The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3 :S08004, 2008.

[2] N. Almeida. Data acquisition and filtering in the Electromagnetic Calorimeter of the CMS experiment. *Thesis*, 2006.

[3] N. Almeida and others. Electromagnetic Calorimeter raw data format. *CMS Note*, NOTE-05-021, 2005.

[4] P. Paganini et al. Pulse amplitude reconstruction in the CMS ECAL using the weights method. *CMS Note*, CMS-04-025, 2004.

[5] M. Anfrevilleb et al. Laser monitoring system for the CMS lead tungstate crystal calorimeter. *CMS Detector Note*, AN-07-028, 2007.

[6] CMS Collaboration. CMS technical design report, volume I : Physics performance. *J. Phys.*, G34 :178–180, 2007.

[7] CMS ECAL Collaboration. Intercalibration of the barrel electromagnetic calorimeter of the CMS experiment at start-up. *CMS Note*, NOTE-08-018, 2008.

[8] CMS Collaboration. CMS technical design report, volume I : Physics performance. *J. Phys.*, G34 :28–30, 2007.

[9] V. Chetluru et al. Jet Reconstruction Performance at CMS. *CMS Analysis Note*, AN-09-067, 2009.

[10] CMS Collaboration. Performance of Jet Reconstruction at CMS. *LHC workshop at HERA*, 2008.

[11] V. Chetluru et al. Update of calorimeter cell and tower thresholds for jet reconstruction in first CMS collision data. *CMS Analysis Note*, AN-10-024, 2010.

[12] CMS Collaboration. Missing E_T Performance in CMS. *CMS Physics Analysis Summary*, JME-07-001, 2007.

[13] CMS Collaboration. Measurements of inclusive W and Z cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Journal of High Energy Physics*, 2011 :1–40, 2011. 10.1007/JHEP01(2011)080.

[14] P. Gras. Impact on data volume of different SRP schema. *ECAL Detector performance group meeting*, 2009.

Chapitre 4

Etudes du système de contrôle laser du ECAL

Sweet dreams are made of this
Who am I to disagree ?
Travel the world and the seven seas
Everybody's looking for something

Annie Lennox/Dave Stewart

On a vu au chapitre 2 que les cristaux de $PbWO_4$ perdent de leur transparence lorsqu'ils sont soumis à une irradiation. Lorsque le LHC fonctionne à haute luminosité instantanée, l'irradiation devient importante et la transparence des cristaux du ECAL se dégrade rapidement. Ces variations de transparence sont mesurées à partir d'un système de contrôle laser. Des corrections de transparence sont dérivées de ces mesures et sont appliquées sur les données issues de collisions. Pour atteindre les performances nominales du ECAL sur la résolution en énergie ces corrections doivent être connues avec une grande précision, meilleure que 0.2% [1].

Le but de ce chapitre est de décrire en détail le fonctionnement du système de calibration laser, d'étudier ce système pour trouver comment mieux connaître ces variations de transparences : je présente dans ce chapitre une nouvelle méthode d'estimation des amplitudes des impulsions laser, et je vérifie que le processus de correction de transparence fonctionne sur les premières données enregistrées par CMS en 2010.

4.1 Description du système de contrôle laser du ECAL

Le fonctionnement du système de contrôle laser peut être divisé en trois étapes :

- production d'impulsions laser en dehors du détecteur. Une partie de la lumière émise est dérivée vers un système de contrôle permettant de caractériser ces impulsions.
- injection des impulsions laser dans les cristaux du ECAL et dans des photo-diodes PN [1]. La réponse de ces photo-diodes n'est pas affectée par la dose reçue. Le signal en sortie des photo-diodes PN sert de signal de référence.
- Acquisition des données en sortie des cristaux par les APDs/VPTs selon le principe décrit au chapitre 2 et acquisition des signaux enregistrés par les photo-diodes PN (nommées simplement PN par la suite). Les impulsions laser sont alors reconstruites

1. semi-conducteur à jonction P-N

et une comparaison des amplitudes obtenues avec les APDs/VPTs et avec les PNs est réalisée pour déterminer les corrections de transparence.

Longueurs d'onde utilisées

Le système laser peut injecter différentes longueurs d'onde (5 au total) [2], mais seulement deux longueurs d'onde sont couramment employées.

Pour estimer la variation de transmission de lumière due à la création de centres colorés, une longueur d'onde proche de celle de la lumière de scintillation émise au passage d'une particule est utilisée. Cette longueur d'onde est de 440 nm et le laser correspondant est appelé « laser bleu ».

La deuxième longueur d'onde est dans l'infra-rouge (IR) proche (796 nm) et n'est que très peu absorbée par les centres colorés créés lors d'une irradiation. Les impulsions laser IR permettent de contrôler les effets propres au laser et à l'électronique (gain, température, etc.).

Les autres longueurs d'ondes disponibles sont situées dans la partie verte (527 nm), bleue (495 nm) et rouge (706 nm) du spectre.

4.1.1 Production et mesure du temps de référence d'émission des impulsions laser avant injection

Le laser est de type titane-saphir et génère les impulsions bleues ou IR à une fréquence de 100 Hz. Les impulsions bleues sont émises à une énergie moyenne de 1 mJ et les impulsions infra-rouge à 1.5 mJ. Ce laser a été en partie choisi à cause de la faible largeur temporelle des impulsions émises (30 ns). Ce faible temps d'émission permet d'enregistrer l'ensemble du signal dans une fenêtre de lecture d'un signal en sortie d'un cristal du ECAL (40 ns).

Le laser est dit stable si la largeur des impulsions et l'amplitude des impulsions ne varient pas dans un intervalle de temps donné. A très court terme (fenêtre d'une minute), la stabilité de la largeur de l'impulsion est de 3% (soit 1 ns) [2]. A long terme (quelques heures), le laser perd en stabilité et il est nécessaire de corriger les amplitudes mesurées dans les APDs/VPTs.

Le contrôle de transparence du ECAL est réalisé en temps réel pendant les périodes de prise de données de collisions. Pour éviter d'interférer avec l'acquision des données de collisions, les impulsions laser sont injectées entre les croisements des trains de paquets de protons, toutes les 88.924 µs. La fenêtre temporelle accessible a une largeur de 3.17 µs. Avec la fréquence d'injection du laser fixée à 100 Hz, seulement 1% de l'ensemble des fenêtres existantes sont utilisées [3].

Pour contrôler et corriger certains effets dus à des variations de largeur des impulsions, une partie de la lumière laser est envoyée dans un système d'acquisition indépendant. Ce système est composé d'une photo-diode et utilise une carte d'acquisition de signaux rapides MATACQ [2]. On se réfère à l'ensemble du système par la simple appellation MATACQ. La mesure de l'impulsion par le MATACQ permet de corriger les amplitudes mesurées en sortie des cristaux. De plus, l'impulsion laser reconstruite dans le MATACQ permet d'obtenir la position temporelle de référence de l'amplitude de l'impulsion laser,

avec une précision de 300 ps. Ce temps de référence sera utilisé dans la deuxième section de ce chapitre.

La lumière non propagée dans le MATACQ est envoyée dans les cristaux du ECAL.

4.1.2 Injection des impulsions laser dans les cristaux du ECAL

L'injection des impulsions laser dans le ECAL est réalisée à partir d'un système de fibres optiques et de points de distribution. Trois niveaux de distribution existent.

Les fibres primaires distribuent la lumière par section du calorimètre (1/2 super-module de EB ou un dixième d'un bouchon EE). Ces sections sont appelées régions LM (ou LMR).

Les fibres secondaires partent du point de sortie des fibres primaires et distribuent la lumière sur de nouveaux points de distributions, d'où partent les fibres tertiaires. Ces fibres éclairent également les PNs de référence. L'injection de la lumière à partir des fibres tertiaires est réalisée sur la face avant des cristaux pour EB et à partir d'un coin du cristal pour EE.

Les points de distribution en sortie des fibres secondaires éclairent simultanément des sections d'environ 200 cristaux (il existe également une région contenant 100 cristaux dans chaque super-module de EB). Deux PNs sont éclairées pour chaque LMR. Chaque lot de deux PNs est partagé entre deux sections de 200 cristaux situés dans les deux moitiés du super-module (fig. 4.1). Ainsi, ces PNs servent de références pour deux sections de 200 cristaux et sont éclairées deux fois lors du scan laser d'un super-module.

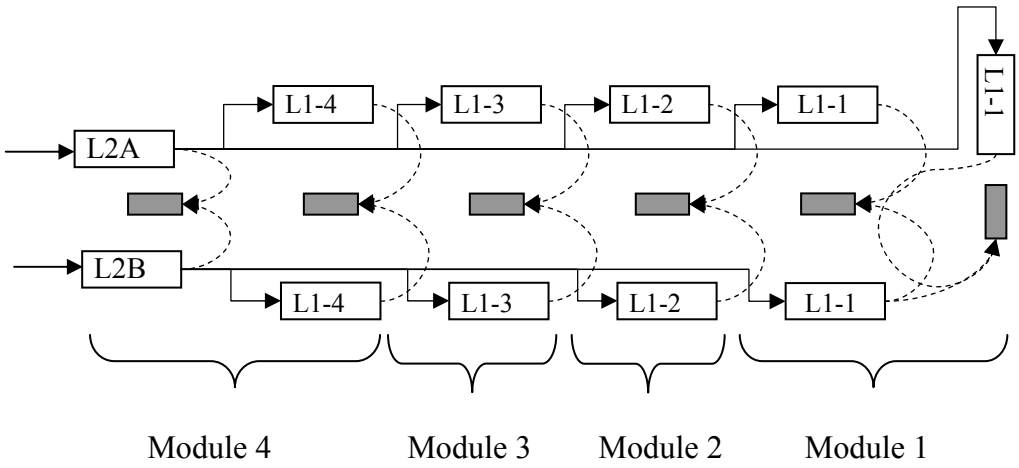


FIGURE 4.1 – *Schéma de la distribution des impulsions laser dans un super-module de EB. Les fibres primaires sont représentées par les flèches arrivant dans les points de distribution L2A(B). Les fibres secondaires sont reliées aux points de distributions tertiaires L1-i, i=1..4. Les photo-diodes PNs sont indiquées par les rectangles grisés.*

Chaque LMR est éclairée tour à tour par 600 impulsions laser. Ces 600 impulsions correspondent à une « séquence ». Une révolution complète sur le ECAL se fait alors en une vingtaine de minutes en comptant le temps nécessaire au changement de chemin optique entre une fibre primaire et une autre. Comme deux longueurs d'onde sont utilisées, ce

temps est doublé (une séquence complète en bleu, puis une autre en infra-rouge). La transparence d'un cristal est donc mise à jour toutes les 40 minutes environ. La transparence est extrapolée entre deux mesures et les corrections sont dérivées de ces extrapolations.

4.1.3 Acquisition et traitement des données laser

Les signaux en sortie des cristaux sont enregistrés à partir des APDs/VPTs. Les signaux laser issus des PNs sont acquis en même temps. Les PNs ont un temps de réponse beaucoup plus lent que les APDs/VPTs et sont insensibles à un élargissement de l'impulsion laser, contrairement aux APDs/VPTs. Le signal des PNs est échantillonné à une fréquence de 40 MHz. L'amplitude est estimée à partir des 16 échantillons autour de l'échantillon maximal (fig. 4.2) grâce à un ajustement de la forme de l'impulsion par un polynôme de degré 2.

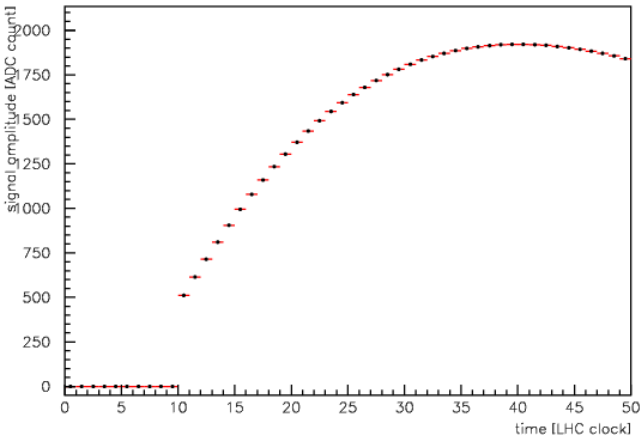


FIGURE 4.2 – *Signal en sortie d'une PN.*

L'amplitude des signaux issus des APDs/VPTs peut et a longtemps été évaluée à partir de la modélisation $\alpha\beta$ (voir section 2.1.3) [1, 2]. A présent, une déconvolution entre la réponse de l'électronique et le signal physique est utilisée [4].

Puisque la lumière envoyée dans les PNs et dans les cristaux est identique, la transparence d'un cristal est donnée par le rapport R des amplitudes $\mathcal{A}$ obtenues dans les APDs/VPTs et les PNs :

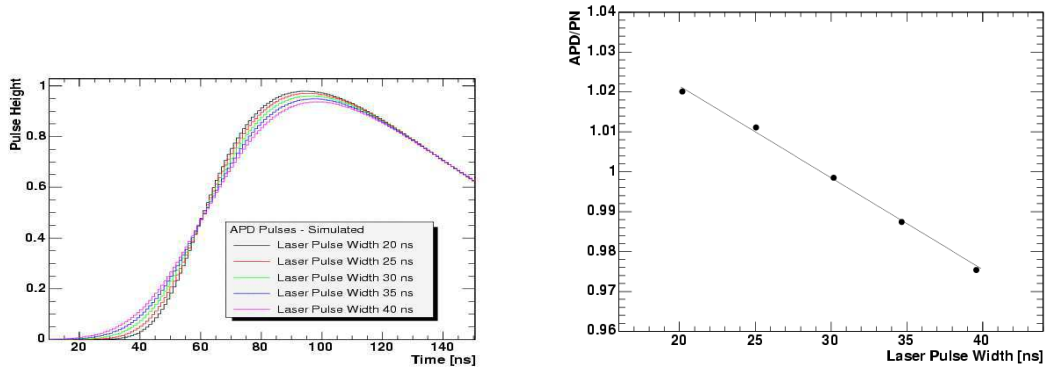
$$R = \frac{\mathcal{A}_{APD/VPT}}{\mathcal{A}_{PN}} \tag{4.1}$$

Plusieurs effets influent sur la valeur de R. Un premier effet est dû à la réponse non linéaire des PNs : l'amplitude des signaux en sortie des PNs est corrigée de cette non-linéarité. La non-linarité des PNs est évaluée à partir d'impulsions électroniques de contrôle parfaitement connues. La différence de réponse entre l'impulsion électronique d'entrée et celle enregistrée par les PNs permet de calculer la correction à appliquer à $\mathcal{A}_{PN}$.

Le deuxième effet provient de la différence de temps de réponse des APDs/VPTs et des PNs, ainsi que des variations de forme (largeur et amplitude) des impulsions laser. La différence de temps de réponse entre APDs/VPTs et PNs implique une mesure différente de l'amplitude des signaux laser. Dans le cas d'un laser stable sur la durée, le biais est constant

et peut être facilement pris en compte. En revanche, lorsque la largeur de l'impulsion varie, l'amplitude mesurée par les APDs/VPTs varie également (fig. 4.3.a). La quantité physique évaluée dans les APDs/VPTs ne correspond plus avec celle mesurée par les PNs. Le biais systématique doit alors être corrigé pour mesurer la transparence de manière robuste.

La dépendance entre la largeur à mi-hauteur (FWHM) des impulsions laser mesurées par le MATACQ et le rapport R est bien établie (fig. 4.3.b). On en déduit la correction nécessaire.



(a) (b)

FIGURE 4.3 – *(a) Amplitude laser en sortie d'APD, pour des impulsions laser de différentes largeurs (b) Rapport $R = APD/PN$ en fonction de la largeur du laser*

La perte de transparence n'affecte pas de la même façon la transmission de lumière entre un signal laser et la propagation de la lumière émise lors du déploiement d'une gerbe électromagnétique. Cette différence de réponse est prise en compte grâce à une calibration réalisée en banc de test à partir d'un faisceau d'électrons de 10 GeV. A partir des résultats montrés sur la figure 4.4, on voit que la correction à appliquer sur un signal S pour obtenir le signal S_0 sans irradiation est donné par :

$$S_0 = S \times R^{-\alpha} = S \times \left(\frac{\mathcal{A}_{APD/VPT}}{\mathcal{A}_{PN}} \right)^{-\alpha} \tag{4.2}$$

avec $\alpha = 1.52$ (ou $\alpha = 1$ pour quelques cristaux internes de EE produits par une entreprise différente).

L'équation (4.2) montre que la qualité des corrections de transparence est complètement corrélée à la qualité d'évaluation de l'amplitude des signaux laser dans les APDs/VPTs. Une méthode d'estimation de l'amplitude des signaux en sortie des APDs/VPTs est présentée dans la section suivante.

4.2 Nouvelle méthode d'estimation des amplitudes laser dans APDs/VPTs

Avant cette analyse, l'amplitude des impulsions laser en sortie des APDs/VPTs était évaluée à partir d'un ajustement $\alpha\beta$ hiérarchique [5] réalisé sur un ensemble de 200 événements par cristal et pour chaque séquence. Les signaux étaient reconstruits à partir

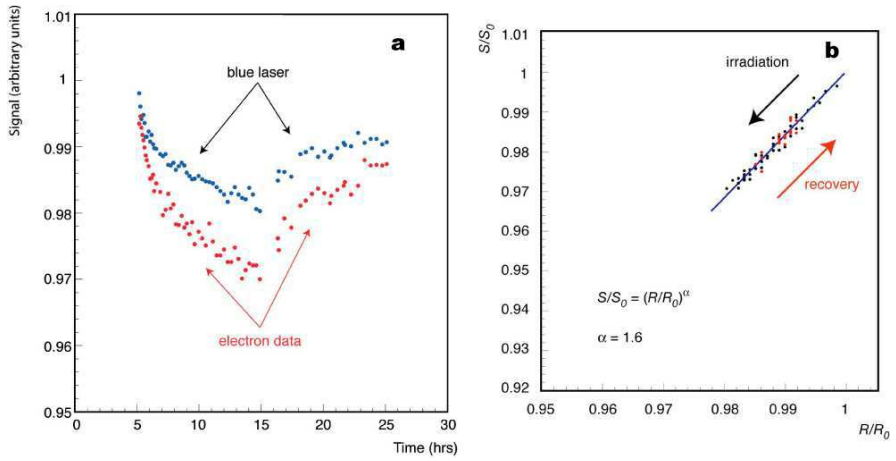


FIGURE 4.4 – *(a) Différence de réponse entre des signaux laser bleus et des gerbes électromagnétiques créées par des électrons de 120 GeV. (b) Dépendance entre la transmission de lumière pour des signaux laser et la transmission de lumière pour des gerbes électromagnétiques.*

des dix échantillons temporels distants de 25 ns (voir section 2.1.3) et les impulsions laser utilisées étaient synchrones entre elles. L'ensemble des paramètres libres de l'ajustement (α, β, A_{max} et T_{max}) étaient évalués directement sur les données. Cette modélisation par une fonction arbitraire n'est pas parfaite, car seulement dix échantillons sont utilisés pour contraindre les paramètres α et β. Lorsque l'amplitude est évaluée à partir de cette fonction, un biais résiduel apparaît. Si ce biais était fixe au cours du temps, une simple correction permettrait de l'éliminer. Cependant, comme la forme des impulsions et le temps maximum T_{max} varient, le biais résiduel n'est pas constant.

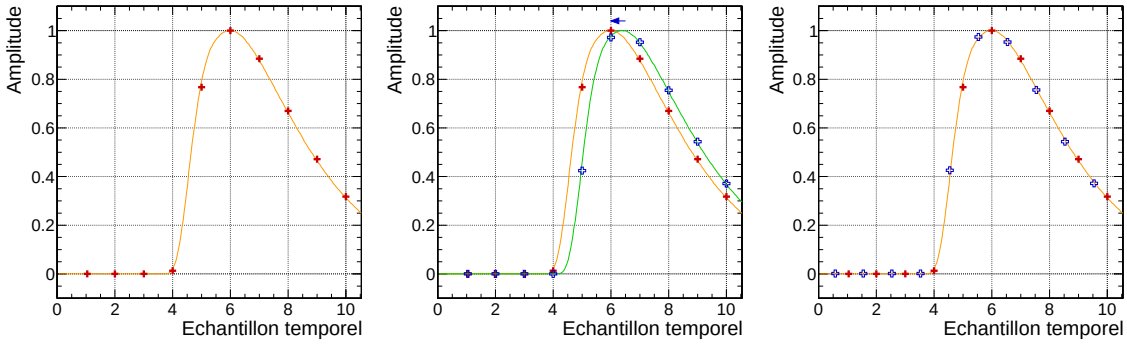
On se propose ici de déterminer α et β de manière plus robuste grâce à des données dédiées échantillonnées à une fréquence de 1 GHz plutôt que 40 MHz et ce, pour plusieurs formes d'impulsions caractéristiques (différentes largeurs).

4.2.1 Echantillonnage à 1 GHz

On a vu au chapitre 2 que la fréquence d'échantillonnage maximale des signaux en sortie du ECAL est de 40 MHz. Pour obtenir un ensemble d'échantillons distants de 1 ns, on utilise une séquence de 600 événements où les impulsions laser sont asynchrones : la phase temporelle d'émission de l'impulsion est libre dans une fenêtre de 25 ns.

Cette phase temporelle est connue grâce à l'enregistrement de l'impulsion par le MATACQ. Après enregistrement tous les événements sont synchronisés afin que la phase temporelle soit identique pour l'ensemble de la séquence. Comme les échantillons sont enregistrés à des temps fixés, la suppression de la phase temporelle décalent ceux-ci, événement par événement. Les échantillons peuplent alors les régions comprises entre deux coups d'horloge de 25 ns. La figure 4.5 illustre le principe de superposition des signaux.

Comme la variation de la phase temporelle des impulsions laser est de l'ordre de 1 ns, la forme du signal obtenue après superposition est bien échantillonnée avec une fréquence équivalente à 1 GHz. En moyenne, 24 échantillons sont présents par phase de 1 ns.



(a) (b) (c)

FIGURE 4.5 – *Principe de superposition d'impulsions laser asynchrones : (a) acquisition d'impulsions laser simple (b) superposition d'impulsions asynchrones et suppression de la phase temporelle (c) les impulsions sont superposées et la forme résultante est échantillonnée à une fréquence supérieure à 40 MHz.*

4.2.2 Détermination et élimination de la phase temporelle

L'injection d'une partie de la lumière laser dans le système MATACQ permet de mesurer précisément la phase temporelle. Cette mesure est utilisée pour éliminer la phase présente dans les données APDs/VPTs.

Un signal laser en sortie du MATACQ présente un spectre semblable à celui illustré sur la figure 4.6. On voit que le piédestal électronique n'est pas constant et présente une structure périodique en fonction du temps. Cette structure est due à la chaîne électronique d'acquisition du MATACQ et doit être réduite avant d'estimer le temps t correspondant au maximum de l'amplitude du laser. Les premières 1.5 µs sont utilisées pour moyenner la valeur du piédestal du MATACQ tout en respectant sa structure périodique. Le piédestal est alors soustrait sur le reste du spectre obtenu (fig. 4.7). La position temporelle t du pic d'amplitude est obtenue à partir d'une modélisation de la région contenant le maximum du pic par un polynôme de degré 2.

Arbitrairement, le premier événement de la séquence laser utilisée pour réaliser la modélisation $\alpha\beta$ est considéré comme le temps de référence t_0. La phase temporelle de l'impulsion laser dans les APDs/VPTs est alors donnée par $\phi = t - t_0$.

Avant élimination de la phase temporelle, les positions des échantillons temporels sont fixées aux coups d'horloges du LHC (fig. 4.8.a). Après élimination du biais dû à la phase, la forme est complète (fig. 4.8.b).

4.2.3 Modélisation $\alpha\beta$

Pour les canaux du tonneau, la fonction $\alpha\beta$ utilisée est celle définie par l'équation (2.8). On rappelle la formule ci-dessous :

$$f(t) = A_{max}\left(1 + \frac{t - t_{max}}{\alpha\beta}\right)^{\alpha} e^{\frac{-(t-t_{max})}{\beta}} \tag{4.3}$$

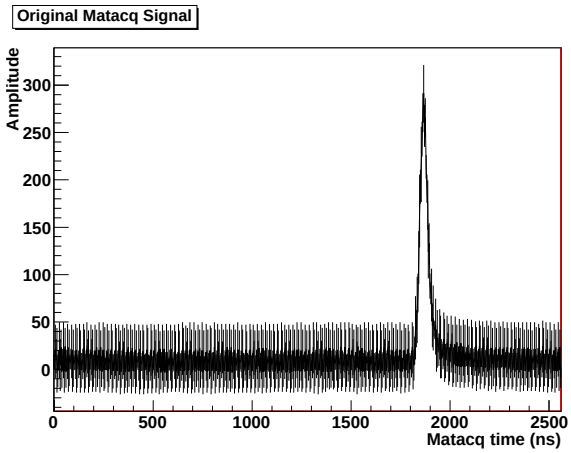


FIGURE 4.6 – *Signal correspondant à une impulsion laser en sortie du MATACQ.*

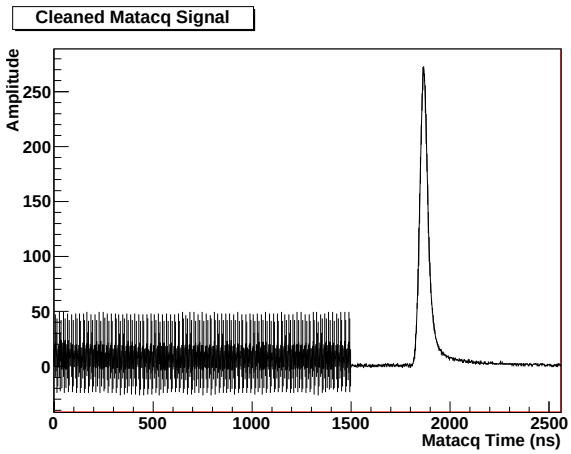
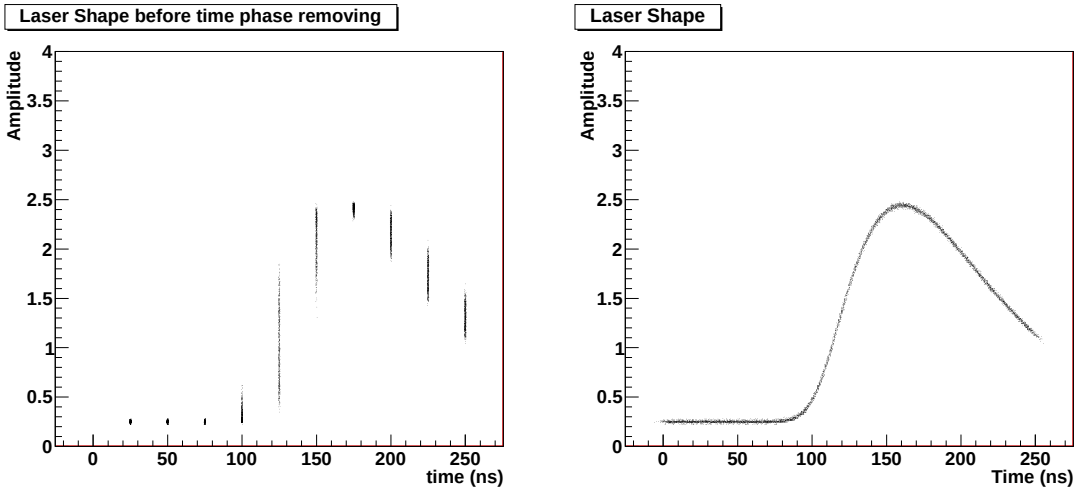


FIGURE 4.7 – *Signal correspondant à une impulsion laser en sortie du MATACQ, après élimination du piédestal électronique périodique.*



(a) (b)

FIGURE 4.8 – *Forme du signal laser en sortie d'un cristal (a) avant correction de phase (b) après correction de phase, pour l'ensemble des événements. Les échantillons issus de l'APD sont déjà normalisés par l'amplitude des PNs.*

L'ajustement est réalisé dans la fenêtre $[s_M - 1 : s_M + 2]$, où s_M est la position du maximum d'amplitude, exprimée en coups d'horloge du LHC.

Les APDs et les VPTs n'ont pas une réponse identique. Cette différence est prise en compte en changeant la fonction d'ajustement. La fonction utilisée pour les canaux de EE est donnée par :

$$f(t) = A_{max} \times e^{\frac{-(\alpha(t - t_{max}) + e^{-\alpha(t - t_{max})} - 1)}{\beta}} \tag{4.4}$$

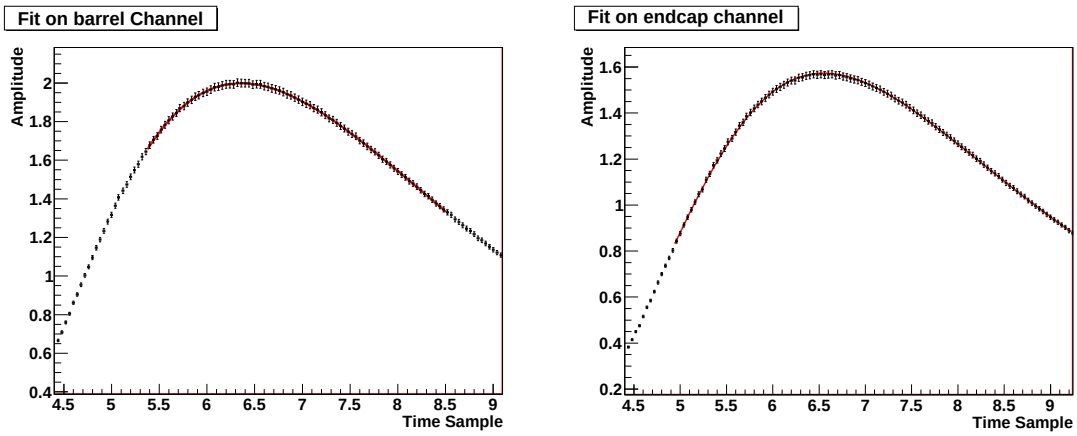
Deux exemples de modélisation sont illustrés sur la figure 4.9, un pour un canal du tonneau et un pour un canal des bouchons. Les valeurs de α et β sont ensuite utilisées pour estimer les amplitudes des signaux laser acquis pendant la prise de données de collisions.

4.2.4 Changement de forme des impulsions laser

Lorsque l'impulsion laser s'élargit, la forme du signal enregistré dans les APDs/VPTs change également. Les paramètres α et β doivent alors être recalculés pour estimer correctement l'amplitude. Les paramètres α et β ont alors été déterminés pour des séquences laser de différents largeurs (25 ns, 34 ns et 38 ns). La dépendance entre la largeur des impulsions et les paramètres α et β peut être modélisée par deux lois affines (fig. 4.10). En utilisant ces lois, α et β sont donc définis quelque soit la largeur du laser. L'évaluation de l'amplitude est alors plus fiable et plus précise que lorsque α et β n'étaient pas fixés.

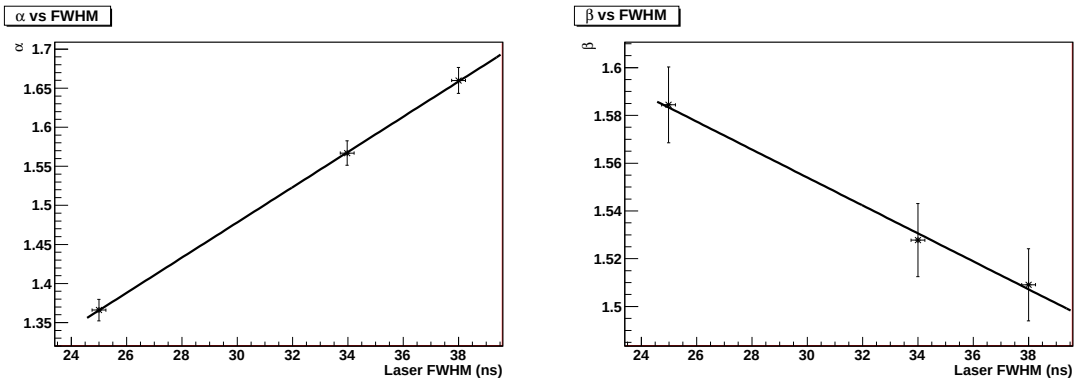
4.2.5 Résultats

Les paramètres α et β sont mesurés pour la quasi-totalité du calorimètre à partir de données laser dédiées (fig. 4.11).



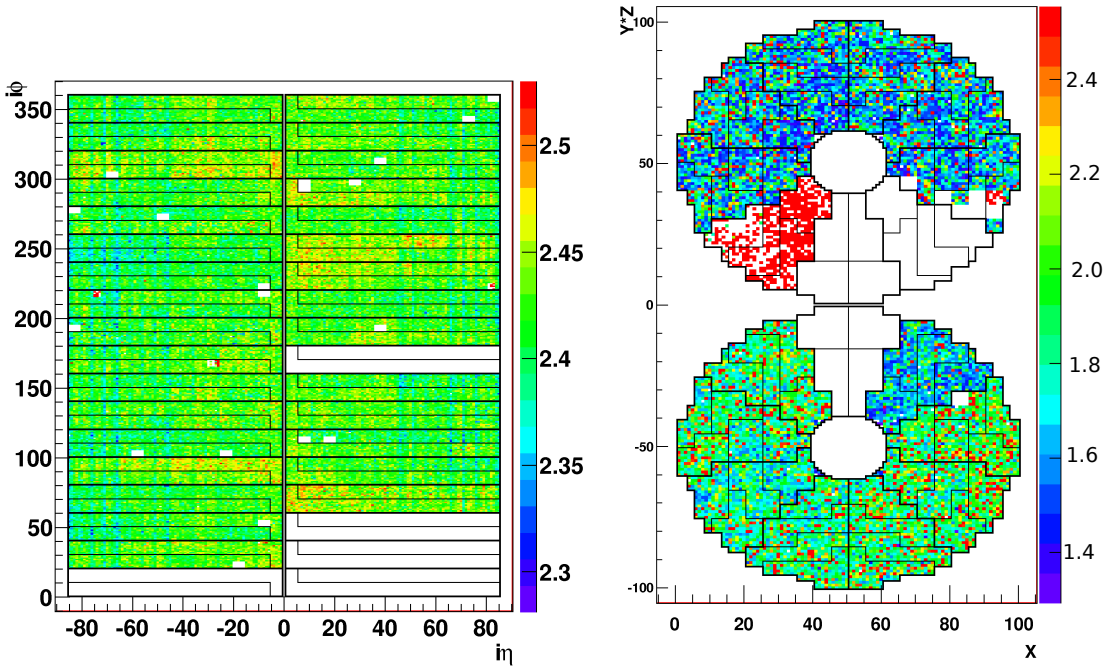
(a) (b)

FIGURE 4.9 – *Exemple d'ajustement $\alpha\beta$ pour un canal (a) du tonneau (b) des bouchons.*



(a) (b)

FIGURE 4.10 – *Modélisation de la dépendance entre la largeur des impulsions laser et le paramètre (a) α (b) β*

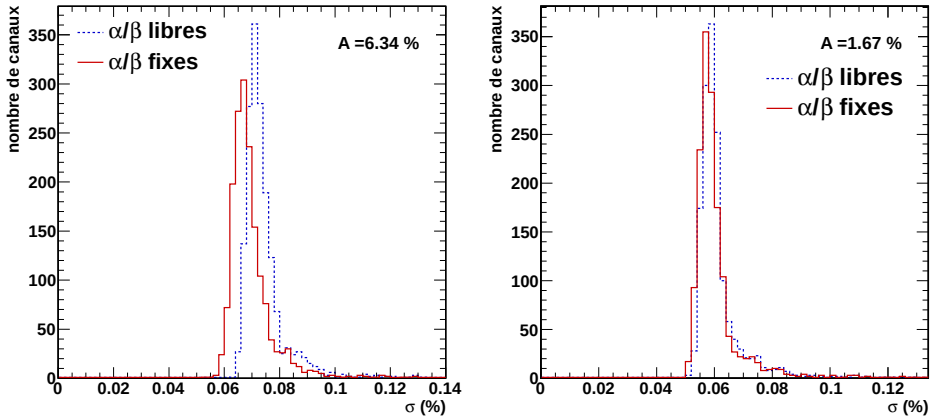


(a) (b)

FIGURE 4.11 – *Carte des valeurs du produit $\alpha\beta$ obtenues par ajustement des données échantillonnées à 1 GHz, pour une largeur nominale de 34 ns : (a) tonneau (b) bouchons*

L'estimation de l'amplitude des impulsions à partir des paramètres α et β nouvellement calculés est testée sur deux super-modules (nommés EB-3 et EB+15). Les données laser du test ont été acquises dans de bonnes conditions de stabilité de réponse des PNs et du laser. La largeur des impulsions laser durant cette période est identique à celle des données laser utilisées pour le calcul de α et β. Cette période d'acquisition a duré 5 jours, correspondant environ 350 séquences par cristal. L'amplitude est directement donné par le rapport R.

On évalue les performances de la nouvelle méthode d'estimation de l'amplitude (ou méthode « $\alpha\beta$ fixé ») en comparant l'écart-type σ de la distribution de R obtenue à partir de l'ancienne et de la nouvelle méthode, pour chaque canal. Comme l'amplitude des impulsions laser injectées est constante, plus σ est faible, plus l'estimation de l'amplitude est stable. La figure 4.12 illustre la distribution de la dispersion de l'amplitude, pour l'ancienne et la nouvelle méthode. Les corrections de linéarité et de largeur des impulsions laser ne sont pas appliquées.



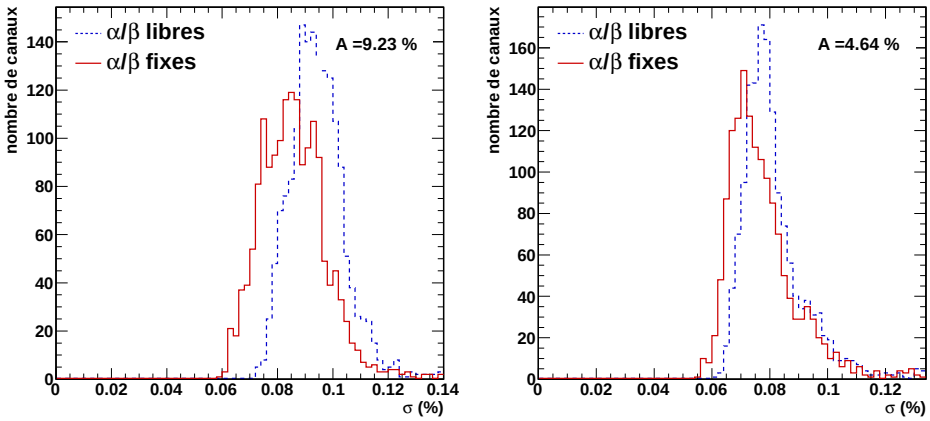
(a) EB-3 (b) EB+15

FIGURE 4.12 – *Distribution de la dispersion des amplitudes laser reconstruites pour l'ensemble des canaux de deux super modules différents en l'absence de corrections.*

L'utilisation de paramètres α/β fixés permet de gagner en précision sur l'estimation de l'amplitude des impulsions laser. Le gain relatif sur la dispersion est de l'ordre de 6% pour EB-3 et 2% pour EB+15.

Après correction des effets de largeur du laser et de linéarité des PNs, la réduction de la dispersion atteint des valeurs relatives de 9% pour EB-3 et 5% pour EB+15. La précision moyenne sur l'amplitude du signal laser pendant cette période stable est d'environ 0.08% pour EB-3 et EB+15 (fig. 4.13). Cette précision est bien meilleure que la contrainte supérieure de stabilité (0.2%) nécessaire pour obtenir une résolution en énergie du ECAL inférieure à 0.5%.

Bien que présentant de meilleurs résultats par rapport à l'ancienne méthode de détermination de l'amplitude, l'utilisation de paramètres α et β bien définis et fixés n'est pas optimale. La méthode de déconvolution présentée dans [4] s'avère encore plus précise



(a) EB-3 (b) EB+15

FIGURE 4.13 – *Distribution de la dispersion des amplitudes laser reconstruites pour l'ensemble des canaux de deux super modules différents après application des corrections de linéarité des PNs et des effets de largeur du laser.*

que la méthode décrite dans ce chapitre. Cette méthode permet de déconvoluer la réponse de l'électronique de la forme de l'impulsion laser. La largeur de l'impulsion est alors parfaitement connue et la correction des effets de largeur n'est pas réalisée à partir d'une loi arbitraire mais grâce à une fonction physique uniquement fondée sur les caractéristiques de l'impulsion.

La méthode de déconvolution est employée pour calculer les amplitudes laser nécessaires pour corriger les variations de transparence dans l'ensemble des données enregistrées depuis début 2010.

4.3 Etude des premières données au LHC

La prise de données en 2010 a été particulièrement intéressante pour l'étude des corrections de transparence car elle comprend plusieurs périodes de prises de données avec des luminosités instantanées très différentes (fig. 4.14). Un échantillon de données a été acquis avec un ECAL faiblement irradié alors qu'un autre échantillon a été enregistré après irradiation « intense » du ECAL [6]. Les variations de transparence ont donc été très différentes d'une période à l'autre (fig. 4.15).

Enfin, l'irradiation du ECAL n'est pas uniforme. En effet, l'activité est plus importante dans les parties latérales du calorimètre où les débris issus des protons sont davantage présents. Par conséquent, les pertes de transparence sont plus importantes dans les bouchons que dans le tonneau.

4.3.1 Comparaison entre simulation et données

Une validation simple des corrections de transparence appliquées peut être faite en utilisant des chandelles du Modèle Standard $Z \to e^+e^-$ et $W \to e\nu$.

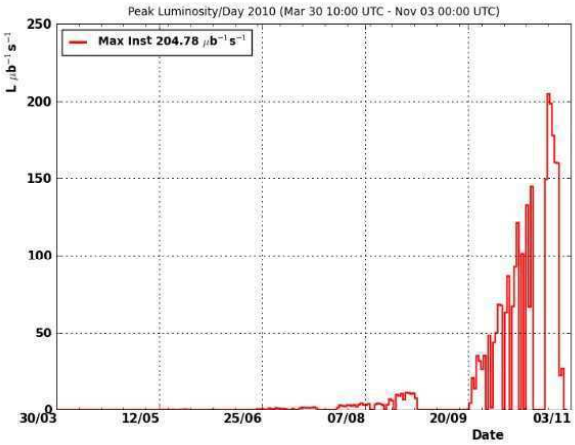


FIGURE 4.14 – *Luminosité instantanée délivrée par le LHC au cours la prise de données de 2010*

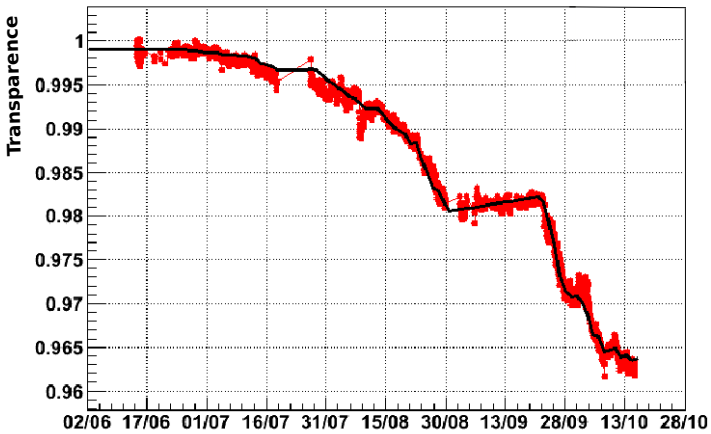


FIGURE 4.15 – *Variations de transparence d'un cristal de EE, sur une période de 4 mois. Jusqu'à mi-juillet, l'irradiation était faible et ne provoquait pas de pertes importantes de transparence. La luminosité instantanée a ensuite augmentée, et la transparence a alors diminué jusqu'à fin août. Au mois de septembre, le LHC n'a délivré aucune collision et le cristal a regagné une partie de sa transparence. Enfin, la luminosité instantanée sur la fin de l'année 2010 a considérablement augmentée, provoquant une baisse importante de la transparence jusqu'à fin octobre.*

Evénements $Z \to e^+e^-$

Le spectre de masse invariante du boson Z est très bien connu et très bien modélisé par la simulation. L'accord données/simulation des distributions de masse invariante est étudié avant toute correction, pour un échantillon de 36 pb^{-1}. L'échantillon total est séparé en plusieurs catégories, correspondant aux combinaisons possibles de la position spatiale des électrons : catégorie EB-EB lorsque les deux électrons sont dans EB, EB-EE pour les événements ayant un électron dans EB et un autre dans EE, EE-EE lorsque les deux électrons sont dans EE. Seuls les super-clusters sont utilisés dans le calcul de la masse invariante, sans correction d'énergie provenant de la trace des électrons.

On vérifie d'abord que le biais sur la masse ne dépend pas de l'échelle d'énergie des électrons en comparant les données et la simulation sur la première partie de la prise de données de 2010, non sujette à une irradiation (fig. 4.16).

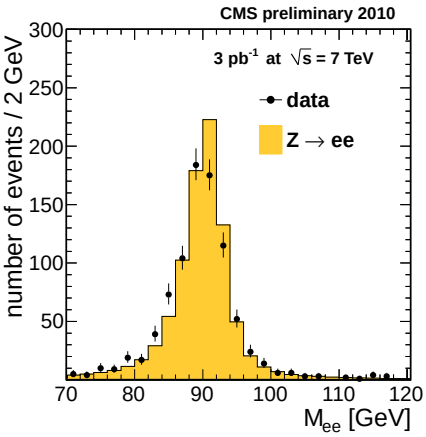
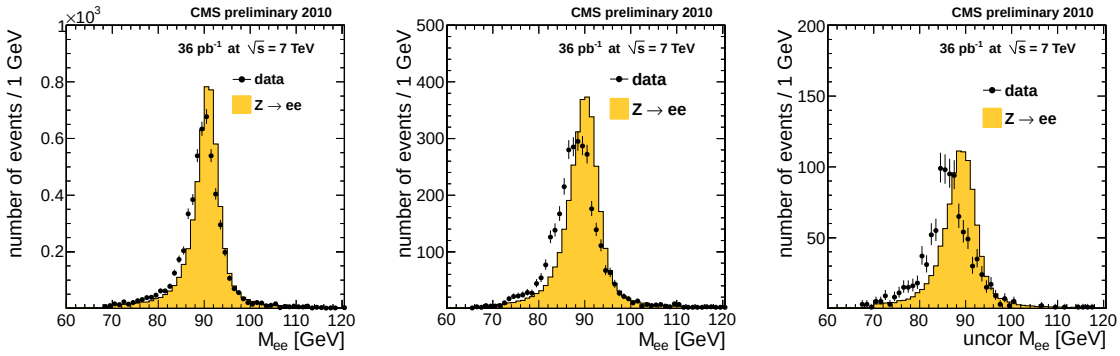


FIGURE 4.16 – *Spectre de masse invariante d'événements* $Z \to e^+e^-$ *dans la première partie de la prise de données en 2010, sans irradiation.*



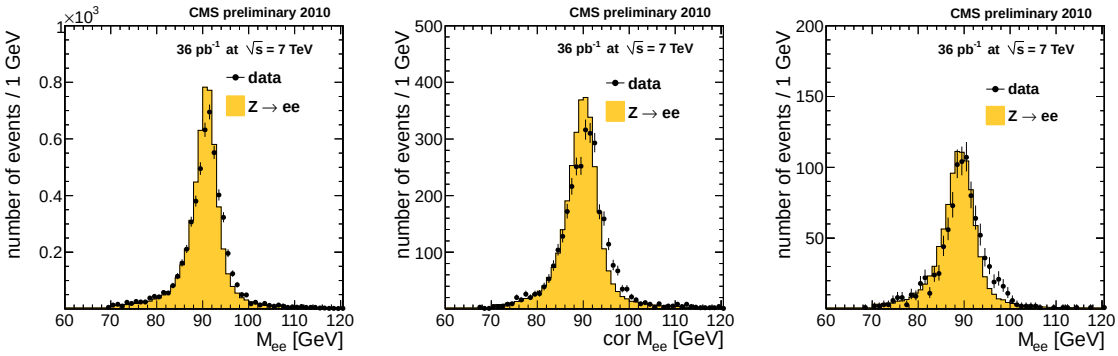
(a) EB-EB (b) EB-EE (c) EE-EE

FIGURE 4.17 – *Spectres de masse invariante pour des événements* $Z \to e^+e^-$ *dans la catégorie (a) EB-EB (b) EE-EB (c) EE-EE, en l'absence de correction de transparence.*

Les spectres de masse invariante des trois catégories obtenus avec les données 2010

sont illustrés sur la figure 4.17. Les données ne sont clairement pas en bon accord avec la simulation, avec la position du pic de masse invariante décalé vers de plus basses valeurs par rapport à la simulation. Comme l'on s'y attend, les pertes de transparence sont bien plus importantes dès que l'un des électrons dépose son énergie dans un bouchon.

Après application des corrections de transparence, les données sont en meilleur accord avec la simulation (fig. 4.18).



(a) EB-EB (b) EB-EE (c) EE-EE

FIGURE 4.18 – *Spectres de masse invariante pour des événements* $Z \to e^+e^-$ *dans la catégorie (a) EB-EB (b) EE-EB (c) EE-EE, après application des corrections de transparence.*

La résolution est également affectée par la perte de transparence. On étudie quantitativement le biais et la résolution en énergie à partir d'un ajustement du spectre de masse invariante. La fonction utilisée pour l'ajustement est une convolution d'une fonction de Breit-Wigner fixée aux paramètres du *Particle Data Group* [7] et d'une fonction de résolution de type Crystal-Ball [8] où les paramètres de biais et de largeur sont les estimateurs du biais sur la masse invariante et de la résolution en énergie, respectivement. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 4.1. Le biais en énergie est indiqué par rapport à la simulation.

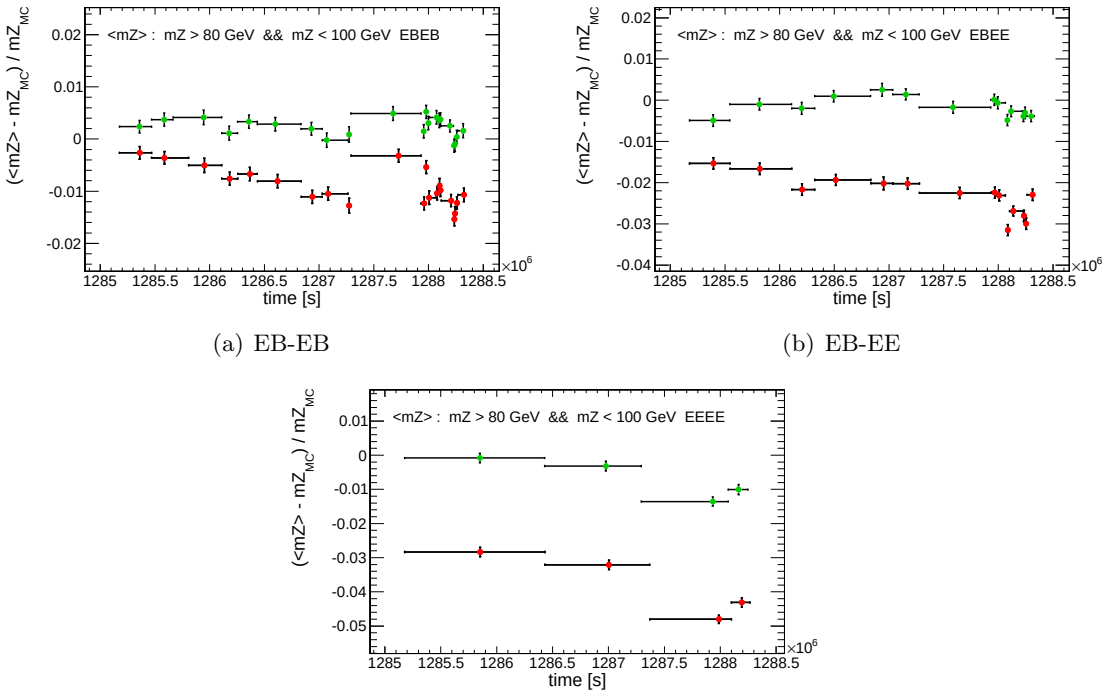
catégorie	biais avant correction (GeV)	biais après correction (GeV)	amélioration de la résolution
EB-EB	-0.6 ± 0.05	0.3 ± 0.05	$4 \pm 3\%$
EB-EE	-1.8 ± 0.07	-0.2 ± 0.01	$14 \pm 4\%$
EE-EE	-3.1 ± 0.11	-0.1 ± 0.01	$25 \pm 7\%$

TABLE 4.1 – *Biais en énergie avant et après correction de transparence. L'amélioration de la résolution sur le pic de masse invariante est calculée par rapport aux données en l'absence de correction de transparence.*

On voit que le biais est réduit à des valeurs proches de zéro pour les événements des catégories EB-EE et EE-EE. La résolution est également améliorée. Le changement du signe du biais pour la catégorie EB-EB indique qu'une légère sur-correction existe pour

les canaux de EB.

Comme la perte d'irradiation est variable en fonction temps, il est également important de contrôler la qualité des corrections de transparence en fonction du temps. Cette vérification est représentée sur la figure 4.19 et montre bien qu'avant correction, la masse invariante chute fortement dans les derniers jours de l'acquisition, lorsque le LHC fonctionnait à haute luminosité conformément à la perte de transparence montrée sur la figure 4.15. La figure montre également que l'application des corrections de transparence rend le biais sur la masse invariante constant, quelque soit le schéma de luminosité du LHC.



(a) EB-EB

(b) EB-EE

(c) EE-EE

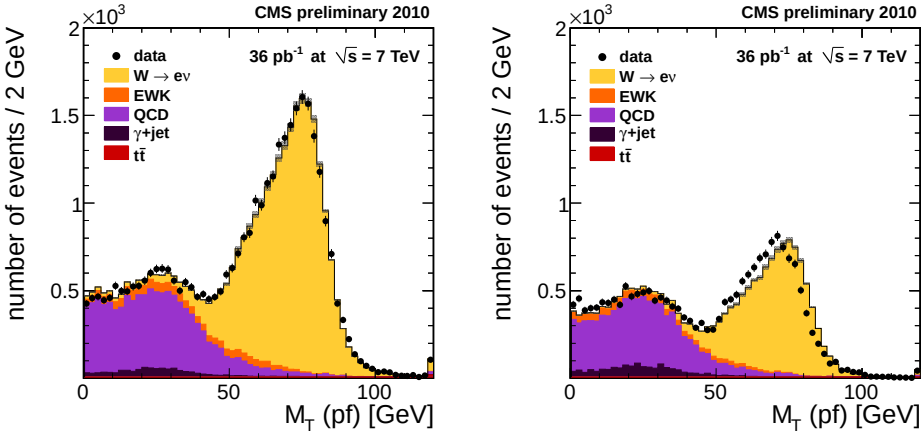
FIGURE 4.19 – *Déviation de la moyenne de la masse invariante en fonction du temps pour des événements* $Z \to e^+e^-$ *dans la catégorie (a) EB-EB (b) EE-EB (c) EE-EE. Les données en l'absence de corrections de transparence sont présentées en rouge et les données corrigées en vert.*

Evénements $W \to e\nu$

La perte de transparence est également visible sur la distribution de masse transverse M_T obtenue à partir d'un échantillon d'événements $W \to e\nu$. La masse transverse M_T est définie par $M_T = \sqrt{2p_T \not{E}_T(1 - cos(\Delta\phi))}$ où p_T est l'impulsion transverse de l'électron, $\not{E}_T$ l'énergie transverse manquante et $\Delta\phi$ l'angle azimuthal entre l'électron et $\vec{\not{E}}_T$. Les événements $W \to e\nu$ sont sélectionnés par application de l'identification/isolation `WP80` (cf. chapitre 2) sur le candidat électron.

Le spectre de M_T obtenu sur l'ensemble des données de 2010 est légèrement biaisé dans les données pour $M_T > 60$ GeV, en l'absence de correction. En séparant les contributions

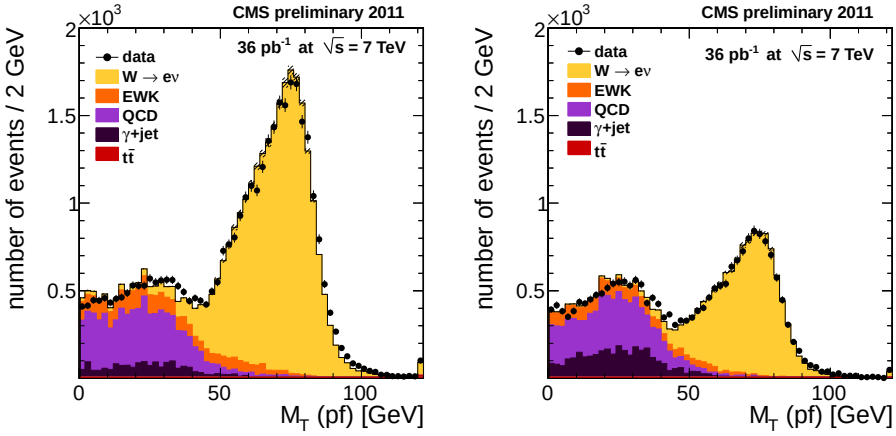
où l'électron dépose son énergie dans EB et dans EE, on voit que le biais est marqué quand l'électron est dans EE et quasiment inexistant dans EB (fig. 4.20).



(a) électron dans EB (b) électron dans EE

FIGURE 4.20 – *Spectre de la masse transverse de candidats* W → *eν avec l'électron dans (a) EB (b) EE, en l'absence de correction de transparence.*

Après application des corrections de transparence, le spectre de masse invariante est à nouveau en bon accord avec la simulation (fig. **??**)



(a) électron dans EB (b) électron dans EE

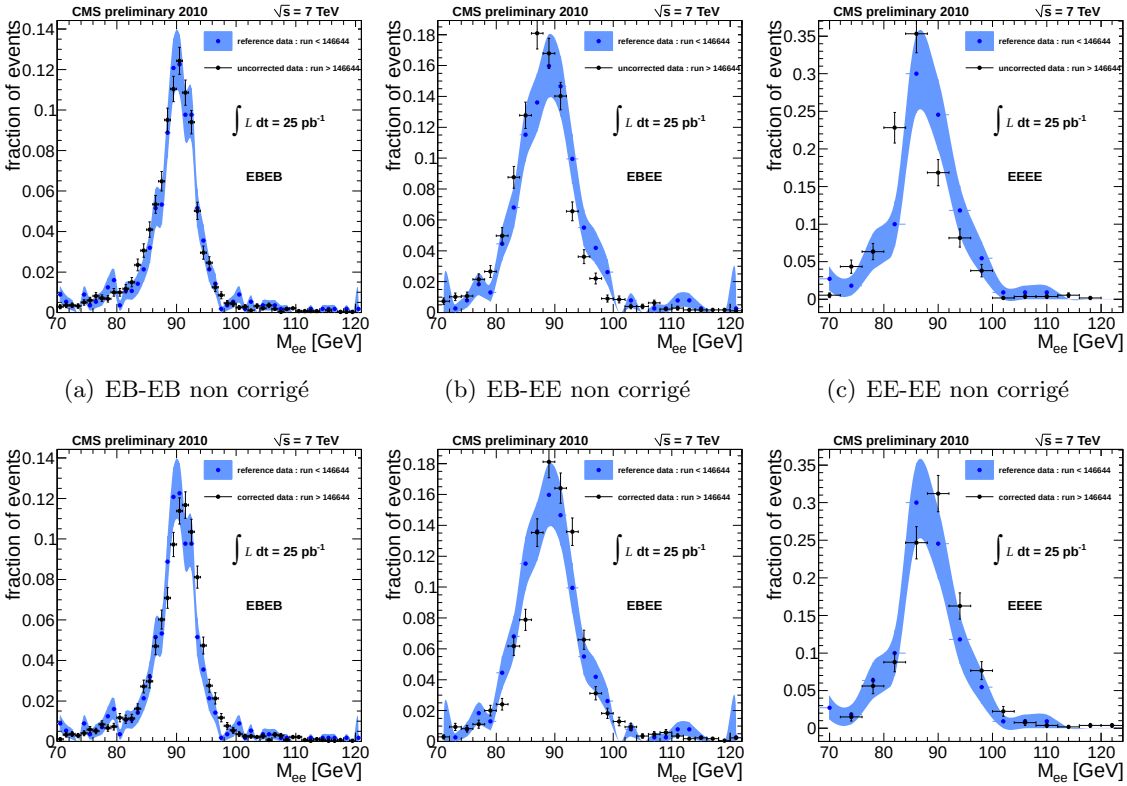
FIGURE 4.21 – *Spectre de la masse transverse de candidats* W → *eν avec l'électron dans (a) EB (b) EE, après correction de transparence.*

Les corrections de transparence permettent d'obtenir un bon accord données/simulation. Cependant, la simulation ne rend pas forcément compte de l'ensemble des effets présents dans le détecteur. Il est nécessaire de comparer les données ayant reçu des corrections avec des données n'en n'ayant pas reçu, mais acquises sans perte notoire de transparence.

4.3.2 Comparaison entre données corrigées et données sans irradiation

Les données enregistrées en 2010 présentent deux phases majeures : la luminosité instantanée de la première phase est inférieure à 2.10^{31} $cm^{-2}.s^{-1}$, ce qui correspond à une perte de transparence négligeable. La deuxième phase a été acquise à plus haute luminosité, avec irradiation notoire des cristaux et contient la majeure partie des données.

La comparaison données/données est effectuée à partir de deux échantillons $Z \rightarrow e^+e^-$ correspondant à ces deux phases d'acquisition. L'échantillon correspondant à la deuxième phase est comparé avec le premier échantillon, sans et avec application de corrections de transparence. Les résultats sont présentés sur la figure 4.22.



(a) EB-EB non corrigé (b) EB-EE non corrigé (c) EE-EE non corrigé

(d) EB-EB corrigé (e) EB-EE corrigé (f) EE-EE corrigé

FIGURE 4.22 – *Comparaison données/données des spectres de masse invariante des candidats* $Z \rightarrow e^+e^-$ *entre un échantillon obtenu sans perte notoire de transparence des cristaux et un échantillon obtenu à haute luminosité non corrigé des pertes de transparence pour la catégorie (a) EB-EB (b) EB-EE (c) EE-EE, et corrigé des pertes de transparence pour la catégorie (d) EB-EB (e) EB-EE (f) EB-EE*

Comme pour la simulation, les données acquises avec le ECAL irradié présentent un désaccord d'autant plus marqué que le nombre d'électrons produit à haute pseudo-rapidité (dans EE) est important. Après corrections de transparence, les distributions sont en bon accord avec les données de référence acquises pendant la première période, sans irradiation majeure.

4.4 Conclusion

Les performances du calorimètre électromagnétique de CMS sont excellentes, mais sa réponse est altérée par l'irradiation résultante des collisions. Lors d'une irradiation, des centres colorés apparaissent et disparaissent dans les cristaux du ECAL et la transmission de la lumière de scintillation émise lors du déploiement d'une gerbe électromagnétique s'en trouve modifiée.

Les variations de transparence sont contrôlées et corrigées à partir d'un système de contrôle laser injectant des impulsions laser d'amplitudes connues. L'amplitude mesurée en sortie des cristaux est nécessaire pour estimer les pertes de transparence et doit être extrêmement précise afin d'obtenir les performances nominales du calorimètre.

Une nouvelle méthode a été développée pour gagner en précision sur l'estimation des amplitudes des impulsions laser mesurées en sortie des cristaux du ECAL via les APDs/VPTs et normalisées par l'amplitude mesurée dans les photo-diodes à jonction P-N de référence. Cette méthode permet la reconstruction de la forme des impulsions avec un échantillonnage de 1 ns et permet de fixer pour chaque canal électronique les paramètres de modélisation de l'amplitude. Les gains sur la précision sont d'environ 5%.

Cependant, une deuxième méthode développée en parallèle par M. Déjardin permet d'améliorer encore la précision sur les corrections, avec un gain de 10% environ. Cette dernière méthode a été utilisée pour estimer les pertes de transparence lors de la prise de données en 2010.

La validation des corrections de transparence calculées à partir des données laser a été effectuée sur l'échantillon complet d'événements $\mathrm{Z} \to e^+e^-$ enregistré en 2010. En l'absence de corrections de transparence, la position du pic de masse invariante du Z est décalée de quelques centaines de MeV à plusieurs GeV, selon la position d'impact des électrons dans le calorimètre. Il a été vérifié qu'après application des corrections, la position du pic de masse invariante était à nouveau en bon accord avec la simulation et avec des données acquises sans irradiation notoire du ECAL.

De plus, il a été montré que le biais sur la masse invariante entre données et simulation est constant dans le temps et ne dépend pas du profil d'irradiation lorsque les corrections de transparences sont appliquées. Enfin, l'application des corrections améliore la résolution en énergie sur le pic de masse invariante.

L'accord données/simulation de la distribution de masse transverse d'événements $\mathrm{W} \to e\nu$ avec corrections de transparence a également été contrôlé.

Bibliographie

[1] CMS Collaboration. CMS technical design report, volume I : Physics performance. *J. Phys.*, G34 :189–194, 2007.

[2] M. Anfrevilleb et al. Laser monitoring system for the CMS lead tungstate crystal calorimeter. *CMS Detector Note*, AN-07-028, 2007.

[3] A. Bornheim. The CMS ECAL Laser Monitoring System. *9th ICATPP Conference on Astroparticle, Particle, Space Physics, Detectors and Medical Physics Applications* , 2005.

[4] M. Déjardin. Determination of the Single Pulse Response of the CMS-ECAL electronics and application to the pulse shape reconstruction. *CMS Detector Note*, DN-08-001, 2008.

[5] Pierre Billoir. Méthode d'ajustement dans un problème à paramétrisatino hérarchisée. *Collège de France*, 1984.

[6] https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults.

[7] http ://pdg.lbl.gov/.

[8] J. E. Gaiser. Appendix-F Charmonium Spectroscopy from Radiative Decays of the J/Psi and Psi-Prime, Ph.D. Thesis. *SLAC-R-255*, 1982.

Chapitre 5

Energie transverse manquante et recul hadronique en présence d'un boson électrofaible

Ne pas :
- râler/soupirer
- faire suer les gens du bureau
- siffler !!!

Merci :)

Cécile D.

Dans les expériences situées auprès des collisionneurs de particules, l'énergie transverse manquante $\vec{\not{E}}_T$ (de module $\not{E}_T$), définie comme l'opposé de la somme des énergies transverses déposées dans le détecteur, est une observable importante car elle signe la présence de particules invisibles à la détection, comme les neutrinos. L'étude des processus du Modèle Standard et la recherche de nouvelle physique nécessitent donc l'utilisation de $\vec{\not{E}}_T$.

On étudie dans ce chapitre l'énergie transverse manquante dans des événements contenant un boson électrofaible W ou Z se désintégrant dans le canal électronique, avec l'ensemble des données acquises en 2010. L'utilisation d'un échantillon W permet de travailler sur des événements contenant un neutrino, donc de la véritable énergie transverse manquante et l'échantillon Z permet d'étudier $\vec{\not{E}}_T$ dans des événements où aucune énergie transverse manquante n'est attendue. L'accord entre la simulation et les données est systématiquement vérifié. De plus, une mesure de la résolution et de l'échelle d'énergie de $\not{E}_T$ est effectuée dans l'échantillon $\mathrm{Z} \to e^+e^-$.

On définit d'abord l'énergie transverse manquante dans CMS, ainsi que les principales variables qui lui sont associées. On décrit la sélection des événements $\mathrm{W} \to e\nu$ et $\mathrm{Z} \to e^+e^-$ utilisés pour cette étude. J'analyse ensuite le comportement de l'énergie transverse manquante dans des événements W et Z. Enfin, on s'intéressera à la mesure de l'échelle d'énergie et de la résolution de $\not{E}_T$ dans l'ensemble des données collectées en 2010.

5.1 Energie transverse manquante et recul hadronique dans CMS

Dans des événements de collision, l'impulsion transverse des partons est faible par rapport à l'énergie disponible dans le centre de masse et ne dépend pas de leur énergie

longitudinale. Une hypothèse est alors faite en considérant que l'impulsion transverse initiale du système formé par les partons est nulle. Si des particules échappent à la détection, un déséquilibre de l'énergie transverse globale se crée et une énergie transverse manquante apparaît. Les états finaux contenant un ou plusieurs neutrinos présentent donc une énergie transverse manquante importante correspondant à la somme vectorielle de l'impulsion des neutrinos. Un exemple d'événement contenant un tel déséquilibre est illustré sur la figure 5.1.

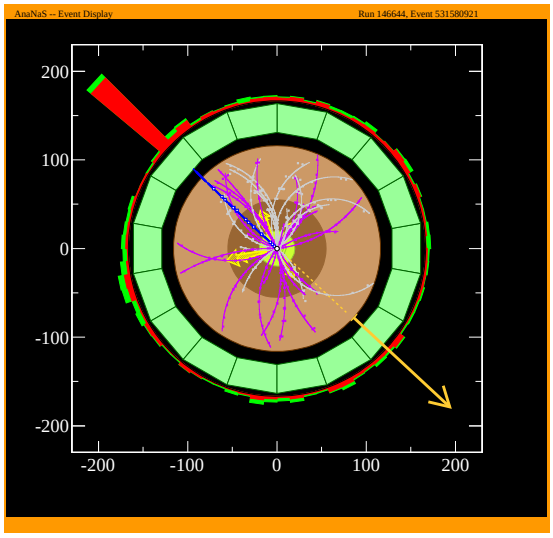


FIGURE 5.1 – *Projection transverse d'un événement contenant un candidat* W $\rightarrow e\nu$ *enregistré dans des collisions pp avec CMS en 2010. La flèche jaune représente* $\vec{\not{E}}_T$ *et l'électron est indiqué par la trace bleue. Les zones rouges représentent les dépôts d'énergie électromagnétique et les vertes les dépôts d'énergie hadronique.*

En l'absence de particules invisibles, l'énergie transverse manquante fluctue autour de zéro à cause du bruit du détecteur. La résolution sur la mesure de $\vec{\not{E}}_T$ et l'échelle d'énergie de $\not{E}_T$ peuvent alors être étudiées à partir d'événements équilibrés en énergie transverse, comme par exemple des événements contenant un boson Z se désintégrant en deux électrons ou deux muons, ou encore des événements QCD.

5.1.1 Reconstruction de l'énergie transverse manquante dans CMS

L'énergie transverse manquante est définie comme la somme vectorielle opposée de l'ensemble des énergies transverses des particules détectées dans l'événement [1, 2] :

$$\vec{\not{E}}_T = -\sum \vec{E}_T \tag{5.1}$$

Dans CMS, trois estimations de l'énergie transverse manquante sont réalisées à partir de l'équation générale 5.1. Les algorithmes diffèrent par les informations utilisées dans le calcul de $\sum \vec{E}_T$: calorimètre uniquement, calorimètre plus trajectographe ou encore technique du flux de particules.

Energie transverse manquante calorimétrique

L'énergie transverse manquante calorimétrique, ou calo$\not{E}_T$, est calculée uniquement à partir des tours calorimétriques (voir section 3.3.1 et [1]). On rappelle qu'une tour calorimétrique est formée d'une matrice 5×5 de cristaux du ECAL et de la tour HCAL correspondante. Afin de limiter le bruit électronique ($\sim$ 200 MeV/tour hadronique), seules les tours ayant une énergie transverse supérieure à 500 MeV sont considérées. La calo$\not{E}_T$ est donc définie par :

$$\text{calo}\vec{\not{E}}_T = -\sum_{i \in \text{tours}} \vec{E_T}^{\,i}, \quad |\vec{E_T}^{\,i}| > 500\,\text{MeV} \tag{5.2}$$

A cause de la nature non-compensatrice du calorimètre hadronique de CMS (autrement dit la différence de réponse du calorimètre à un stimulus électromagnétique ou hadronique) [3], la calo$\not{E}_T$ est généralement sous-estimée. La correction de l'échelle d'énergie des jets calorimétriques [1] permet d'améliorer cette estimation. Cette correction est dite de « type I » et l'énergie transverse manquante calorimétrique corrigée est alors définie par [4] :

$$\text{caloTI}\vec{\not{E}}_T = \text{calo}\vec{\not{E}}_T - \sum_{\text{jets}} \left[\vec{E}_T^{cor} - \vec{E}_T\right] \tag{5.3}$$

où $\vec{E}_T$ et $\vec{E}_T^{cor}$ sont les énergies brutes et corrigées de chaque tour contenue dans un jet, respectivement. Une correction d'échelle d'énergie additionnelle dite de « type II » [5] peut être également appliquée sur les tours calorimétriques non-incluses dans un jet.

Energie transverse manquante calorimétrique corrigée à partir du trajectographe

Afin de corriger l'échelle d'énergie des dépôts collectés dans le HCAL, il est possible de combiner les informations du calorimètre hadronique avec le trajectographe. Les dépôts hadroniques sont associés aux traces présentes dans l'événement. L'échelle d'énergie des traces est de bien meilleure qualité que celle des dépôts dans le HCAL. L'énergie transverse de ces dépôts est alors remplacée par l'impulsion transverse des traces correspondantes [6]. On définit alors l'énergie transverse manquante corrigée à partir des traces, ou tc$\vec{\not{E}}_T$, par :

$$\text{tc}\vec{\not{E}}_T = \text{calo}\vec{\not{E}}_T + \sum_{\text{HCAL-TC}} \left\langle \vec{E_T} \right\rangle - \sum_{\text{traces}} \vec{p_T} \tag{5.4}$$

L'échelle d'énergie des dépôts d'énergie électromagnétique créés par les électrons est bien meilleure que celle des hadrons chargé et ne nécessite pas de correction. Les traces formées par le passage d'électrons dans le trajectographe ne sont donc pas prises en compte dans l'équation (5.4).

Energie transverse manquante reconstruite avec la méthode du flux de particules

La méthode du flux de particule (PF) peut être utilisée pour calculer l'énergie transverse manquante. En utilisant la technique décrite au chapitre 1, chaque particule présente

1. La correction de l'échelle d'énergie des jets est calculée à partir d'événements Z +1-jet

dans l'événement est identifiée à partir des informations issues de l'ensemble des sous-détecteurs [7]. La pf$\not{E}_T$ est définie par :

$$\text{pf}\vec{\not{E}}_T = -\sum_{\text{particules pf}} \vec{E}_T \tag{5.5}$$

Comme pour calo$\not{E}_T$, une correction de type I peut être appliquée.

Les variables construites à partir de $\not{E}_T$ existent pour l'ensemble de ces algorithmes, avec ou sans corrections. On se réfère à l'algorithme utilisé pour la construction de l'observable en ajoutant le qualificatif de l'algorithme au nom de la variable : calo$\not{E}_T$, pf$\not{E}_T$ de type I, tc$\not{E}_T$, etc.

5.1.2 Observables physiques reliées à $\not{E}_T$

De nombreuses observables physiques sont définies à partir de $\not{E}_T$. On introduit ici les variables utilisées dans ce chapitre.

Masse transverse

Dans des événements W $\rightarrow e\nu$, l'accès à la masse invariante du boson W est impossible car le neutrino n'est pas détectable et son impulsion longitudinale n'est pas mesurable. Par contre, l'énergie transverse manquante est dominée par l'impulsion transverse du neutrino. On définit alors la masse transverse M_T du boson W par

$$M_T = \sqrt{2p_T^e \not{E}_T (1 - \cos\Delta\phi)} \tag{5.6}$$

où p_T^e est l'impulsion transverse de l'électron (le vecteur correspondant est noté $\vec{p}_T^e$) et $\Delta\phi$ l'angle entre l'impulsion transverse de l'électron et $\vec{\not{E}}_T$.

Projections de l'énergie transverse manquante

Dans des événements W $\rightarrow e\nu$, les directions transverses du neutrino (donc de $\vec{\not{E}}_T$) et de l'électron sont corrélées car la somme de $\vec{p}_T^e$ et $\vec{\not{E}}_T$ forme la meilleure approximation de l'impulsion transverse du boson W. La projection de $\vec{\not{E}}_T$ sur l'axe de l'impulsion transverse (projection dite « parallèle ») de l'électron peut alors être utilisée comme variable discriminante entre des événements W $\rightarrow e\nu$ et des événements Z $\rightarrow e^+e^-$/QCD où la direction de $\vec{\not{E}}_T$ n'est pas corrélée avec les électrons. La projection sur l'axe perpendiculaire à $\vec{p}_T^e$ (projection dite « perpendiculaire ») permet d'estimer la résolution de l'énergie transverse manquante.

Par la suite une convention particulière est utilisée pour les projections de $\vec{\not{E}}_T$ dans des événements W : les axes de projections sont inversés ($\vec{p}_T^e \rightarrow -\vec{p}_T^e$) afin de faire basculer le signal dans la région positive du spectre de la projection parallèle.

Les projections de $\vec{\not{E}}_T$ dans des événements Z $\rightarrow e^+e^-$ ou QCD sont utilisées dans les mesures de résolution en énergie de $\not{E}_T$. L'énergie transverse manquante se décompose comme

$$\not{E}_T = \sqrt{(\vec{\not{E}}_T \,.\, \vec{i})^2 + (\vec{\not{E}}_T \,.\, \vec{j})^2} \tag{5.7}$$

où $\vec{i}$ et $\vec{j}$ sont les axes de base d'un repère orthonormé dans le plan transverse. En l'absence de neutrino, l'énergie transverse manquante est uniquement créée par le déséquilibre des énergies transverses des particules, normalement nulle en l'absence de neutrinos, et par le bruit du détecteur. La direction de $\vec{\not{E}}_T$ est alors uniforme en ϕ et les distributions de $\vec{\not{E}}_T \cdot \vec{i}$ et $\vec{\not{E}}_T \cdot \vec{j}$ sont gaussiennes [1]. La mesure de l'écart type de ces distributions est un estimateur robuste de la résolution de l'énergie transverse manquante. En présence d'un boson Z se désintégrant en électrons, plusieurs repères peuvent être définis :

- le repère (X, Y) formé par les coordonnées LHC. Il s'agit d'un repère où les effets liés à la physique ne sont pas apparents et où les effets généraux provenant du détecteur (bruits, signaux anormaux, calibration) sur $\vec{\not{E}}_T$ sont visibles.
- le repère orthonormé défini par la direction de l'impulsion transverse $\vec{q}_T$ du boson Z. Ce repère permet de relier les projections de $\vec{\not{E}}_T$ au boson Z.
- le repère défini par la bissectrice formée par les impulsions transverses des deux électrons. L'utilisation de la bissectrice garantit une bonne mesure de la direction de $\vec{q}_T$ même si le Z est produit à basse impulsion transverse [8]. Cependant, la résolution spatiale et la résolution de l'énergie du ECAL sont excellentes et permettent d'obtenir des performances similaires sur la mesure de la direction de $\vec{q}_T$. Par conséquent, les projections de $\vec{\not{E}}_T$ pour des événements Z sont réalisées dans le repère défini par $\vec{q}_T$.

5.1.3 Recul hadronique

Définition

Dans un événement contenant des électrons issus de la désintégration d'un boson électrofaible, la somme vectorielle du recul hadronique u_T, de $\vec{\not{E}}_T$ et des impulsions transverses des électrons est nulle :

$$\vec{u}_T + \vec{\not{E}}_T + \sum_{electrons} \vec{p_T} = \vec{0} \tag{5.8}$$

Le recul hadronique est alors défini par $\vec{u}_T = -\vec{\not{E}}_T - \vec{q}_T$ pour des événements $Z \to e^+e^-$ et par $\vec{u}_T = -\vec{\not{E}}_T - \vec{p}_T^{\,e}$ pour des événements $W \to e\nu$. En décomposant $\vec{\not{E}}_T$ comme la somme vectorielle opposée de l'énergie transverse des électrons et de l'énergie transverse des autres objets physiques présents dans l'événement (jets, particules isolées), il est visible que le recul hadronique correspond à l'activité hadronique (jets et événement sous-jacent) produite en plus du boson électrofaible (fig. 5.2) :

$$\vec{u}_T = -\vec{\not{E}}_T - \sum_{electrons} \vec{E}_T = \sum_{autres\ objets} \vec{E}_T \tag{5.9}$$

Caractéristiques

Dans les événements $W \to e\nu$, le recul est par construction l'opposé de l'impulsion transverse $\vec{q}_T$ du boson W. Comme le recul est dominé par $\not{E}_T$ et donc par l'impulsion transverse du neutrino, il est impossible d'en déduire des informations sur l'échelle d'énergie et sur la résolution de $\not{E}_T$ [9, 10].

A la différence des événements $W \to e\nu$, les événements $Z \to e^+e^-$ sont entièrement reconstruits et l'étude du recul permet de mesurer l'échelle d'énergie et la résolution de

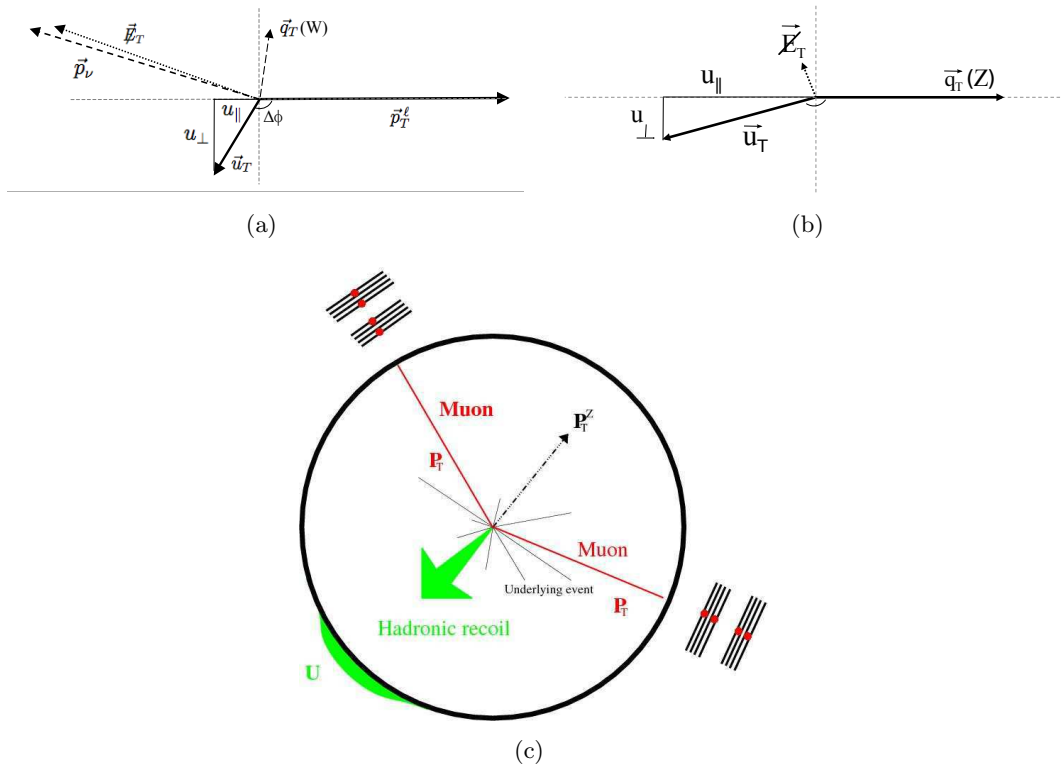


FIGURE 5.2 – *Définition du recul hadronique $\vec{u}_T$ (a) dans un événement contenant un boson* W *(b,c) dans un événement contenant un boson* Z

$\not{E}_T$. A bas q_T, aucun jet n'est produit en même temps que le boson Z et le recul est dominé par l'énergie transverse manquante générée par le bruit du détecteur et les dépôts d'énergie aléatoires de l'événement sous-jacent. Quand q_T augmente, la projection du recul sur l'axe perpendiculaire à $\vec{q}_T$ reste dominée par le bruit et les faibles dépôts d'énergie car les jets et le Z sont produits dos à dos dans le plan transverse. La composante du recul perpendiculaire à $\vec{q}_T$ est alors utilisée pour étudier la résolution de $\not{E}_T$. La composante du recul parallèle à $\vec{q}_T$ est fortement corrélée avec les échelles d'énergie des jets et avec la réponse du calorimètre électromagnétique. On s'attend alors à ce que $\vec{u}_T$ et $\vec{q}_T$ soient balancés dans le plan transverse.

A partir de cet équilibre entre $\vec{u}_T$ et $\vec{q}_T$, l'échelle d'énergie de l'énergie transverse manquante peut être étudiée. L'échelle d'énergie est mesurée à partir de la courbe de « réponse » en fonction du q_T du boson Z [10, 11]. La réponse est définie par

$$\text{réponse} = \frac{|< u_{||} >|}{q_T} \tag{5.10}$$

Dans le cas où $\vec{\not{E}}_T$ et le boson Z sont parfaitement mesurés, on s'attend à ce que la réponse soit l'unité. Dans le cas contraire, l'échelle d'énergie est erronée et une correction d'échelle est nécessaire. En l'absence de neutrinos, il s'agit généralement d'une mauvaise estimation du recul qui crée une énergie transverse manquante non nulle. Par conséquent, la correction d'échelle d'énergie est directement appliquée sur le recul :

$$\vec{u}_T^{cor}(q_T) = \frac{\vec{u}_T(q_T)}{\text{réponse}(q_T)} = \vec{u}_T(q_T) f_{ES}(q_T) \tag{5.11}$$

Puisque le recul correspond principalement à l'énergie hadronique présente dans l'événement, l'échelle d'énergie de $\not{E}_T$ est fortement corrélée avec l'échelle d'énergie des jets.

5.1.4 Energie transverse manquante dans des processus hadroniques

Le bruit du détecteur, les fluctuations de l'énergie déposée dans le détecteur, les muons provenant de collision faisceau-gaz, l'empilement (défini au chapitre 1) ainsi que les mauvaises reconstructions de certaines particules peuvent dégrader la résolution en énergie de $\not{E}_T$.

Pour bien comprendre l'énergie transverse manquante dans des collisions pp, il est donc nécessaire de connaître parfaitement cette résolution en énergie ainsi que la cause principale de la dégradation de la résolution de $\not{E}_T$: l'empilement.

Empilement

L'impact de l'empilement sur l'énergie transverse manquante n'est pas négligeable. Avec l'augmentation des fluctuations d'énergie, la résolution en énergie de $\not{E}_T$ est considérablement dégradée. Cette dégradation sera estimée à la fin de ce chapitre.

Dans les données acquises en 2010, l'empilement est principalement en-temps. On identifie le nombre de collisions supplémentaires à partir du nombre de vertex primaires reconstruits dans l'événement : le nombre d'événements d'empilement est alors égal à $N_{PU} = N_{vertex} - 1$.

L'empilement est traité de deux façons distinctes.

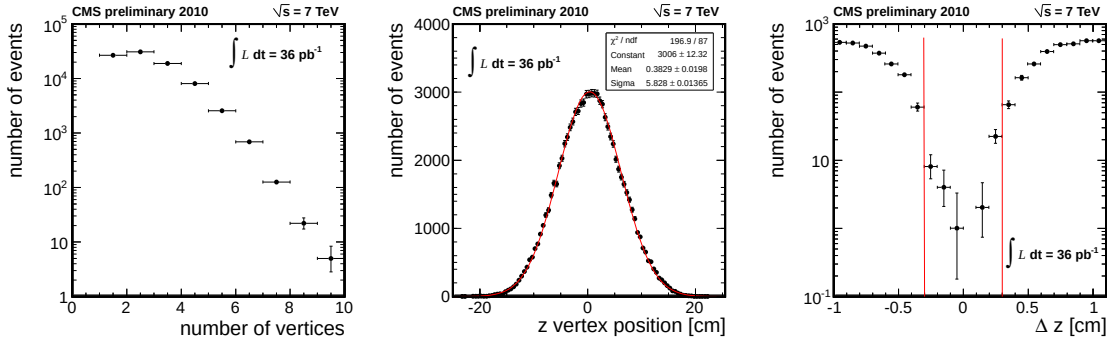
La première possibilité est de sélectionner un échantillon d'événements W ou Z ne contenant qu'un vertex primaire reconstruit (échantillon noté V_1^{vp}, V représentant soit un boson Z, soit un boson W). De tels événements sont supposés n'avoir aucune collision d'empilement.

Cependant, l'algorithme de reconstruction des vertex dans CMS ne différencie pas deux vertex primaires si $\Delta z = |z_1 - z_2| < 0.2$ cm, où z_1 et z_2 sont les positions des deux vertex le long de l'axe des faisceaux. Par conséquent, une fraction d'événements contenant une contribution provenant de l'empilement est reconstruite avec uniquement un vertex primaire. Cette contribution, appelée contamination, est alors estimée, puis soustraite.

La contamination de l'empilement dans un échantillon d'événements à un seul vertex primaire est évaluée à partir d'un outil de simulation. La contamination dépend de trois paramètres, obtenus à partir des données de collisions :

- le nombre d'événements d'empilement par collision inélastique, déterminé à partir du nombre de vertex primaires reconstruits (fig. 5.3.a) : on suppose que la probabilité de n'avoir aucune collision additionnelle est donnée par la fraction d'événements ne contenant qu'un vertex primaire : $p = 0.29 \pm 0.05$. En supposant que le nombre d'événements d'empilement est décrit par une loi de Poisson, le paramètre de Poisson correspondant à cette probabilité p est alors $\mu = 1.24 \pm 0.02$.
- la région d'interaction : la région où les collisions ont lieu est déterminée par la position du vertex principal le long de l'axe z. Illustrée sur la figure 5.3.b, cette position est distribuée selon une gaussienne d'écart-type $\sigma = 5.83 \pm 0.01$ cm.

– la reconstruction des vertex : comme dit précédemment, la reconstruction ne permet pas de séparer deux vertex très proches. La distance minimale effective pour obtenir une bonne séparation de deux vertex proche est extraite des données (fig. 5.3.c). Dans l'estimation de la contamination présentée ici, la distance minimale effective est $\Delta z = 0.3 \pm 0.1$ cm.



(a) (b) (c)

FIGURE 5.3 – *Variables utilisées dans l'estimation de la contamination : (a) nombre de vertex primaires par événement (b) position du vertex primaire principal le long de l'axe z, (c) distance de séparation entre deux vertex primaires.*

La simulation génère des vertex primaires provenant d'événements d'empilement en utilisant le paramètre de Poisson μ et l'écart-type σ. La position de ces vertex est comparée à la position d'un vertex simulé provenant d'un processus dur et le nombre de vertex reconstruits est estimé en prenant en compte la distance minimale Δz de séparation des vertex.

La contamination est alors définie par le nombre d'événements reconstruits avec uniquement un vertex primaire mais contenant plus d'un vertex simulé. Les résultats provenant de la simulation sont répertoriés dans le tableau 5.1.

nombre de vertex générés	fraction d'événements avec un vertex reconstruit
1	95%
2	5%
≥ 3	négligeable

TABLE 5.1 – *Fraction d'événements reconstruits avec uniquement un vertex primaire et avec au moins un vertex généré (processus dur + collisions d'empilement).*

Le niveau de contamination est estimé à $5 \pm 1\%$. Cette contamination est soustraite statistiquement de l'échantillon V_1^{vp}, en réduisant les distributions provenant de l'échantillon multi-vertex V_m^{vp} à la valeur de la contamination de l'échantillon V_1^{vp} et en soustrayant cette contribution de la distribution obtenue avec l'échantillon V_1^{vp}. La distribution résultante est considérée comme n'ayant pas de déformation due à l'empilement. Cette soustraction peut être appliquée pour chaque observable physique décrite dans ce chapitre.

Le deuxième traitement de l'empilement consiste simplement à utiliser l'ensemble des

données enregistrées en différenciant les contributions de chaque sous-échantillon V_n^{vp} où n est le nombre de vertex primaires reconstruits dans l'événement. L'étude de l'impact de l'empilement sur la résolution et l'échelle d'énergie de $\not{E}_T$ en présence d'un boson Z nécessite cette configuration d'analyse.

Résolution de l'énergie transverse manquante

Dans des événements sans neutrinos, comme des événements de biais minimum ou des événements QCD, la résolution est généralement estimée à partir des projections de $\vec{\not{E}}_T$ dans le plan transverse (x, y). Les projections de $\vec{\not{E}}_T$ $\vec{\not{E}}_{Tx}$ et $\vec{\not{E}}_{Ty}$ peuvent être modélisées par des fonctions gaussiennes. Ces gaussiennes doivent être centrées en zéro (pas de direction privilégiée) et la résolution de $\not{E}_T$ est définie par l'écart type des fonctions gaussiennes.

La résolution de l'énergie transverse manquante dans des événements di-jets, obtenus dans des collisions pp en 2010, est évaluée à 5.0 ± 0.1 GeV [12] (fig. 5.4).

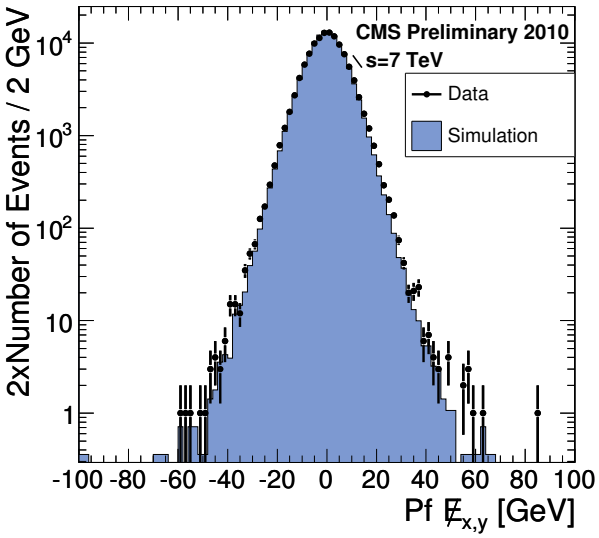


FIGURE 5.4 – *Projection selon l'axe X et Y de pf$\vec{\not{E}}_T$ dans des événements di-jets*

Comme $\not{E}_T$ est définie à partir de la somme des énergies transverses, la résolution de $\not{E}_T$ peut être paramétrée comme une fonction dépendant de cette même somme [1] :

$$\sigma_{\not{E}_T} = A \oplus B\sqrt{\sum E_T - D} \oplus C(\sum E_T - D) \tag{5.12}$$

Le paramètre A est lié aux effets du bruit électronique présent dans les différents sous-détecteur et à l'événement sous-jacent. De plus, A prend en compte les effets de l'empilement et par conséquent varie en fonction de la luminosité instantanée délivrée par le LHC. Comme pour une résolution en énergie d'un calorimètre, le terme stochastique B est lié aux effets statistiques dus aux dépôts d'énergie dans les calorimètres. Si des traces sont employées dans la détermination de $\not{E}_T$, les effets statistiques liés aux traces (interactions particule-matière dans le trajectographe) sont également pris en compte dans ce terme.

Le terme constant C est lié à l'ensemble des effets systématiques induit par le détecteur sur la mesure de $\not{E}_T$: perte d'énergie dans les interstices du calorimètre, zones mortes ou

encore les non-linéarités dans la réponse des calorimètres. Enfin, le paramètre D représente la fraction d'énergie provenant de l'empilement et de l'événement sous-jacent à soustraire de la somme des énergies transverse.

Les résolutions en énergie de $\not\!\!E_T$ en fonction de $\sum E_T$ obtenues avec les différents algorithmes de reconstruction dans les données 2010 sont illustrées sur la figure 5.5. Il est visible que la résolution mesurée dans les données est légèrement moins bonne que celle attendue dans la simulation. Ceci provient en partie de la quantité d'énergie présente dans le détecteur, au départ sous estimée dans la simulation.

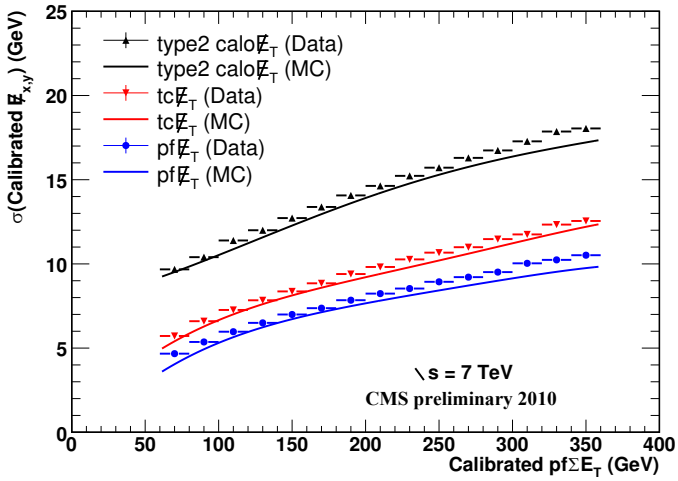


FIGURE 5.5 – *Résolution en énergie de $\not\!\!E_T$ dans CMS en 2010 pour calo$\not\!\!E_T$ de type II (noir), tc$\not\!\!E_T$ (rose), pf$\not\!\!E_T$ (bleu). Les points représentent les données et la simulation est indique par les courbes continues.*

5.2 Evénements W et Z dans CMS en 2010

La sélection des événements W $\rightarrow e\nu$ et Z $\rightarrow e^+e^-$ suit la procédure définie par la collaboration CMS pour la mesure des sections efficaces de production W et Z inclusives [13]. L'ensemble des données collectées en 2010 est utilisé, soit un échantillon d'une luminosité intégrée de $\int \mathcal{L}dt = 36.1 \pm 4.0$ pb^{-1}.

Afin d'assurer une bonne sélection des données, les événements ne sont retenus que si au moins un vertex primaire est très bien reconstruit (qualité et position du vertex). Ceci permet de rejeter efficacement les événements de collision proton-gaz [2]. Un deuxième filtre est appliqué afin d'éliminer les événements provenant du frottement de protons le long du tube de circulation du faisceau.

La simulation des différents échantillons est réalisée à partir des générateurs Pythia [14] et Powheg [15]. Le dernier ajustement de Pythia, calculé à partir des données collectées

2. Quelques atomes de gaz peuvent encore être présents dans les tubes de circulation des faisceaux.

par CMS en 2010 a été utilisé. Cet ajustement permet de mieux décrire l'activité sous-jacente liée au processus dur. Les échantillons $W \to \ell\nu$ et $Z \to \ell^+\ell^-$ ($\ell = e, \mu, \tau$) ont été générés dans des conditions de luminosité instantanée équivalentes à celles de 2010. Par conséquent, la contamination de l'empilement est également soustraite dans la simulation lors de la sélection d'un échantillon V_1^{pv}.

5.2.1 Sélection des événements W et Z

La sélection des événements $W \to e\nu$ et $Z \to e^+e^-$ est appliquée sur un échantillon d'événements satisfaisant les critères de déclenchement basés sur un dépôt d'énergie électromagnétique d'au moins 15 GeV d'énergie transverse.

Les candidats $Z \to e^+e^-$ sont sélectionnés à partir de deux candidats électrons avec chacun une énergie transverse $E_T \geq 20$ GeV. Ces électrons doivent être présents dans la zone fiducielle du ECAL [3]. Compte-tenu du faible bruit de fond présent (QCD, $Z \to \tau^+\tau^-$, $W \to e\nu$, $t\bar{t}$) dans une sélection $Z \to e^+e^-$, le point de fonctionnement `WP95` (voir chapitre 2) est utilisé pour l'identification et l'isolation. Le contrôle des formes des observables physiques et la mesure de l'échelle d'énergie sont réalisés à partir de l'échantillon résultant. Un second échantillon très pur de candidats $Z \to e^+e^-$ sélectionnés à partir du point de fonctionnement `WP80` (pureté estimée supérieure à 99%) est utilisé pour l'étude de la résolution en présence d'empilement, dans la section 5.4.2.

Les spectres de masse invariante et de q_T de l'échantillon sélectionné sont illustrés sur la figure 5.6.

L'échantillon $W \to e\nu$ est défini à partir d'un électron déposant son énergie dans la zone fiducielle du ECAL et ayant une énergie transverse supérieure à 25 GeV. Le bruit de fond QCD est plus important que dans la sélection $Z \to e^+e^-$. L'identification et l'isolation sont réalisées à partir du schéma de coupure `WP80`.
Le bruit de fond $\gamma + jet$ est réduit par application d'un rejet des électrons issus de photons convertis [4] [16]. Le bruit de fond restant $W \to \tau\nu$ (dans le canal $\tau \to e\nu\nu$) n'est pas réductible. Enfin, les événements $Z \to e^+e^-$ sont rejetés si un deuxième électron ($p_T^e \geq 20$ GeV) est présent dans l'événement.

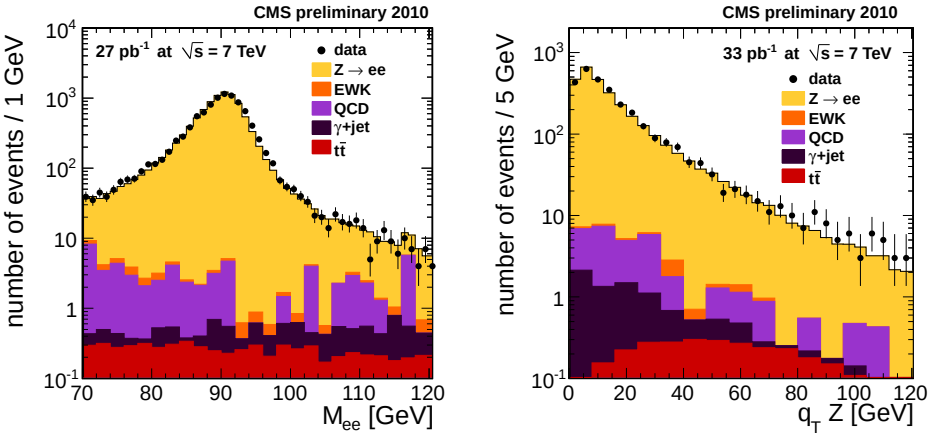
5.2.2 Normalisation et sections efficaces de production

Les sections efficaces de production inclusives Z et W ont été mesurées dans [13]. On peut d'ailleurs noter que la section efficace de production $W \to e\nu$ a été mesurée à partir d'une modélisation complète de l'énergie transverse manquante dans [13] (fig. 5.7).

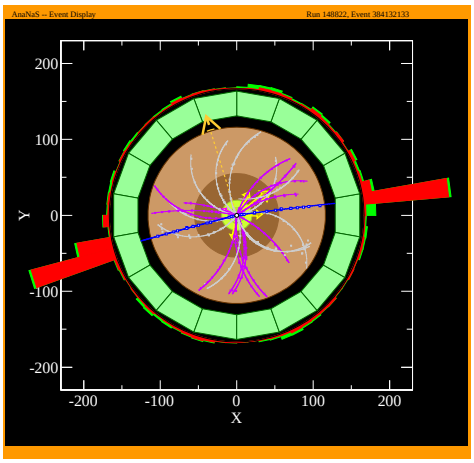
Les valeurs mesurées dans [13] sont résumées ci-dessous et sont cohérentes avec les nombres d'événements obtenus à partir de la sélection décrite dans la section précédente.

$$\begin{aligned}
\sigma(pp \to W) \times \mathcal{B}(W \to e\nu) &= 10.48 \pm 0.46\,\text{nb} \implies 136328 \text{ événements (sur 235687 sélectionnés)} \\
\sigma(pp \to Z) \times \mathcal{B}(Z \to ee) &= 0.992 \pm 0.05\,\text{nb} \implies 8442 \text{ événements}
\end{aligned}$$

3. $|\eta| < 1.4442$ pour EB et $1.56 < |\eta| < 2.5$ pour EE
4. Un photon peut se convertir en paire électron-positon dans la matière du trajectographe.



(a) (b)



(c)

FIGURE 5.6 – *Caractéristiques de l'échantillon* Z $\rightarrow e^+e^-$ *sélectionné : (a) masse invariante du système* e^+e^- *(b) impulsion transverse* q_T *du candidat* Z *(c) événement contenant un candidat* Z *enregistré dans des collisions pp avec CMS en 2010.*

Le but de l'étude présentée dans ce chapitre est de vérifier si les formes des distributions des différentes observables liés à l'énergie transverse manquante sont bien comprises. Par conséquent la normalisation des échantillons de simulation est réalisée à partir du nombre d'événements sélectionnés dans les collisions *pp* et non aux sections efficaces mesurées.

Pour le processus Z $\rightarrow e^+e^-$, le bruit de fond est suffisamment faible pour appliquer un simple facteur d'échelle sur chaque échantillon simulé :

$$D(X) = N_{data}\,[\ S(X) + B(X)\ ] \tag{5.13}$$

où $D(X)$, $S(X)$ et $B(X)$ sont les spectres de l'observable X pour les données de collision *pp*, le signal Z $\rightarrow e^+e^-$ et les bruits de fond simulés, respectivement.

Pour le processus W $\rightarrow e\nu$, le bruit de fond est important et le spectre des différentes observables n'est pas bien connu dans la simulation pour le bruit de fond QCD. La normalisation est alors fixée à partir un ajustement du spectre de l'énergie transverse manquante :

$$D = N_{data}\,[\ \alpha S(\not{E}_T) + (1-\alpha)B(\not{E}_T)\ ] \tag{5.14}$$

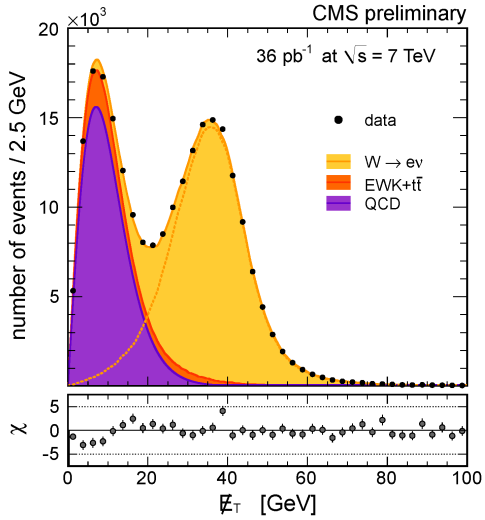


FIGURE 5.7 – *Modélisation de l'énergie transverse manquante après sélection d'un électron identifié et isolé de haut p_T. L'estimation du nombre d'événements* W $\rightarrow e\nu$ *pour la mesure de la section efficace est issue de cette modélisation. Le rapport données sur simulation est illustré dans le cadre inférieur.*

où $D(\not{E}_T)$, $S(\not{E}_T)$ et $B(\not{E}_T)$ sont les spectres de $\not{E}_T$ pour les données de collision pp, les processus électrofaibles issus de la simulation et les processus QCD issus de la simulation, respectivement. N_{data} est le nombre d'événements obtenu à partir des données et α est le paramètre libre de l'ajustement.

5.2.3 Incertitudes systématiques et pondération

Les spectres d'impulsion transverse de bosons W ou Z sont imparfaitement simulés à bas q_T. Ce défaut de modélisation est dû aux radiations QCD de faible énergie dont le modèle théorique est peu connu [17]. De plus, les générateurs Pythia et Powheg sont LO et NLO, respectivement. La modélisation de la partie basse des spectres d'impulsions transverse est améliorée par l'utilisation du générateur RESBOS [18], capable d'approximer le troisième ordre dominant de la théorie des perturbations. Chaque événement simulé par Pythia/Powheg est alors pondéré en fonction de l'impulsion transverse du boson électrofaible afin d'obtenir un spectre q_T semblable à celui fourni par RESBOS.

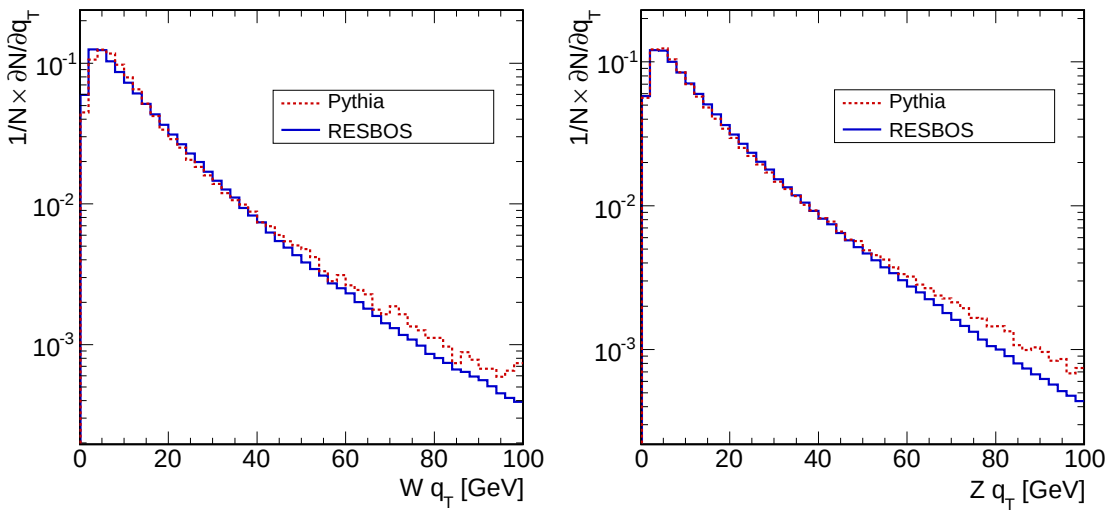
Les spectres de q_T générés par Pythia et RESBOS pour des événements W et Z sont présentés sur la figure 5.8. Une incertitude systématique $I(q_T)$ est alors associée à cette pondération :

$$I_V(q_T) = |P_V(q_T) - R_V(q_T)| \quad V = Z, W \tag{5.15}$$

où $P_V(q_T)$ ($R_V(q_T)$) est le spectre de q_T généré par Pythia/Powheg (RESBOS).

Une deuxième incertitude systématique I_{cont} provenant de la soustraction de la contamination est ajoutée à $I(q_T)$. L'incertitude systématique totale pour une région d'observable k est alors donnée par :

$$I_{tot}(k) = I_{cont}(k) \oplus \int I(q_T, k) dq_T \tag{5.16}$$



(a) (b)

FIGURE 5.8 – *Comparaison des spectres de q_T générés par PYTHIA et RESBOS pour (a) des événements* W *(b) des événements* Z

Bien que les incertitudes soient présentes sur tous les spectres présentés par la suite, elles sont généralement trop petites pour être visibles.

5.3 $\not\!\!E_T$ et recul dans des événements $\mathrm{W} \to e\nu$ et $\mathrm{Z} \to e^+e^-$

Les spectres des différentes observables physiques liées à l'énergie transverse manquante et au recul hadronique sont étudiés dans cette section. Les données sont systématiquement comparées à la simulation.

Les résultats sont d'abord présentés pour l'échantillon $\mathrm{W} \to e\nu$ puis pour l'échantillon $\mathrm{Z} \to e^+e^-$. La dernière partie de cette section est dédiée aux mesures de l'échelle d'énergie et de la résolution de l'énergie transverse manquante à partir d'un échantillon $\mathrm{Z} \to e^+e^-$.

5.3.1 Evénements W

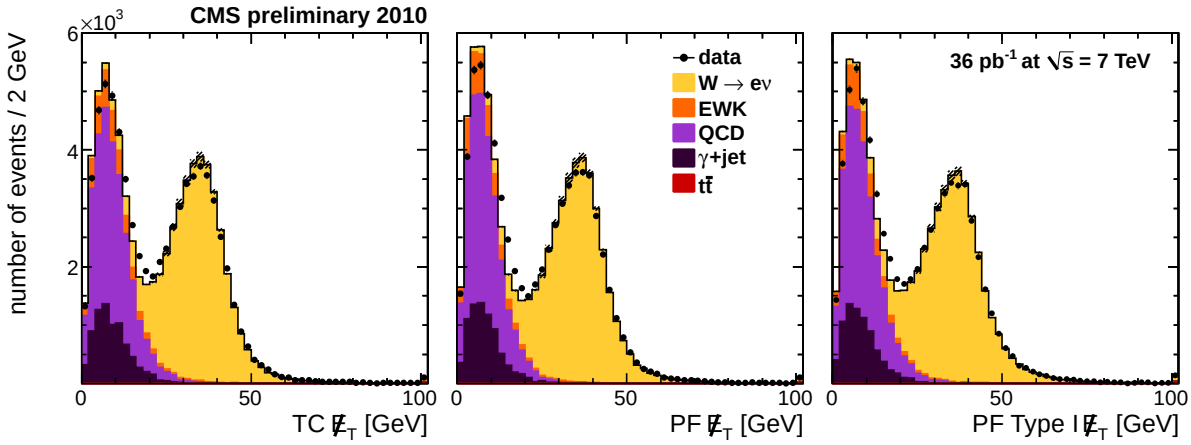
Après sélection des événements ne contenant qu'un seul vertex primaire, et avant soustraction de la contamination de l'empilement, 76606 événements sont sélectionnés dans le canal $\mathrm{W} \to e\nu$ (sur un total de 260000 événements). En normalisant les différents échantillons simulés à partir de l'équation 5.14, les contributions de chaque processus sont évaluées (tab. 5.3.1).

Toutes les figures suivantes sont présentées après soustraction de la contamination. Les spectres des variables $\not\!\!E_T$ et M_T sont illustrés sur les figures 5.9 et 5.10. Les incertitudes systématiques provenant de la modélisation du spectre q_T du boson W et de l'estimation de la contamination de l'empilement sont indiquées par des zones pointillés sur l'histogramme correspondant à la simulation.

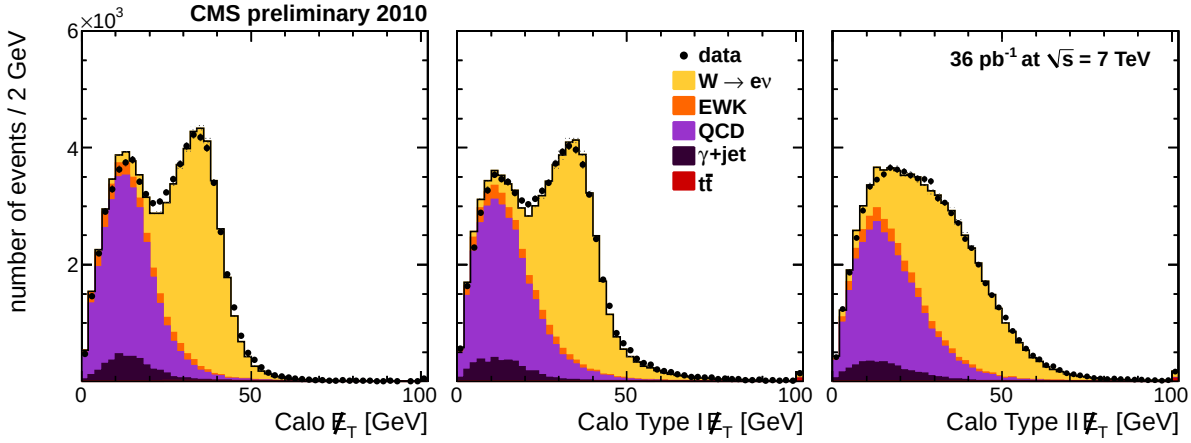
Les distributions de calo$\not\!\!E_T$ sont moins discriminantes que celles de tc$\not\!\!E_T$ et pf$\not\!\!E_T$, avec et sans correction de type I / II. L'information restreinte utilisée dans le calcul de

processus	tc$\not\!\!E_T$	pf$\not\!\!E_T$	pf$\not\!\!E_T$ type I	calo$\not\!\!E_T$	calo$\not\!\!E_T$ type I	calo$\not\!\!E_T$ type II
$W \to e\nu$	41264	41404	42027	40562	41264	42457
EWK	3483	3495	3528	3424	3483	3584
QCD	27820	27685	27104	28495	27820	26672
$\gamma + jet$	3742	3724	3646	3833	3742	3587
$t\bar{t}$	297	298	301	292	297	306
α	0.588	0.590	0.602	0.578	0.588	0.605

TABLE 5.2 – *Estimation des nombres d'événements de bruit de fond et de signal après application de la sélection $W \to e\nu$ pour chaque algorithme de reconstruction de $\not\!\!E_T$. Le paramètre α de l'ajustement avec (5.14) est également indiqué. La normalisation théorique indique $\alpha = 0.585$.*

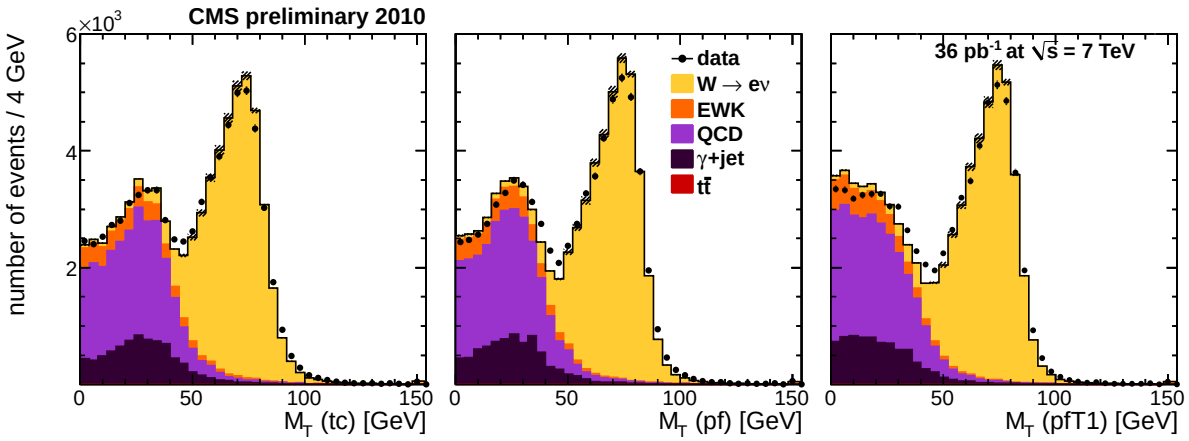


(a) tc$\not\!\!E_T$, pf$\not\!\!E_T$ et pf$\not\!\!E_T$ de type I

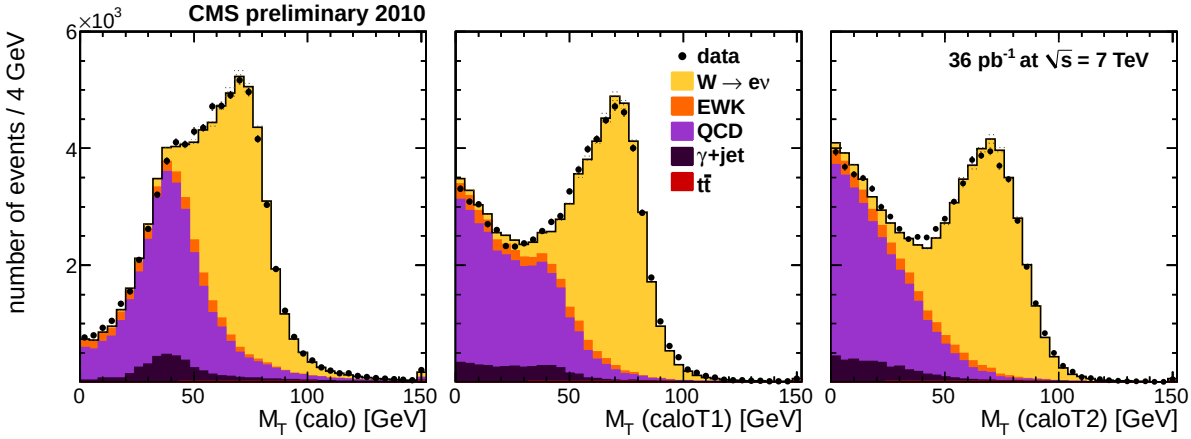


(b) calo$\not\!\!E_T$, calo$\not\!\!E_T$ de type I et calo$\not\!\!E_T$ de type II

FIGURE 5.9 – *Spectres d'énergie transverse manquante pour des événements W. Les données sont indiquées par des points noirs.*



(a) tc$\not\!\!E_T$, pf$\not\!\!E_T$ et pf$\not\!\!E_T$ de type I $\not\!\!E_T$



(b) calo$\not\!\!E_T$, calo$\not\!\!E_T$ de type I et calo$\not\!\!E_T$ de type II $\not\!\!E_T$

FIGURE 5.10 – *Spectres de masse transverse pour des événements W.*

calo$\not{E}_T$ ainsi que la relativement médiocre résolution en énergie et réponse du HCAL sont les causes de cette différence de performances.

Dès que la correction de type I est appliquée lors du calcul de calo$\not{E}_T$ et pf$\not{E}_T$, l'échelle d'énergie des jets présents dans les événements QCD est améliorée ce qui ramène M_T à de petites valeurs. En revanche, l'application de la correction de type I augmente $\sum E_T$. La résolution en énergie de $\not{E}_T$ est alors dégradée pour le bruit de fond QCD.

La correction de type II corrige l'énergie des tours calorimétriques non-incluses dans un jet. L'énergie collectée dans ces tours provient principalement de l'événement sous-jacent et cette contribution est augmentée par rapport à celle de l'électron. Comme le neutrino produit par la désintégration est majoritairement corrélé à l'électron, sa contribution est plus faible dans le calcul de $\vec{\not{E}}_T$. Par conséquent, les fluctuations de la direction et du module de $\vec{\not{E}}_T$ augmentent et sa valeur diminue.

Les projections de $\vec{\not{E}}_T$ sur l'axe défini par l'impulsion transverse de l'électron permettent d'obtenir des informations supplémentaires. Les spectres de ces projections sont représentées sur les figures 5.11 et 5.13.

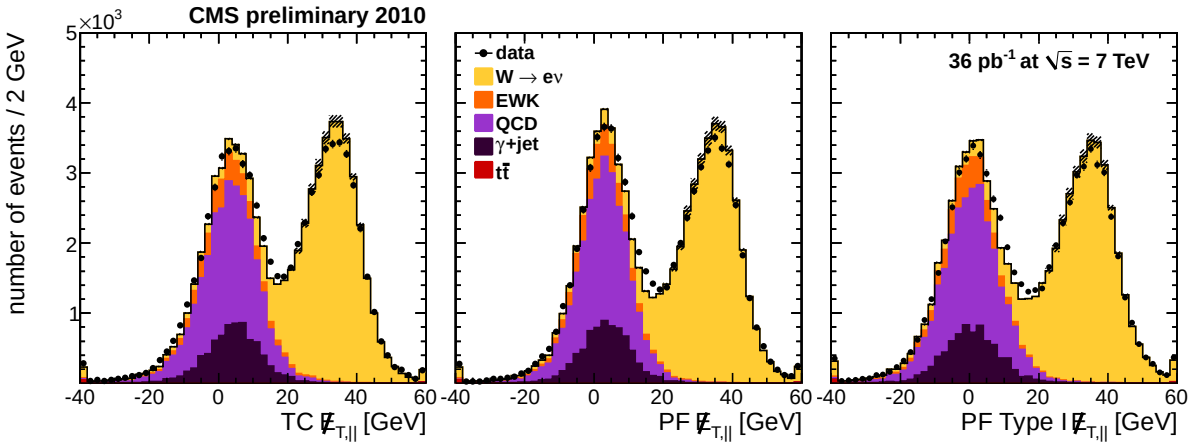
Pour des bosons W, la distribution de la projection parallèle est la résultante d'une corrélation forte entre la direction de l'électron et de l'impulsion transverse du neutrino. Lorsque le W est produit à faible q_T, l'électron et le neutrino sont émis dos à dos dans le plan transverse et la valeur centrale de la distribution se décale à 40 GeV. Si q_T augmente très fortement, le neutrino est produit dans la même direction que l'électron et la projection change de signe. La sélection d'événements W produits à très grande impulsion transverse peut donc être faite à partir de cette variable (fig. 5.12), facile à modéliser pour le bruit de fond.

Excepté pour le processus $\mathrm{W} \to \tau\nu$, aucun neutrino n'est émis par les bruits de fond et $\not{E}_T$ est décorrélé de $\vec{p}_T^{\,e}$. La direction $\not{E}_T$ est aléatoire et la distribution de la projection devient centrée en zéro. Le pouvoir discriminant de cette variable est légèrement supérieur à celui de $\not{E}_T$ pour la sélection d'événements W, mais sculpte les spectres de q_T du W.

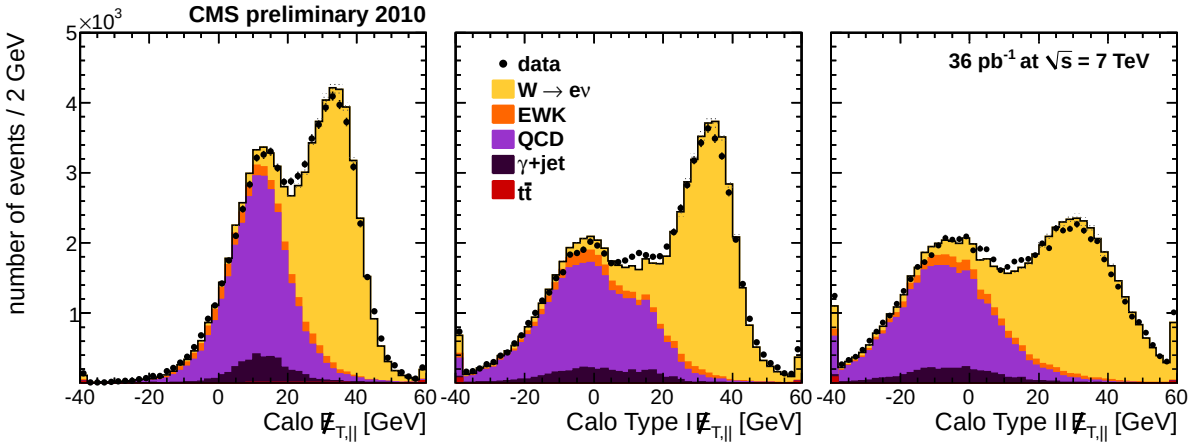
Les corrections de type I et II ont un effet important sur le bruit de fond QCD présent dans l'échantillon. Les événements QCD sélectionnés sont atypiques car un des jets doit être reconstruit comme un électron. Ce jet a donc une fraction d'énergie électromagnétique élevée. Par conséquent, l'échelle d'énergie de ce jet est mieux évaluée en moyenne que les autres jets grâce à la meilleure résolution du ECAL par rapport à celle du HCAL. Si de l'énergie transverse manquante est créée par le système di-jet, en moyenne $\vec{\not{E}}_T$ sera dirigé dans la direction du jet opposé au candidat électron.

Avec la convention définie à la section 5.1.2, la projection est alors positive. Cet effet est visible sur les spectres pf$\not{E}_T$, tc$\not{E}_T$ et calo$\not{E}_T$: lorsque la correction de type I est appliquée, la balance entre le « jet électron » et les autres jets est rétablie et la projection parallèle pour le bruit de fond QCD redevient centrée en zéro.

La projection perpendiculaire est liée au bruit électronique et à l'activité sous-jacente. Les queues de distribution sont principalement dues à des événements W + jets décalant la direction de $\vec{\not{E}}_T$ vers l'axe perpendiculaire dans le référentiel de l'impulsion transverse du lepton. Le bruit de fond est centré en zéro et la largeur de la distribution est représentative de la précision de l'algorithme. L'application des corrections d'échelle d'énergie a tendance à augmenter les fluctuations du bruit de fond QCD et à dégrader la résolution.

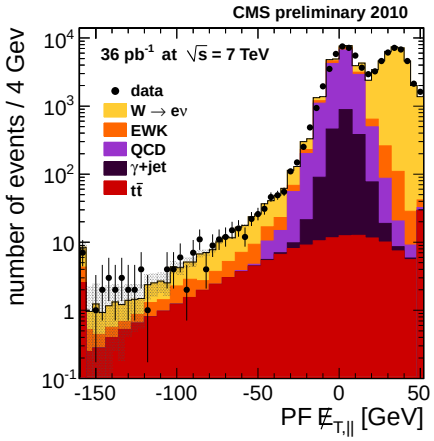


(a) tc$\not\!\!E_T$, pf$\not\!\!E_T$ et pf$\not\!\!E_T$ de type I



(b) calo$\not\!\!E_T$, calo$\not\!\!E_T$ de type I et calo$\not\!\!E_T$ de type II

FIGURE 5.11 – *Projection de l'énergie transverse manquante sur l'axe du p_T de l'électron pour des événements W.*



(a)

FIGURE 5.12 – *Projection parallèle de pf$\vec{\not{E}}_T$ sur l'axe de l'impulsion transverse de l'électron. Les très basses valeurs des projections sont dominées par des événements* $\mathrm{W}+\mathrm{jets}$ *produits à très grand* q_T.

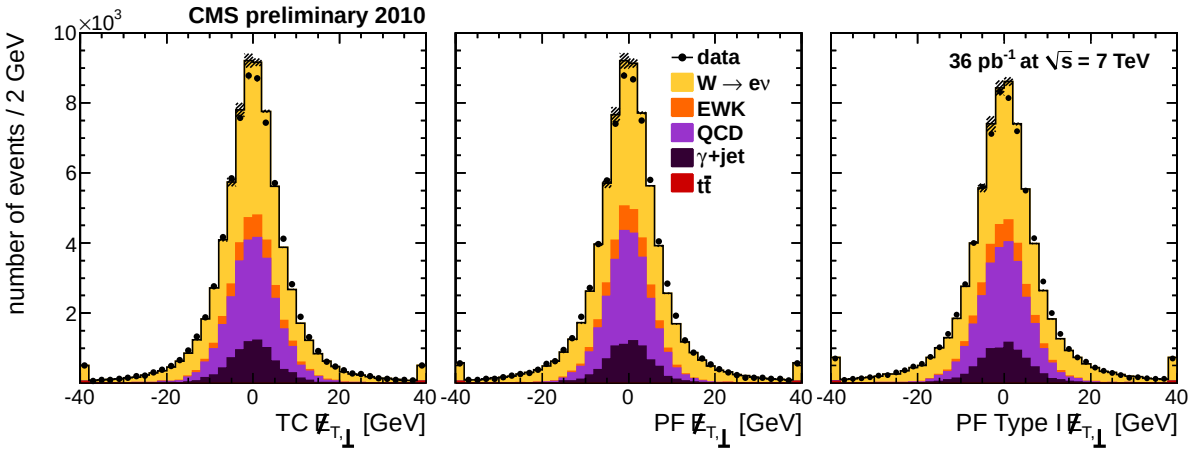
L'étude du recul est difficile en présence d'événements de bruit de fond, où la définition même du recul n'a pas de sens. Un échantillon enrichi en événements de signal est sélectionné à l'aide des coupures $\not{E}_T > 25$ GeV et $M_T > 50$ GeV. La normalisation des échantillons de simulation est calculée à nouveau afin de prendre en compte les changements relatifs des niveaux des bruits de fond QCD et des niveaux des processus électrofaibles. Comme l'efficacité de sélection n'est pas identique pour chaque algorithme de $\not{E}_T$, le nombre d'événement sélectionné dépend du type d'énergie transverse manquante utilisé (tab. 5.3.1).

processus	tc$\not{E}_T$	pf$\not{E}_T$	pf$\not{E}_T$ type I	calo$\not{E}_T$	calo$\not{E}_T$ type I	calo$\not{E}_T$ type II
$\mathrm{W} \to e\nu$	33270	34026	33584	34565	33366	29850
EWK	612	622	564	804	702	654
QCD	244	196	189	2429	1244	915
$\gamma + jet$	30	21	45	352	127	115
$\mathrm{t\bar{t}}$	182	183	158	200	185	181
total	34338	35048	34540	38350	35625	31715

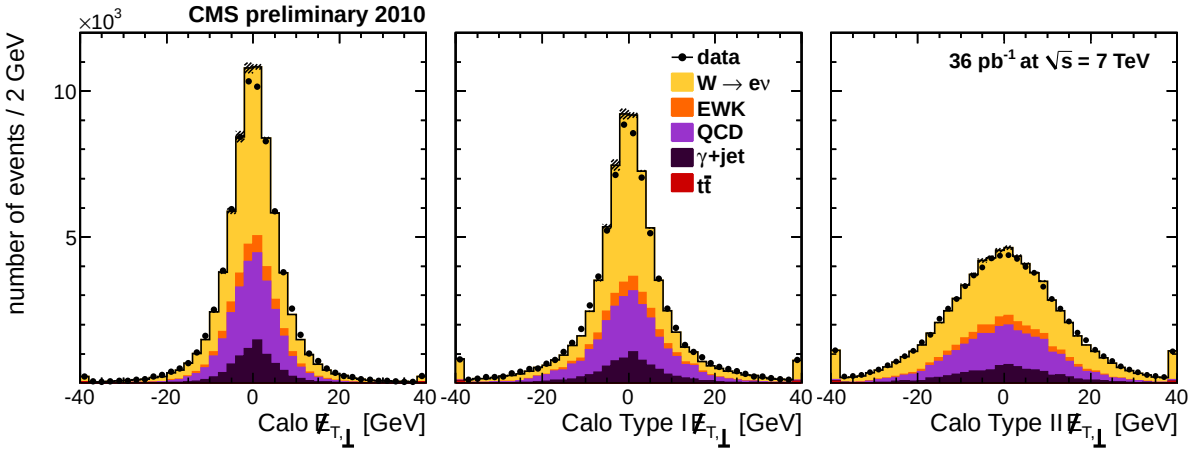
TABLE 5.3 – *Estimation des nombre d'événements de bruit de fond et de signal après application de la sélection* $\mathrm{W} \to e\nu$ *et des coupures sur* $\not{E}_T$ *et* M_T *pour chaque algorithme de reconstruction de* $\not{E}_T$.

Les distributions du recul et de ses projections parallèles et perpendiculaires (toujours sur l'axe de l'électron) sont illustrées sur les figures 5.14, 5.15 et 5.16.

Dans des événements $\mathrm{W} \to e\nu$ exclusifs (sans jet produit en plus du boson W), l'énergie transverse manquante est principalement due à la présence du neutrino qui est produit dans la direction opposée à l'électron avec la même impulsion dans le référentiel du centre

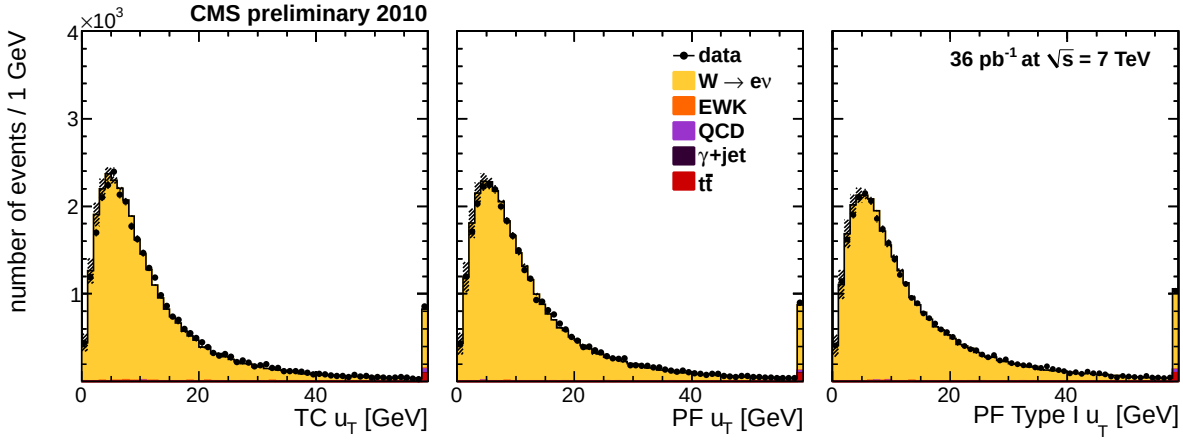


(a) tc$\not{E}_T$, pf$\not{E}_T$ et pf$\not{E}_T$ de type I $\not{E}_T$

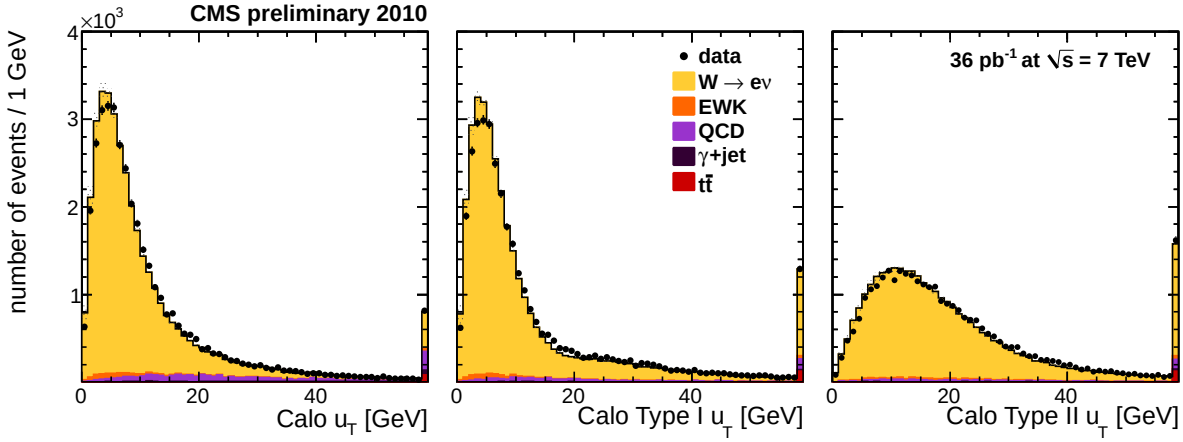


(b) calo$\not{E}_T$, calo$\not{E}_T$ de type I et calo$\not{E}_T$ de type II $\not{E}_T$

FIGURE 5.13 – *Projection de l'énergie transverse manquante sur l'axe transverse du p_T de l'électron pour des événements W.*



(a) tc$\not{E}_T$, pf$\not{E}_T$ et pf$\not{E}_T$ de type I



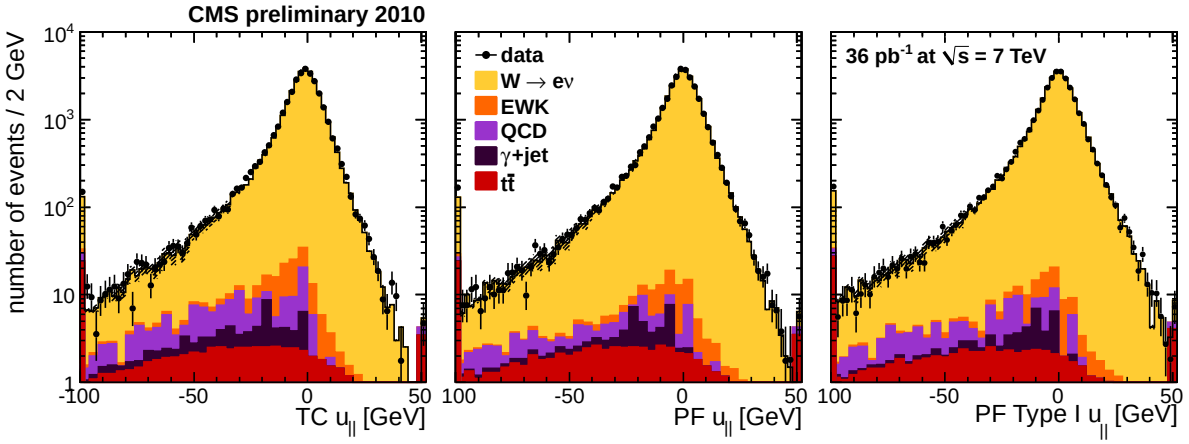
(b) calo$\not{E}_T$, calo$\not{E}_T$ de type I et calo$\not{E}_T$ de type II

FIGURE 5.14 – *Spectres du recul hadronique pour des événements W.*

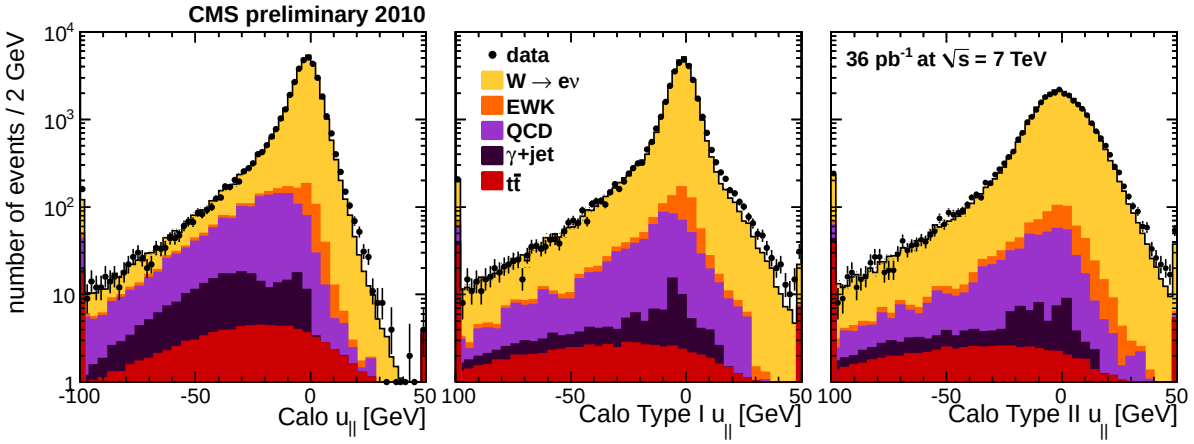
de masse du W, semblable au référentiel du détecteur. Par conséquent, en l'absence d'objet physique supplémentaire émis dos à dos avec le W, le module du recul est réduit à de faibles valeurs.

Hormis le processus $W \to \tau\nu$, le bruit de fond n'a pas de neutrinos dans l'état final. Le recul est alors équilibré par rapport à l'impulsion transverse du candidat électron. Le décalage du recul vers les hautes énergies est dû au seuil appliqué sur l'impulsion transverse de l'électron. La sélection avancée du signal est trop stricte pour observer cet effet. L'utilisation de la correction de type II pour calo$\not\!\!E_T$ augmente la contribution de l'événement sous-jacent et des faibles radiations QCD émis dos au W. Le pic du recul est alors décalé à 15 GeV (au lieu de valeurs proches de zéro).

Les spectres des composantes parallèles $u_{\parallel}$ et perpendiculaires $u_{\perp}$ du recul sont présentées sur la figure 5.15 et 5.16. Les valeurs négatives de $u_{\parallel}$ correspondent à des événements W + jets, où le W est produit à très grand q_T.

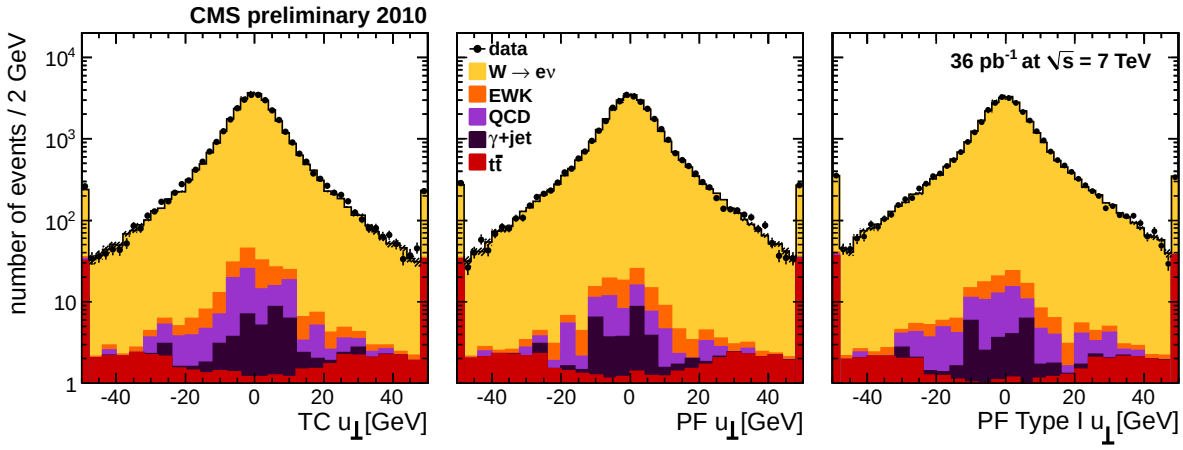


(a) tc$\not\!\!E_T$, pf$\not\!\!E_T$ et pf$\not\!\!E_T$ de type I

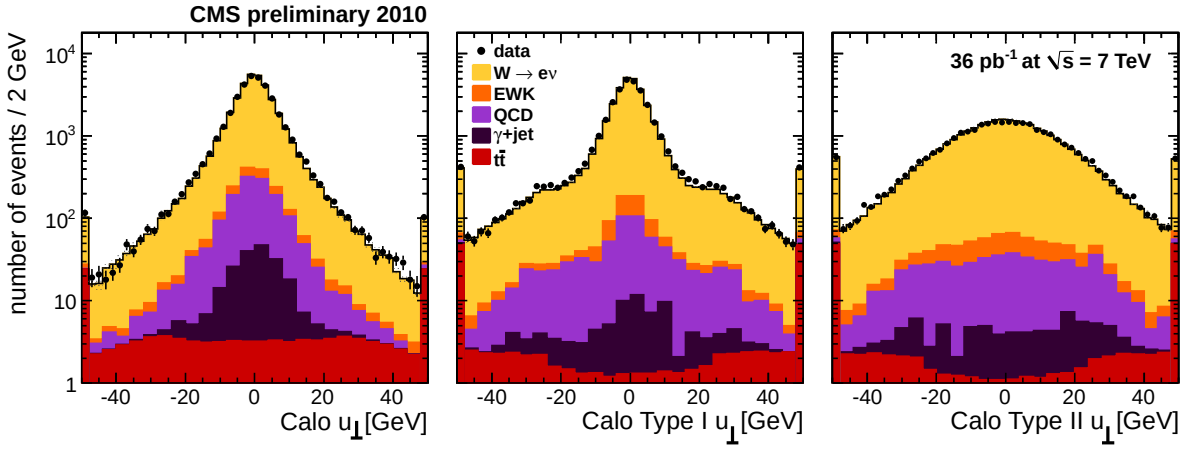


(b) calo$\not\!\!E_T$, calo$\not\!\!E_T$ de type I et calo$\not\!\!E_T$ de type II

FIGURE 5.15 – *Projection du recul hadronique sur l'axe du p_T de l'électron pour des événements W.*



(a) tc$\not\!\!E_T$, pf$\not\!\!E_T$ et pf$\not\!\!E_T$ de type I

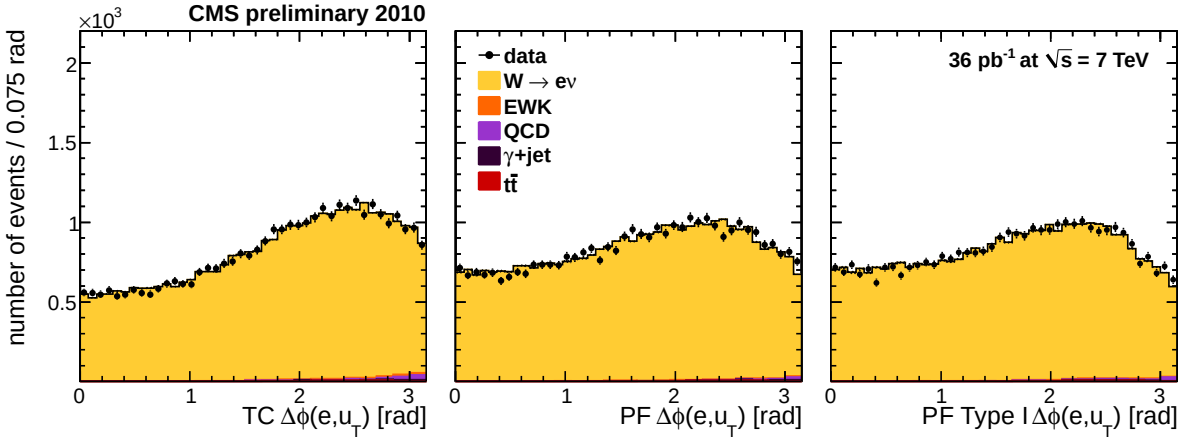


(b) calo$\not\!\!E_T$, calo$\not\!\!E_T$ de type I et calo$\not\!\!E_T$ de type II

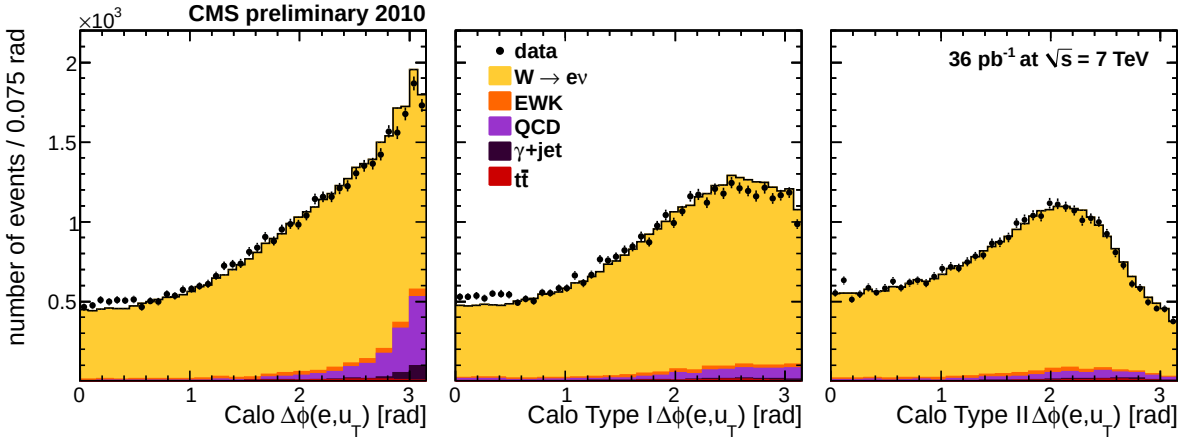
FIGURE 5.16 – *Projection du recul hadronique sur l'axe transverse du p_T de l'électron pour des événements W.*

Les distributions de l'angle $\Delta\Phi(e, u_T)$ entre le recul et l'électron sont représentées sur la figure 5.17. Pour des W produits à bas q_T, le recul est dominé par le bruit du détecteur et l'événement sous-jacent. $\vec{u}_T$ est donc peu corrélé avec l'électron et le spectre de $\Delta\Phi(e, u_T)$ est uniforme. A haut q_T, le recul est émis dos au W. Comme la direction de $\vec{p}_T^{\,e}$ n'est pas totalement identique à celle de $\vec{q}_T$, le recul n'est pas parfaitement dos à dos avec l'électron dans le plan transverse. Combiné avec la valeur moyenne de u_T, le recul apparaît dos à l'électron mais avec une déviation de 40°.

Cette déviation n'apparaît pas pour calo$\not{E}_T$. Cet effet est dû à l'absence de correction d'échelle d'énergie des jets. Comme l'énergie hadronique est fortement sous estimée dans calo$\not{E}_T$, de l'énergie transverse manquante est créée dos au W. La direction de $\vec{\not{E}}_T$ est alors décalée dans la direction opposée à celle de $\vec{p}_T^{\,e}$.



(a) tc$\not{E}_T$, pf$\not{E}_T$ et pf$\not{E}_T$ de type I



(b) calo$\not{E}_T$, calo$\not{E}_T$ de type I et calo$\not{E}_T$ de type II

FIGURE 5.17 – *Angle entre l'axe du recul et l'axe de l'électron pour des événements W.*

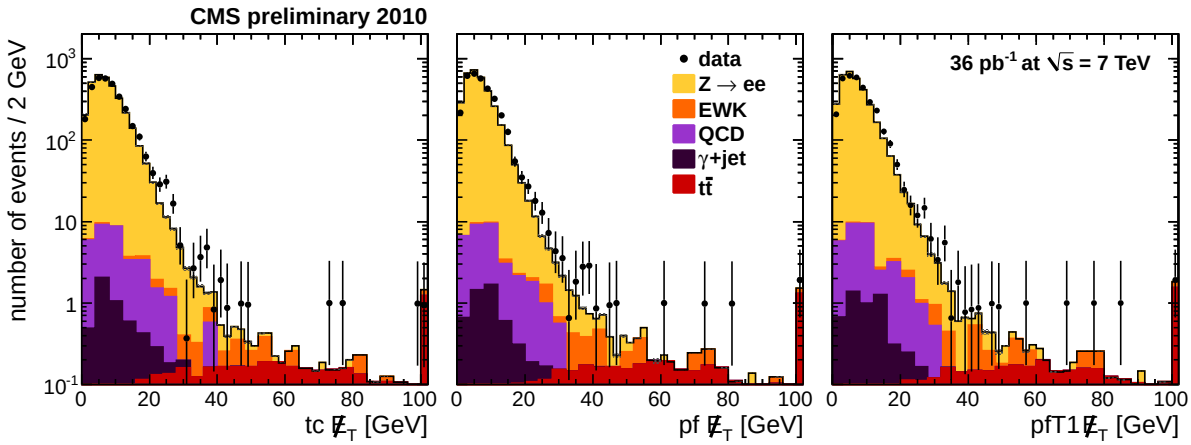
Les distributions des observables physiques présentent toutes un très bon accord entre les prédictions et les données. Quelques parties des spectres d'énergie transverse manquante QCD peuvent cependant être significativement améliorés.

5.3.2 Evénements Z

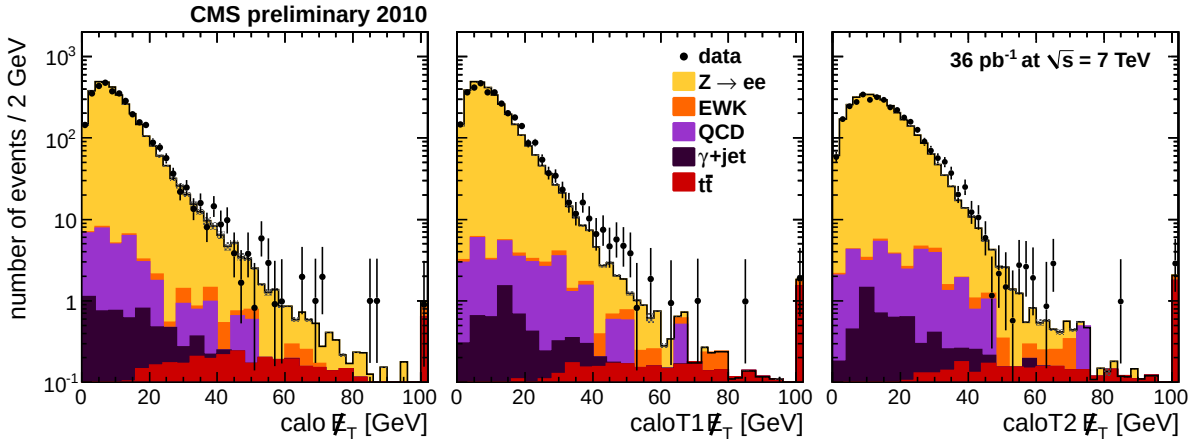
Un échantillon de 3490 candidats Z est sélectionné en ne demandant qu'un seul vertex primaire reconstruit dans les événements. Comme pour les événements $W \to e\nu$, la contamination de l'empilement est soustraite.

Les distributions de $\not\!\!E_T$ pour chaque algorithme sont présentées sur la figure 5.18. Le bruit du détecteur et les fluctuations de l'énergie dominent $\not\!\!E_T$. Par conséquent, les valeurs de $\not\!\!E_T$ sont proches de zéro. La décroissante exponentielle du spectre est principalement due à la présence de jets produits dos à dos avec le Z. A grandes valeurs de $\not\!\!E_T$, le spectre est dominé par le bruit de fond $t\bar{t}$, où de véritables neutrinos sont présents.

La largeur des spectres indique les performances des algorithmes. Comme aucune énergie transverse manquante n'est attendue dans des événements Z, plus les queues de distribution sont importantes, plus la résolution en énergie de $\not\!\!E_T$ est faible. L'application des corrections d'échelle d'énergie de type I et II augmente les fluctuations de $\sum E_T$ et le spectre de $\not\!\!E_T$ s'élargit.



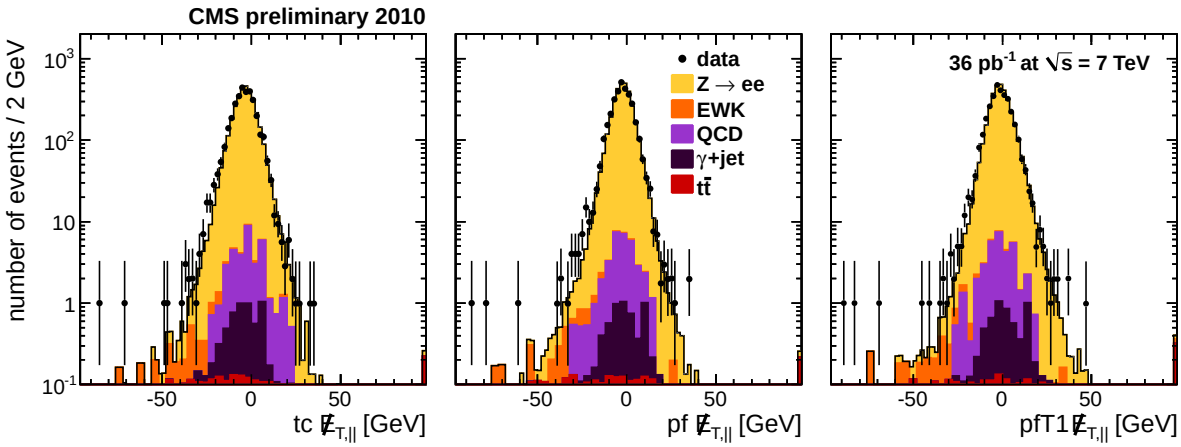
(a) tc$\not\!\!E_T$, pf$\not\!\!E_T$ et pf$\not\!\!E_T$ de type I



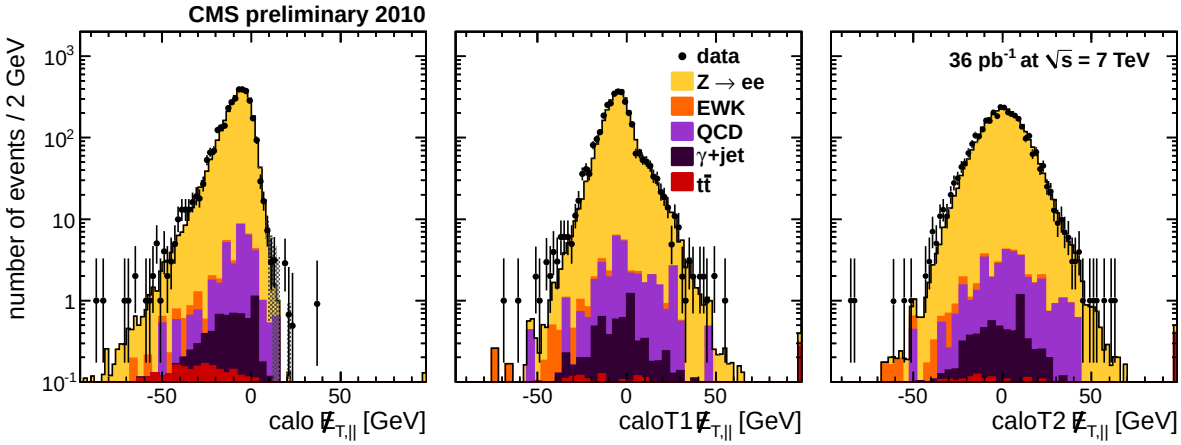
(b) calo$\not\!\!E_T$, calo$\not\!\!E_T$ de type I et calo$\not\!\!E_T$ de type II

FIGURE 5.18 – *Spectres d'énergie transverse manquante pour des événements Z. Les données sont indiquées par des points noirs.*

Sur les figures 5.19 et 5.20 sont représentées les projections de $\vec{\not{E}}_T$ dans le référentiel défini par la direction de l'impulsion transverse $\vec{q}_T$ du Z. La résolution de $\not{E}_T$ est légèrement moins bonne que celle répdite par la simulation. Cet effet s'observe par l'élargissement des spectres issus des données de collisions. La double structure apparente sur les spectres calo$\not{E}_T$ de type I est due à la correction d'énergie sur les jets, appliquée uniquement sur les jets calorimétriques d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV [4]. Cet effet est également présent pour pf$\not{E}_T$ de type I mais n'apparaît pas sur les distributions car la correction d'échelle d'énergie est bien plus faible et est appliquée dès 10 GeV. L'asymétrie visible sur la composante parallèle de calo$\not{E}_T$ est due à l'absence de correction d'échelle d'énergie sur les jets émis dos à dos avec le Z. De l'énergie transverse manquante est alors créée dans la direction opposée au Z et provoque cette asymétrie.



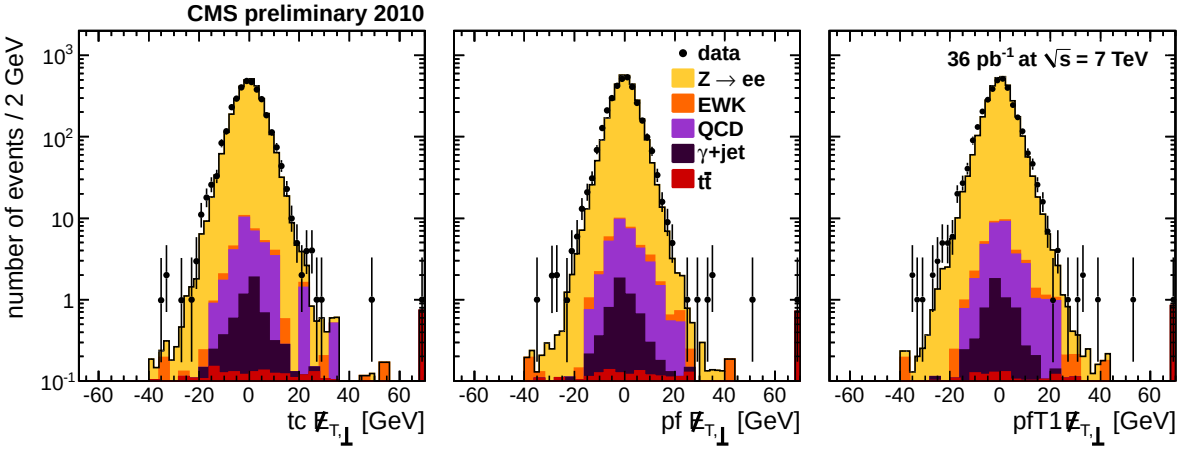
(a) tc$\not{E}_T$, pf$\not{E}_T$ et pf$\not{E}_T$ de type I



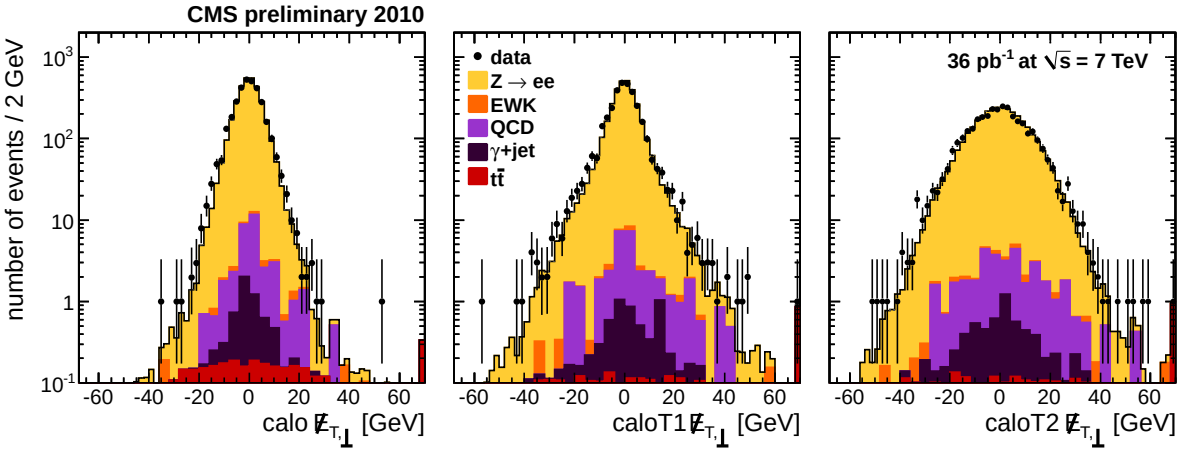
(b) calo$\not{E}_T$, calo$\not{E}_T$ de type I et calo$\not{E}_T$ de type II

FIGURE 5.19 – *Projection de l'énergie transverse manquante sur l'axe du p_T du Z.*

Le recul a de l'importance dans des événements Z car il est le reflet direct de la balance dans le plan transverse entre les jets (et l'événement sous-jacent) et le boson Z. L'échelle d'énergie et la résolution de l'énergie transverse manquante sont calculées à partir du recul.



(a) tc$\not\!\!E_T$, pf$\not\!\!E_T$ et pf$\not\!\!E_T$ de type I

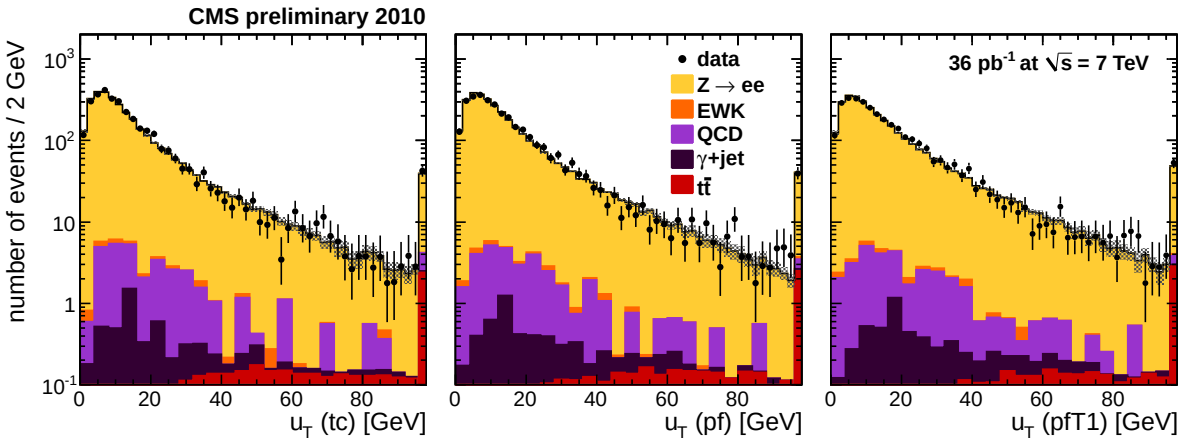


(b) calo$\not\!\!E_T$, calo$\not\!\!E_T$ de type I et calo$\not\!\!E_T$ de type II

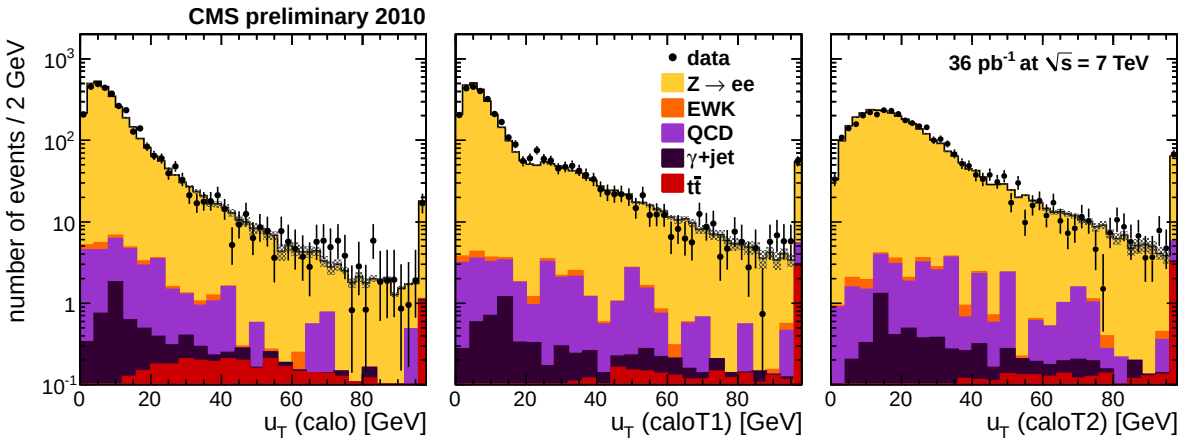
FIGURE 5.20 – *Projection de l'énergie transverse manquante sur l'axe transverse du p_T du Z.*

Pour l'ensemble des distributions liées au recul, une correction d'échelle d'énergie de $\not\!\!E_T$ est appliquée. Cette correction est définie par l'équation (5.11) et sera calculée dans la section suivante.

La distribution de u_T obtenue à partir des données est en très bon accord avec la simulation (fig. 5.21). Les changements de comportement du recul visibles sur les spectres de calo$\not\!\!E_T$ type I (à 30 GeV) et II (à 40 GeV) sont dus au seuil en énergie transverse des jets appliqué lors des corrections d'échelle d'énergie.



(a) tc$\not\!\!E_T$, pf$\not\!\!E_T$ et pf$\not\!\!E_T$ de type I

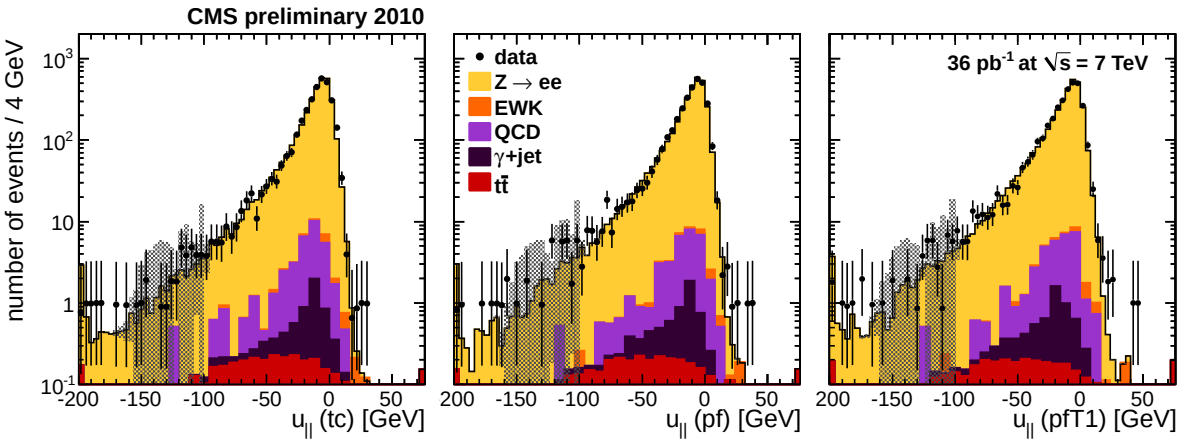


(b) calo$\not\!\!E_T$, calo$\not\!\!E_T$ de type I et calo$\not\!\!E_T$ de type II

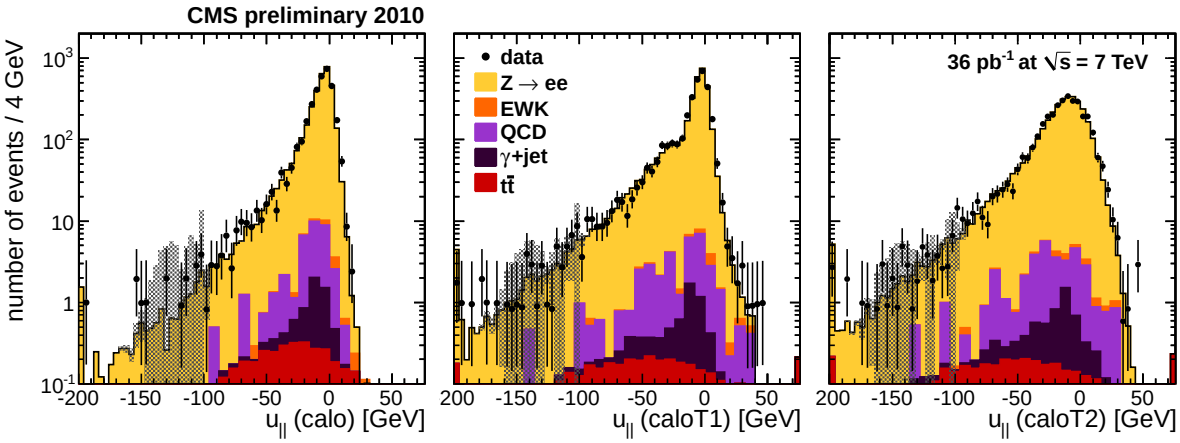
FIGURE 5.21 – *Spectres du recul hadronique pour des événements Z.*

Les composantes du recul définies dans le référentiel lié à l'impulsion transverse du Z sont présentées sur les figures 5.22 et 5.23. La partie négative de la projection parallèle est induite par la balance entre l'activité sous-jacente et le boson Z et est donc corrélée à q_T. La partie positive est reliée au bruit et aux fluctuations de $\not\!\!E_T$ lorsque le Z est produit à faible impulsion transverse. La résolution en énergie peut être estimée à partir de cette région.

On s'attend à ce que le recul et le Z soit émis dos à dos dans le plan transverse, et que



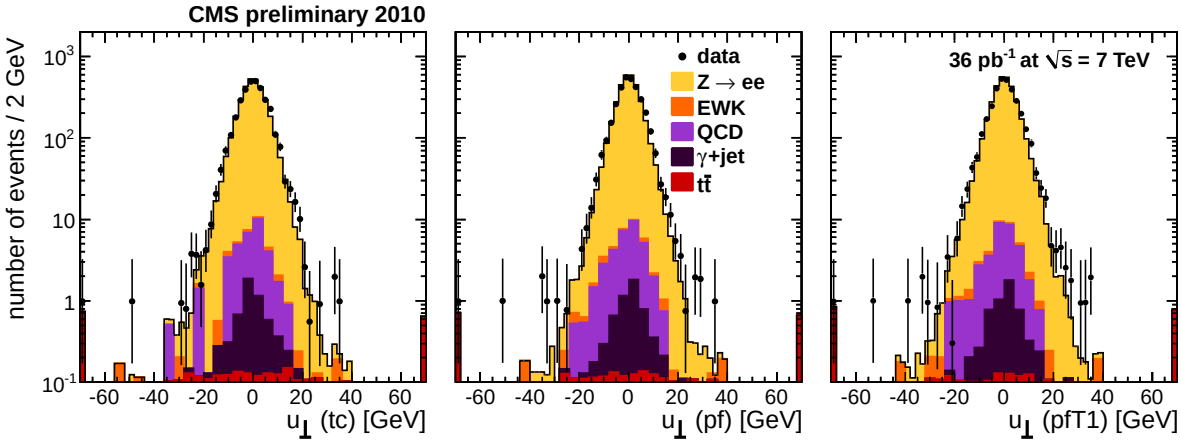
(a) tc$\not\!\!E_T$, pf$\not\!\!E_T$ et pf$\not\!\!E_T$ de type I



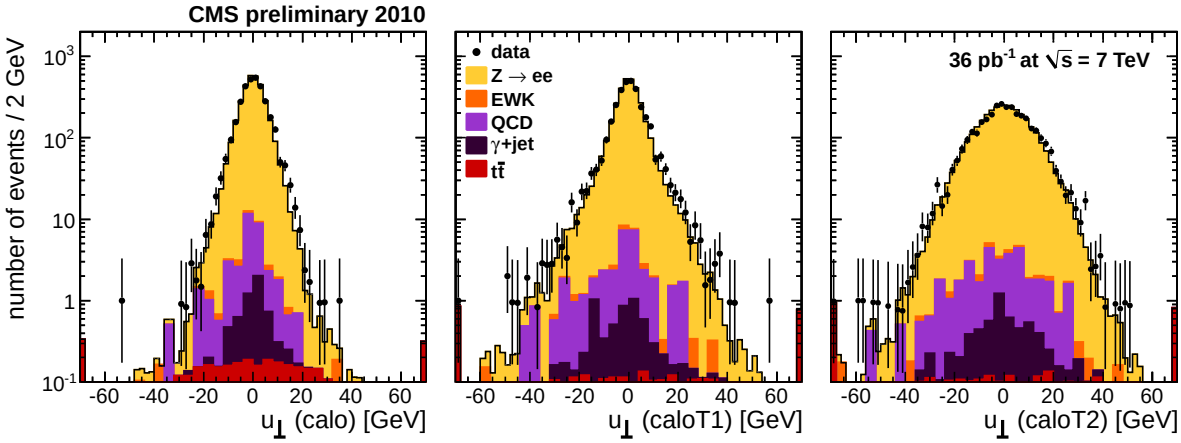
(b) calo$\not\!\!E_T$, calo$\not\!\!E_T$ de type I et calo$\not\!\!E_T$ de type II

FIGURE 5.22 – *Projection du recul hadronique sur l'axe du p_T du Z.*

par conséquent la composante transverse du recul soit nulle. La dispersion de $u_\perp$ est alors uniquement corrélée au bruit du détecteur, à l'événement sous-jacent, ainsi qu'à l'empilement. Cette dispersion permet de mesurer directement la résolution en énergie de $\not{E}_T$ dans des événements Z. Les queues de distribution correspondent à des événements où l'activité hadronique n'est pas émise dos à dos avec le Z. Il s'agit principalement d'événements $t\bar{t}$. Les algorithmes calorimétriques purs présentent encore de plus faibles performances que les algorithmes tc et pf.



(a) tc$\not{E}_T$, pf$\not{E}_T$ et pf$\not{E}_T$ de type I

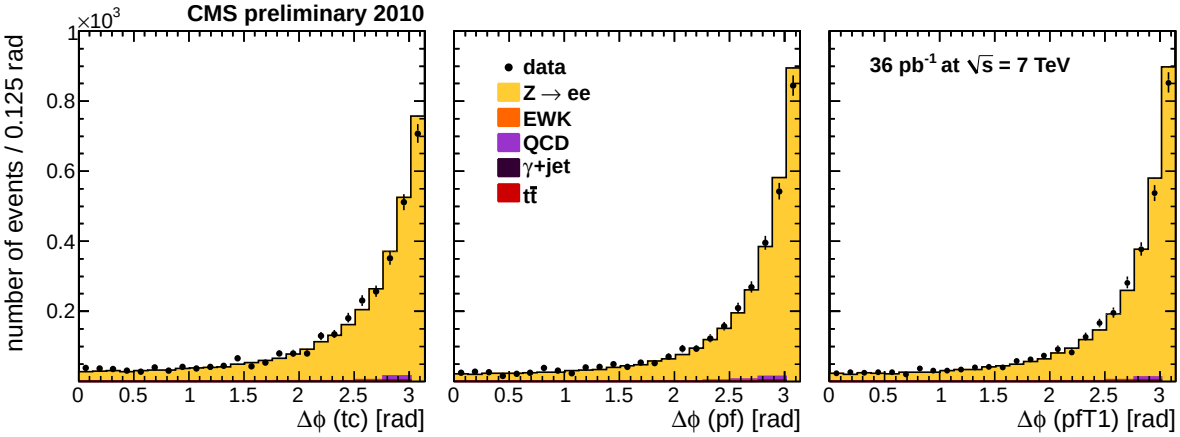


(b) calo$\not{E}_T$, calo$\not{E}_T$ de type I et calo$\not{E}_T$ de type II

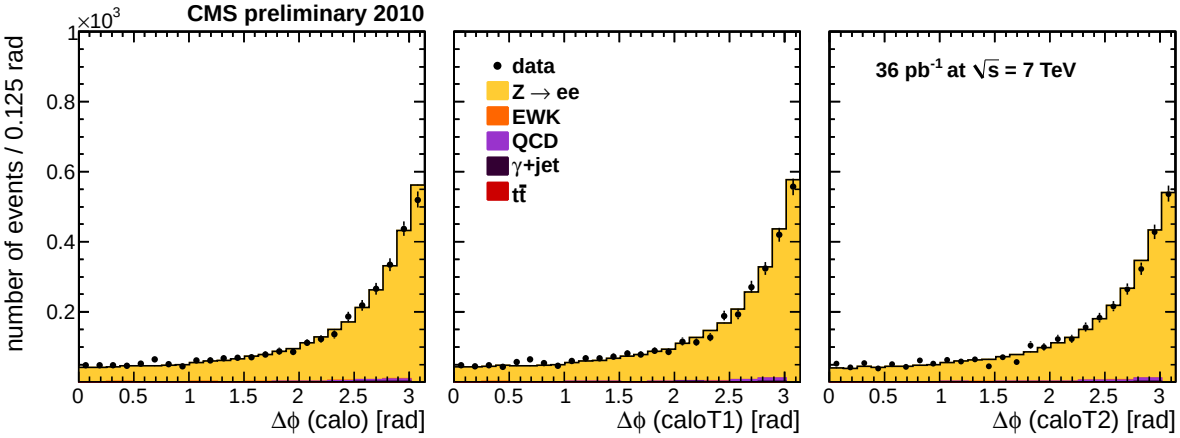
FIGURE 5.23 – *Projection du recul hadronique sur l'axe transverse du p_T du Z.*

Comme le recul correspond à l'activité hadronique balancée avec le boson Z, on s'attend à ce que l'angle entre le recul $\vec{u}_T$ et l'impulsion transverse du Z $\vec{q}_T$ soit centré à 180°, ce qui est confirmé en observant la figure 5.24.

Malgré une résolution légèrement moins bonne dans les données, l'accord entre les données enregistrées en 2010 et la simulation est excellent. De plus, aucune queue de distribution n'apparaît dans les distributions sans qu'elle ne soit reproduite par la simulation.



(a) tc$\not\!\!E_T$, pf$\not\!\!E_T$ et pf$\not\!\!E_T$ de type I



(b) calo$\not\!\!E_T$, calo$\not\!\!E_T$ de type I et calo$\not\!\!E_T$ de type II

FIGURE 5.24 – *Angle entre l'axe du recul et l'axe du boson Z.*

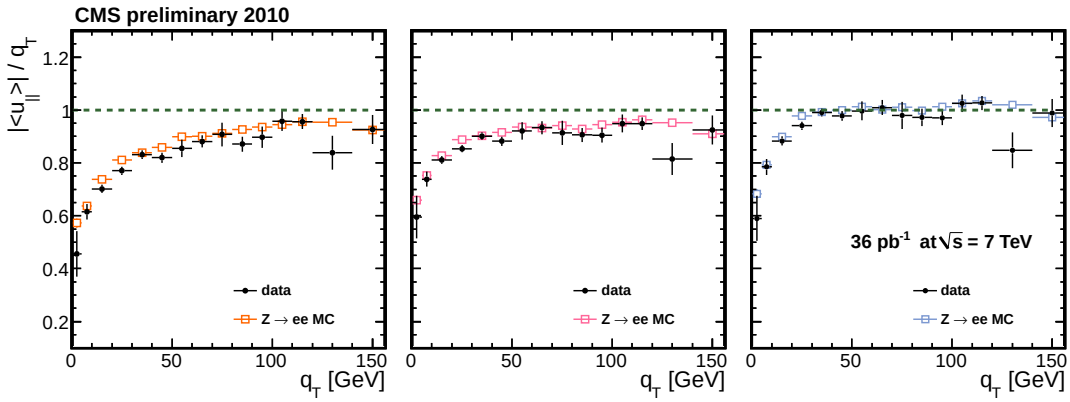
5.4 Résolution et échelle d'énergie

Les mesures de l'échelle d'énergie et de la résolution en énergie de $\not\!\!E_T$ sont décrites dans cette section. L'échantillon Z sélectionné est purifié du bruit de fond par l'utilisation du point de fonctionnement `WP80`. Les mesures de résolution et d'échelle d'énergie sont réalisées séparément pour les échantillons Z_1^{pv} et multi-vertex.

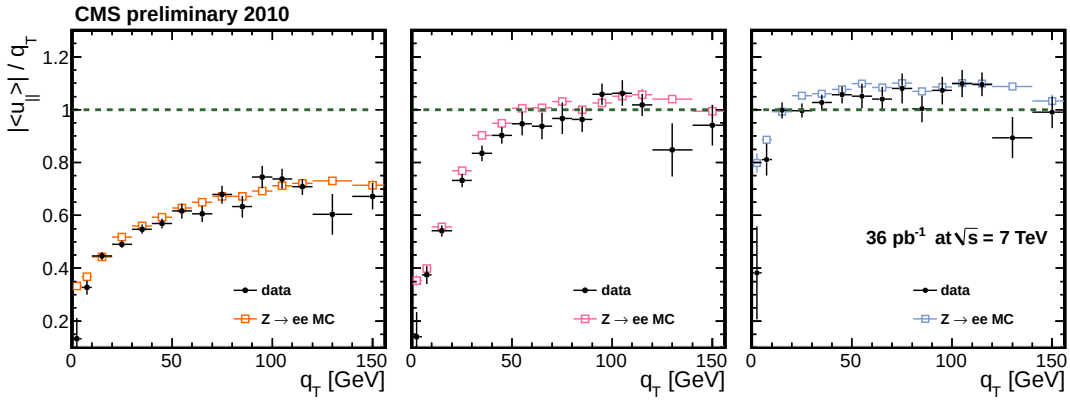
5.4.1 Echelle d'énergie dans des événements Z

Il a été dit dans la section 5.1.1 que le HCAL ne compensait pas la différence de réponse entre des stimuli électromagnétiques ou hadroniques. Cet état de fait mène à sous-estimer généralement le recul hadronique ce qui induit de l'énergie transverse manquante. Or, dans des événements Z, le module du recul et l'impulsion transverse q_T du Z doivent être similaires. En étudiant l'échelle d'énergie du recul, donnée par la courbe de réponse (équation (5.10)) en fonction du q_T du Z, une correction moyenne d'échelle d'énergie est définie pour corriger le recul, en fonction du q_T du boson Z.

Les courbes de réponse sont illustrées sur la figure 5.25.



(a) tc$\not\!\!E_T$, pf$\not\!\!E_T$ et pf$\not\!\!E_T$ de type I



(b) calo$\not\!\!E_T$, calo$\not\!\!E_T$ de type I et calo$\not\!\!E_T$ de type II

FIGURE 5.25 – *Réponse en fonction de l'impulsion transverse q_T du Z. Les données sont indiquées par des points noirs.*

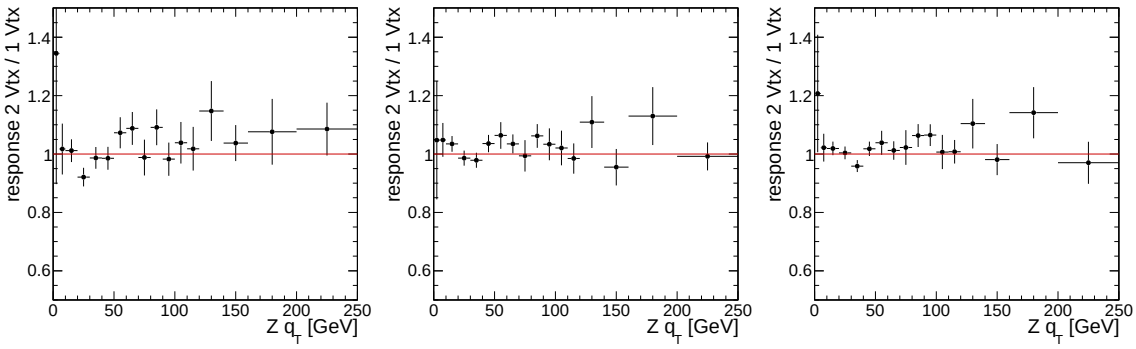
En l'absence de corrections, tc$\not\!\!E_T$ et pf$\not\!\!E_T$ présentent une bien meilleure échelle

d'énergie que calo$\not\!\!E_T$, grâce à l'information provenant des traces.

A très bas q_T, le recul hadronique est dominé par le bruit du détecteur et par les dépôts d'énergie de l'événement sous-jacent. Pour les algorithmes de $\not\!\!E_T$ ne recevant pas de correction, ces dépôts sont systématiquement sous-estimés et la réponse est alors inférieure à 1. Si la correction de type I est appliquée, l'effet est réduit mais est encore présent, car à de telles impulsions transverses ($< 30 - 50$ GeV) le recul ne contient pas de jets de haute impulsion, en dessous du seuil de correction. Il est nécessaire d'appliquer la correction de type II pour obtenir une échelle d'énergie satisfaisante aussi à bas q_T.

L'application des corrections de type I corrige suffisamment l'échelle d'énergie de calo$\not\!\!E_T$ pour des événements Z d'impulsions transverses élevées ($q_T > 50$ GeV). Le seuil de correction étant plus bas pour pf$\not\!\!E_T$ de type I, l'échelle d'énergie est de bonne qualité pour $q_T > 35$ GeV. L'application de la correction de type II à haut q_T provoque une sur-correction des dépôts balancés avec le jet : $u_\parallel$ devient supérieur à q_T et l'échelle d'énergie est surestimée.

Comme la réponse est uniquement liée à la balance entre q_T et $< u_\parallel >$, l'empilement n'a qu'un effet négligeable sur cette variable. Effectivement, les dépôts de l'empilement sont disposés uniformément en ϕ et n'influent que sur la résolution. Cette absence de dépendance est vérifiée en calculant le rapport entre la réponse obtenue à partir d' événements provenant de l'échantillon Z_1^{pv} et celle obtenue à partir d'événements Z multi-vertex (fig. 5.26).



(a) (b) (c)

FIGURE 5.26 – *Rapport entre la réponse pour des événements avec un vertex primaire et la réponse pour des événements reconstruits avec plus d'un vertex primaire pour (a) calo$\not\!\!E_T$ de type II (b) tc$\not\!\!E_T$ (c) pf$\not\!\!E_T$ de type I*

Les courbes de réponse sont modélisées et les corrections d'échelle d'énergie sont définies à partir des fonctions obtenues et de l'équation (5.11). Un exemple de modélisation est illustré sur la figure 5.27 pour pf$\not\!\!E_T$ de type I.

Ces corrections sont appliquées à chaque événement afin de déterminer les valeurs exactes du recul u_T et de ses projections $u_\parallel$ et $u_\perp$. La comparaison entre les mesures de résolution sur les différents algorithmes n'est valable qu'après correction de l'échelle d'énergie.

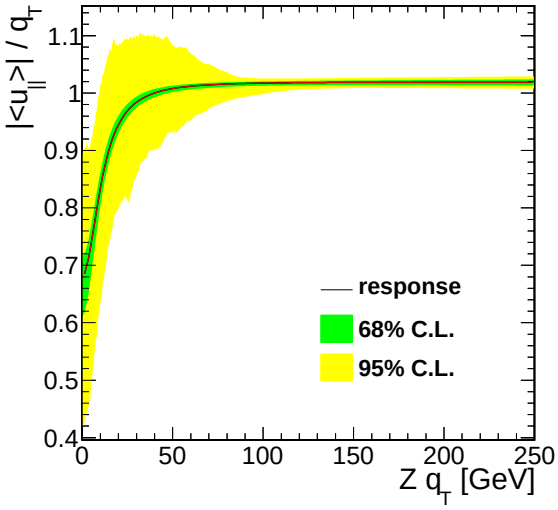


FIGURE 5.27 – *Modélisation de la courbe de réponse pour pf$\not\!\!E_T$ de type I. Les bandes d'erreurs correspondent aux variations des paramètres de l'ajustement.*

Comparaison avec les canaux $Z \to \mu^+\mu^-$ et $\gamma + \text{jets}$

La mesure de l'échelle d'énergie réalisée dans l'échantillon $Z \to e^+e^-$ peut être étendue à des processus présentant la même topologie, comme des événements Z se désintégrant dans le canal muonique [19] ou encore des événements γ+jets [20] où le photon sert d'objet de référence à la place du Z.

Les courbes de réponse obtenues avec ces trois processus $Z \to e^+e^-$, $Z \to \mu^+\mu^-$ et $\gamma + \text{jets}$ sont comparées pour calo$\not\!\!E_T$ de type II, tc$\not\!\!E_T$ et pf$\not\!\!E_T$ de type I dans la figure 5.28.

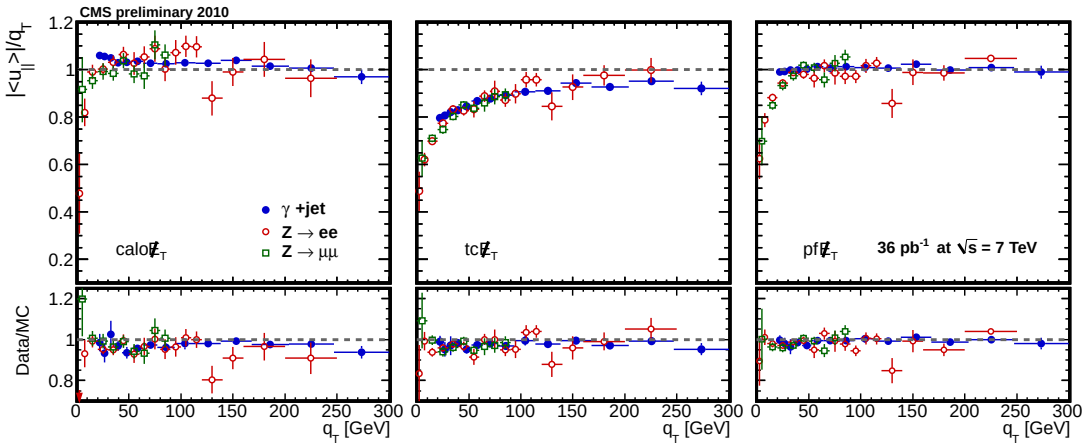


FIGURE 5.28 – *Courbes de réponse pour les algorithmes calo$\not\!\!E_T$ de type II (gauche), tc$\not\!\!E_T$ (centre) et pf$\not\!\!E_T$ de type I (droite). Les processus $Z \to e^+e^-$, $Z \to \mu^+\mu^-$ et $\gamma + \text{jets}$ sont représentés par des rond rouges vides, des carrés verts et des rond pleins bleus, respectivement.*

L'accord entre les différents canaux est remarquablement bon, quelque soit l'algorithme

utilisé.

5.4.2 Résolution dans des événements Z

La résolution de l'énergie transverse manquante peut être estimée à partir de la résolution du recul, en considérant que la résolution de q_T est bien meilleure que la résolution intrinsèque de $\not{E}_T$:

$$\sigma_{u_T} = \sigma_{\not{E}_T} \oplus \sigma_{q_T} \quad \underset{\sigma_{q_T} \ll \sigma_{\not{E}_T}}{\Longrightarrow} \quad \sigma_{u_T} = \sigma_{\not{E}_T} \tag{5.17}$$

La projection parallèle du recul hadronique est corrélée avec q_T et la résolution de $u_\parallel$ dépend de la somme des énergies transverses le long de l'axe $\vec{q}_T$, donc de q_T. La composante perpendiculaire n'est absolument pas liée à q_T, mais uniquement à l'événement sous-jacent et au bruit du détecteur. Par conséquent, la corrélation de la résolution de $u_\perp$ avec q_T est faible.

On étudie alors séparément la résolution de $u_\parallel$ et $u_\perp$. Les courbes de résolution en fonction de q_T sont présentées sur les figures 5.29 et 5.30. Les résolutions de $u_\parallel$ et $u_\perp$ par région de q_T sont estimées à partir l'écart-type de la distribution. Cette estimateur est valable compte-tenu du caractère gaussien des distributions de $u_\parallel(q_T)$ et $u_\perp(q_T)$. Les événements isolés dans les queues de distribution sont analysés en détail et les candidats $\mathrm{t\bar{t}}$ sont rejetés [5].

Les courbes de résolution présentées sur les figures 5.29 et 5.30 montrent une dégradation de la résolution à bas q_T, où le recul est dominé par l'événement sous-jacent et le bruit du détecteur. Cette dégradation est due à la correction de l'échelle d'énergie, appliquée globalement sans prendre en compte la différence de nature du bruit électronique (qui ne doit pas être corrigé) et de l'événement sous-jacent.

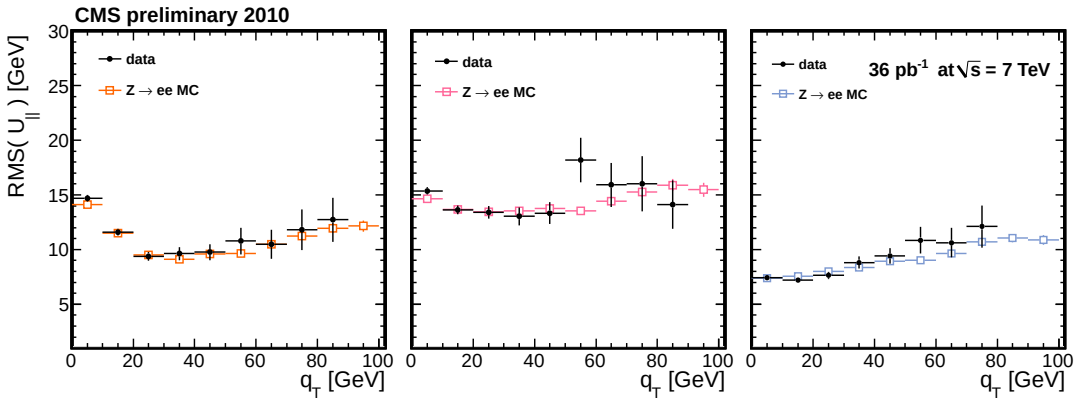
En accord avec ce qui est observé sur les distributions de $u_\parallel$ et $u_\perp$ (fig. 5.22 et 5.23), la résolution obtenue dans les données de collisions est 10% moins bonne que ce qui est attendu, ce qui est compatible avec les observations de la collaboration CMS dans les mesures de résolution d'énergie des jets [21]. Comme attendu, la dépendance en q_T de la résolution de $u_\parallel$ est plus importante que celle de $u_\perp$. On note que la composante perpendiculaire présente un écart entre données et simulation 10% plus important que la composante parallèle.

Comparaison avec les canaux $\mathrm{Z} \to \mu^+\mu^-$ et $\gamma + \mathrm{jets}$

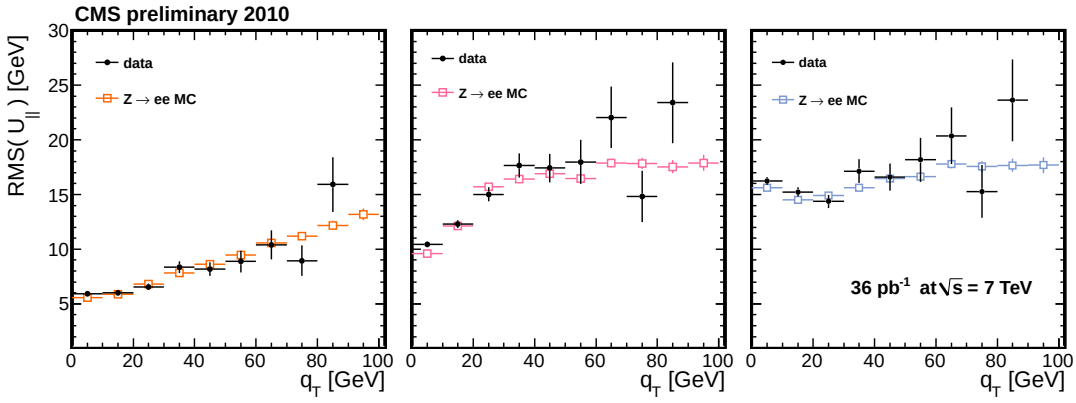
Une comparaison des courbes de résolution est également réalisée en utilisant des processus de topologies similaires au processus $\mathrm{Z} \to e^+e^-$. On compare sur la figure 5.31 les courbes de résolution reconstruite avec la $\mathrm{pf}\not{E}_T$ de type I pour les processus $\mathrm{Z} \to e^+e^-$, $\mathrm{Z} \to \mu^+\mu^-$ et $\gamma + \mathrm{jets}$.

Pour chaque composante, les courbes de résolution sont en accord entre elles dans les marges d'erreur. Les données et la simulation sont également en accord.

5. on utilise la topologie de l'événement pour déterminer la probabilité qu'un tel événement soit considéré comme un candidat $\mathrm{t\bar{t}}$: deux jets, deux électrons isolés, $\not{E}_T$ importante

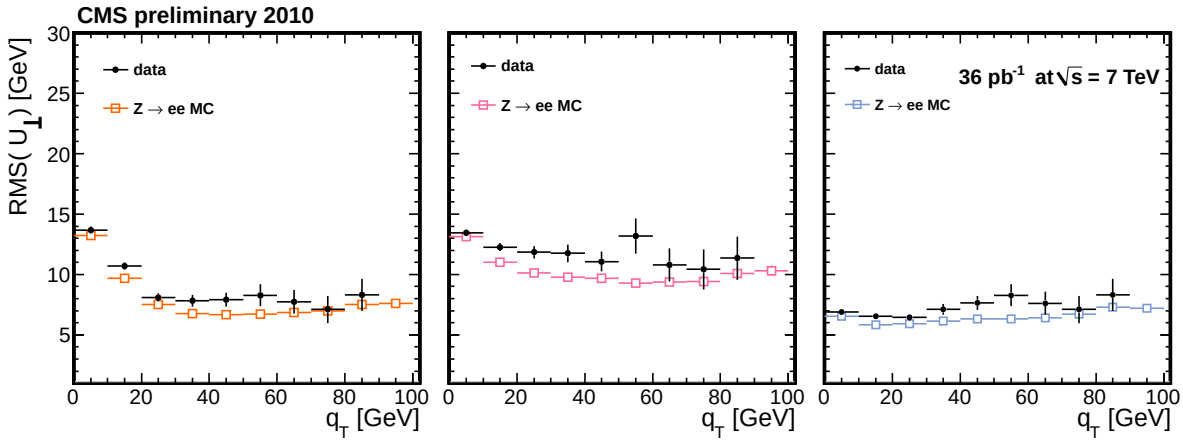


(a) tc$\not\!\!E_T$, pf$\not\!\!E_T$ et pf$\not\!\!E_T$ de type I

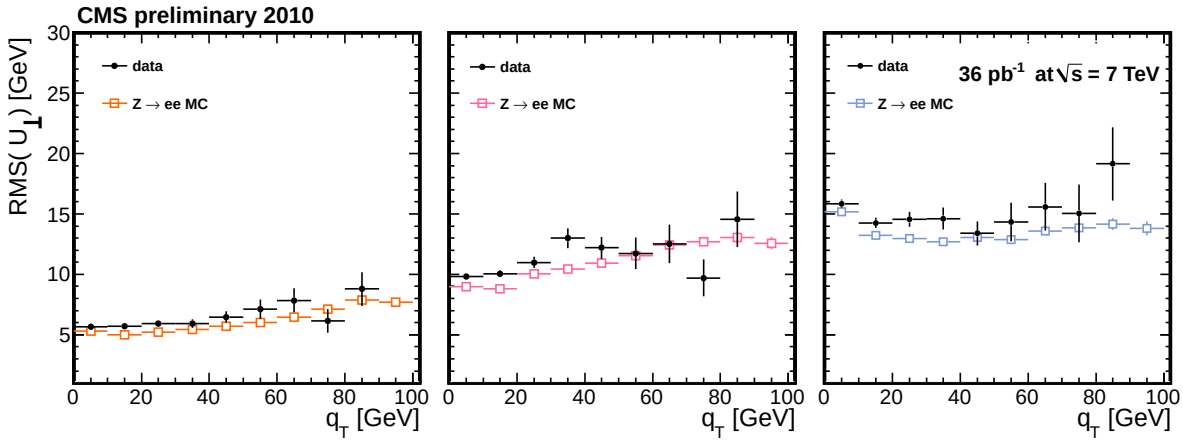


(b) calo$\not\!\!E_T$, calo$\not\!\!E_T$ de type I et calo$\not\!\!E_T$ de type II

FIGURE 5.29 – *Résolution de la composante parallèle du recul en fonction du q_T du Z. Les données sont indiquées par des points noirs.*



(a) tc$\not\!\!E_T$, pf$\not\!\!E_T$ et pf$\not\!\!E_T$ de type I



(b) calo$\not\!\!E_T$, calo$\not\!\!E_T$ de type I et calo$\not\!\!E_T$ de type II

FIGURE 5.30 – *Résolution de la composante perpendiculaire du recul en fonction du q_T du Z. Les données sont indiquées par des points noirs.*

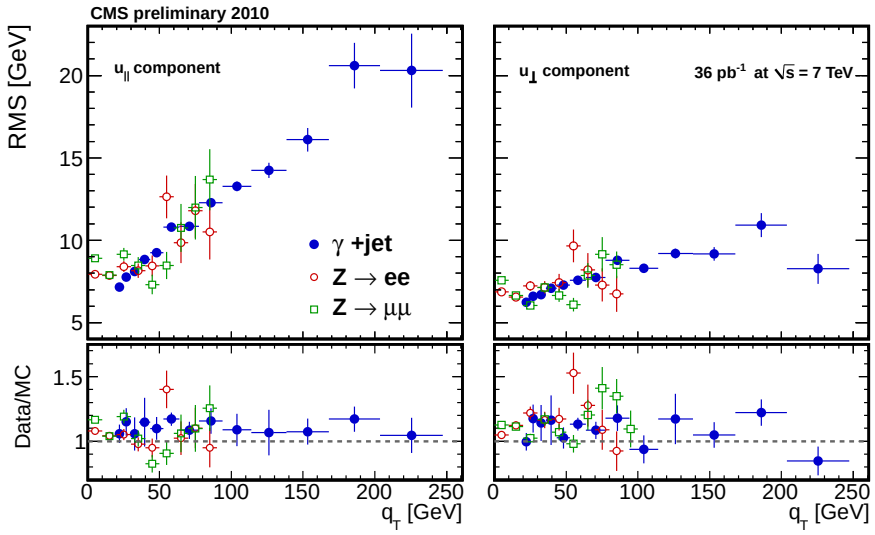


FIGURE 5.31 – *Courbes de réponse pour la composante parallèle (gauche) et perpendiculaire (droite) du recul calculé à partir de pf$\not\!\!E_T$ de type I. Les processus* $Z \to e^+e^-$, $Z \to \mu^+\mu^-$ *et* $\gamma + jet$ *sont représentés par des rond rouges vides, des carrés verts et des rond pleins bleus, respectivement.*

Paramétrisation de la résolution de $\not\!\!E_T$ en présence d'empilement

Il a été dit précédemment que la résolution de $u_\parallel$ et $u_\perp$ varie avec l'empilement, à cause de l'augmentation de $\sum E_T$. On cherche ici à obtenir une modélisation de la résolution de $u_\parallel$ et $u_\perp$ en fonction de q_T. La mesure de la dégradation de la résolution en présence de collisions supplémentaires est également réalisée.

Il a été montré dans la section 5.1.4 que la résolution de $\not\!\!E_T$ est fortement corrélée à la racine carrée de la somme des énergies transverses. La définition du recul donne une dépendance similaire avec $\sum E_T$.

On cherche à exprimer $\sum E_T$ en fonction du q_T du Z afin de relier la paramétrisation de la résolution aux courbes de résolution présentées précédemment. Dans un événement Z, en l'absence d'empilement, les contributions à $\sum E_T$ proviennent du Z, de l'événement sous-jacent et des jets produit dos à dos par rapport au Z. Comme la somme vectorielle de l'impulsion transverse des jets est l'opposé de $\vec{q}_T$ au premier ordre, on a $\sum E_T = q_T + |\vec{p}_{T,jets}| = Aq_T$ où A est un coefficient de proportionnalité (fig. 5.32). L'événement sous-jacent contribue au deuxième ordre et sera compris par un paramètre de biais par la suite.

La contribution du processus dur à la résolution du recul peut alors être exprimée directement comme une fonction de q_T :

$$\sigma_{\mathrm{HP}} = a\sqrt{q_T} \ + \ b \tag{5.18}$$

avec le paramètre b décrivant la contribution totale de l'événement sous-jacent. Il faut noter que les paramètres a et b sont uniquement corrélés aux caractéristiques du processus principal. Un terme de résolution σ_{bruit}, décorrélé du processus physique, est ajouté en quadrature pour prendre en compte les fluctuations du bruit lié au détecteur. Cette

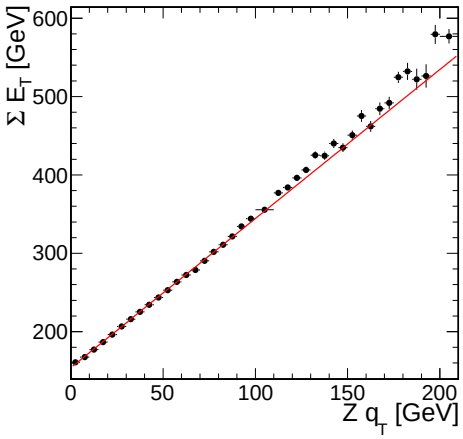


FIGURE 5.32 – *Dépendance de* $\sum E_T$ *en fonction de* q_T

séparation entre bruit et contribution de l'événement sous-jacent sera nécessaire par la suite. La résolution devient alors :

$$\sigma^2_{\text{recul}} = \sigma^2_{\text{HP}} \ + \ \sigma^2_{\text{bruit}} = (a\sqrt{q_T} + b)^2 \ + \ \sigma^2_{\text{bruit}} \tag{5.19}$$

La contribution de l'empilement est ajoutée à 5.19 en sommant en quadrature le terme de résolution moyenne de chaque collision supplémentaire (notée σ_{pu}) à σ_{recul}. Comme le nombre de collisions additionnelles est identifié par le nombre de vertex primaire N, le nombre d'événements d'empilement correspond à $N-1$ (soustraction du vertex primaire du processus dur). La résolution du recul est alors donné par :

$$\sigma^2_{tot} = (a\sqrt{q_T} + b)^2 \ + \ \sigma^2_{noise} \ + \ (N-1)\sigma^2_{\text{pu}} \tag{5.20}$$

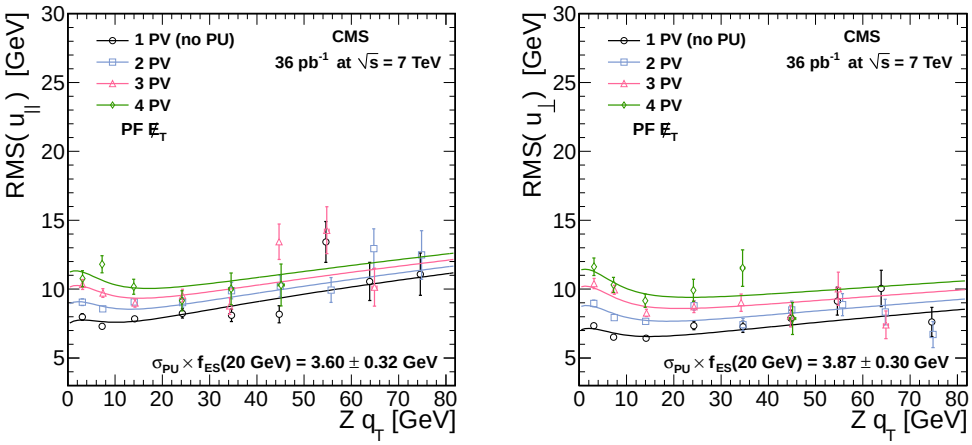
La résolution est mesurée après correction de l'échelle d'énergie mais seule la contribution du processus dur doit recevoir cette correction. La correction d'échelle d'énergie $f_{ES}(q_T)$ est alors décorrélée des termes de résolution du bruit et de l'empilement :

$$\sigma^2_{total} = (a\sqrt{q_T} + b)^2 \ + \ \sigma^2_{noise} f_{ES}(q_T)^2 + \ (N-1)\sigma^2_{\text{pu}} f_{ES}(q_T)^2 \tag{5.21}$$

Un ajustement de 5.21 est réalisé simultanément sur plusieurs échantillons d'événements $\text{Z} \rightarrow e^+e^-$ sélectionnés en fonction du nombre de vertex primaires. Cet ajustement permet d'obtenir la contribution de l'empilement σ_{pu}. Un exemple réalisé avec pf$\not{E}_T$ de type I est illustré sur la figure 5.33. La comparaison entre les données et la simulation est présentée sur la figure 5.34 et montre un écart significatif.

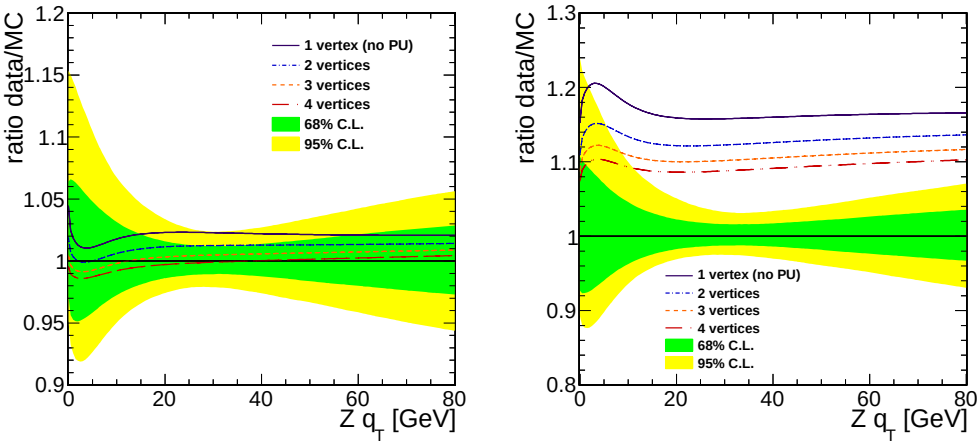
Les valeurs des termes de résolution de l'empilement diffèrent pour chaque algorithme de reconstruction de $\not{E}_T$. Le tableau 5.4 présente les résultats pour l'ensemble des algorithmes. Ces résultats sont comparables à ceux obtenus dans des événements $\gamma +$ jets ou di-jets [20].

Comme l'empilement ne contient pas d'objet physique de haute impulsion transverse, la différence de contribution σ_{pu} entre les reconstructions recevant une correction de type I et les reconstructions non-corrigées est supposée faible. La différence est cependant de



(a) pf Type-I, composante parallèle (b) pf Type-I, composante perpendiculaire

FIGURE 5.33 – *Résolution du recul « pf$\not\!\!E_T$ de type I » en fonction du q_T du Z pour des échantillons contenant de l'empilement.*



(a) pf Type-I, composante parallèle (b) pf Type-I, composante perpendiculaire

FIGURE 5.34 – *Comparaison des fonctions de résolution entre données et simulation pour (a) la composante parallèle du recul pf$\not\!\!E_T$ de type I (b) la composante perpendiculaire du recul pf$\not\!\!E_T$ de type I*

10 % et est due à la présence non négligeable de jets ayant une énergie supérieure à celle du seuil de correction de pf$\not\!\!E_T$ type I dans des événements de biais-minimum.

La correction de type I corrige donc la contribution de l'empilement en plus du processus dur. La somme des énergies transverse augmente et la résolution est légèrement dégradée. La correction de type II dégrade donc encore plus la résolution.

$\not\!\!E_T$ algorithme	σ_{pu} pour $u_{\parallel}$ (GeV)	rapport données/sim.	σ_{pu} pour $u_{\perp}$ (GeV)	rapport données/sim.
calo	2.47 ± 0.54	0.87 ± 0.20	2.6 ± 0.39	0.88 ± 0.14
calo Type-I	2.85 ± 0.37	0.87 ± 0.13	2.85 ± 0.37	0.87 ± 0.12
calo Type-II	6.01 ± 0.20	0.94 ± 0.07	6.17 ± 0.48	0.94 ± 0.08
tc	2.83 ± 0.14	0.87 ± 0.11	3.1 ± 0.33	0.93 ± 0.11
pf	2.95 ± 0.23	0.95 ± 0.08	3.23 ± 0.26	1.02 ± 0.11
pf Type-I	3.3 ± 0.21	0.95 ± 0.11	3.59 ± 0.22	1.02 ± 0.09

TABLE 5.4 – *Contribution de l'empilement pour chaque algorithme et pour chaque projection du recul.*

L'effet de l'empilement est loin d'être négligeable, avec une dégradation de la résolution d'environ 3.5 GeV (pour pf$\not\!\!E_T$ de type I) en quadrature par collision supplémentaire. En 2011, le niveau d'empilement peut atteindre les 15 collisions supplémentaires. La résolution de l'énergie transverse manquante est dominée par l'empilement ($\sim$ 13 GeV pour l'empilement par rapport à 7 GeV pour le processus principal). Il est donc nécessaire de prendre en compte cet effet dans les études utilisant l'énergie transverse manquante.

5.5 Conclusion

L'énergie transverse manquante est une observable physique importante, signant la présence de particules invisibles à la détection comme les neutrinos ou des particules provenant de la physique au delà du Modèle Standard. Elle est sensible au contenu de l'événement, au bruit du détecteur, ainsi qu'aux conditions de luminosité du LHC via l'empilement.

On a étudié dans ce chapitre l'énergie transverse manquante dans des événements contenant un boson W ou Z se désintégrant dans le canal électronique, dans la simulation et dans les données de collision *pp* collectées par CMS en 2010. La bonne compréhension des variables d'intérêts a été vérifiée en comparant la simulation et les données, pour l'ensemble des observables physiques. Un excellent accord a été observé en l'absence d'empilement.

L'échelle d'énergie et la résolution de l'énergie transverse manquante ont été mesurées dans un échantillon $\text{Z} \to e^+e^-$ supposé ne contenir aucune contamination de l'empilement. Ces mesures ont été comparées avec des processus de topologie similaire $\text{Z} \to \mu^+\mu^-$ et $\gamma + jet$ et montrent un excellent accord.

Une étude de l'impact de l'empilement sur la résolution de l'énergie transverse manquante a également été réalisée. La résolution de $\not\!\!E_T$ dans des événements Z est dégradée de 3.5 GeV en quadrature par l'ajout d'un événement de biais minimum. En 2011, la contribution de l'empilement est donc plus importante que la contribution du processus dur. Le processus de physique étudié dans cette thèse (chapitre 7) produit un boson Z et de l'énergie transverse manquante. Pour différencier ce processus du processus Z + jets il est alors nécessaire de prendre en compte les effets de l'empilement.

L'ensemble de ces résultats a fait l'objet d'une publication de la collaboration CMS dans le *Journal of Instrumentation* [22]. Cet article est exposé dans l'annexe B.

Bibliographie

[1] CMS Collaboration. Missing E_T Performance in CMS. *CMS Physics Analysis Summary*, JME-07-001, 2007.

[2] H. Pi, P. Avery, D. Green, J. Rohlf, C. Tully. Measurement of Missing Transverse Energy With the CMS Detector at the LHC. Technical report, 2006.

[3] CMS Collaboration. CMS technical design report, volume I : Physics performance. *J. Phys.*, G34 :199–222, 2007.

[4] C. Autermann, J. Damgov, U. Gebbert, S.W. Lee, P. Schleper, D. Wang. Type-I and Type-II CaloMET performances in 7TeV data. *CMS Analysis Note*, AN-10-131, 2010.

[5] C. Autermann, U. Gebbert, C. Sander, P. Schleper, H. Stadie. Derivation of Type-II corrections from $Z \to ee$ events in 7 TeV data for Calo- and Pf MET. *CMS Analysis Note*, AN-10-396, 2010.

[6] Track-corrected Missing Transverse Energy in CMS. *CMS Physics Analysis Summary*, JME-09-010, 2009.

[7] Particle-Flow Event Reconstruction in CMS. *CMS Physics Analysis Summary*, PFT-09-001, 2009.

[8] M. Vesterinen and T.R. Wyatt. A novel technique for studying the Z boson transverse momentum distribution at hadron colliders. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 602(2) :432 – 437, 2009. .

[9] CMS Collaboration. CMS MET Performance in Events Containing Electroweak Bosons from pp Collisions at sqrt(s)=7 TeV. *CMS Physics Analysis Summary*, JME-10-005, 2010.

[10] CMS Collaboration. MET Performance in pp Collisions at sqrts=7 TeV. *CMS Physics Analysis Summary*, JME-10-009, 2010.

[11] M. Marionneau. Missing transverse energy studies for events with W and Z bosons decaying into electrons channels using 2010 data . *CMS Analysis Note*, AN-10-359, 2010.

[12] CMS Collaboration. Missing Transverse Energy Performance in Minimum-Bias and Jet Events from Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s}$. *CMS Physics Analysis Summary*, JME-10-004, 2010.

[13] CMS Collaboration. Measurements of inclusive W and Z cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Journal of High Energy Physics*, 2011 :1–40, 2011. 10.1007/JHEP01(2011)080.

[14] Torbjorn Sjöstrand, Stephen Mrenna, and Peter Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual ; v6.420, tune D6T. *JHEP*, 05 :026, 2006.

[15] Alioli, Simone and Nason, Paolo and Oleari, Carlo and Re, Emanuele. NLO vector-boson production matched with shower in POWHEG. *JHEP*, 07 :060, 2008.

[16] Bauer, G. and Bendavish, J. and others. Conversion Removal for Electron Fakes and Charge Misidentification. *CMS Analysis Note*, AN-09-173, 2009.

[17] J.C. Collins, Davison E. Soper, and George Sterman. Transverse momentum distribution in Drell-Yan pair and W and Z boson production. *Nuclear Physics B*, 250(1-4) :199 – 224, 1985.

[18] http ://hep.pa.msu.edu/resum.

[19] M. Segala, M. Narain, G. Kukartsev . Performance of the Missing Transverse Energy in $W \to \mu\nu$ and $Z \to \mu\mu$ Events from pp Collisions at $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$. *CMS Analysis Note*, AN-10-398, 2010.

[20] N. Akchurin, J. Damgov, S.W. Lee, E. Yazgan . CMS missing transverse energy performance in photon+X events for pp collisions at 7 TeV . *CMS Analysis Note*, AN-10-432, 2010.

[21] CMS Collaboration. Jet Performance in pp Collisions at sqrts=7 TeV. *CMS Physics Analysis Summary*, JME-10-003, 2010.

[22] CMS Collaboration. MET Performance in pp Collisions at sqrts=7 TeV. *JINST*, 6 :P06014.

Deuxième partie

La physique des dibosons

Chapitre 6

Etats finaux ZZ : de la théorie à l'expérience

- ...and that, my liege, is how we know the Earth to be banana shaped.
-This new learning amazes me, Sir Bedevere. Explain again how sheep's bladders may be employed to prevent earthquakes.

Holy Grail-The Monty Python

Ce chapitre présente un rappel du Modèle Standard en mettant l'accent sur le secteur de jauge électrofaible et particulièrement sur les couplages trilinéaires représentant les interactions entre bosons de jauge.

6.1 Modèle Standard et symétries

La physique des particules est représentée par une théorie de jauge non-abélienne, le Modèle Standard. Le Modèle Standard est une théorie effective décrivant l'ensemble des particules élémentaires et trois des quatre interactions fondamentales (interactions électromagnétique, faible et forte, la gravitation n'a pu être incluse dans un formalisme unifié). Le Modèle Standard est construit à partir du groupe de symétrie de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ où C représente la charge de couleur, L la spécificité des doublets d'isospin faible d'être de chiralité gauche (L pour *left*) et Y l'hypercharge faible.

Les constituants de la matière sont des fermions (spin demi-entier). Les fermions, leptons et quarks, forment des doublets de chiralité gauche et des singulets de chiralité droite [1] dans la représentation du groupe d'isospin faible $SU(2)_L$. Ils sont divisés en trois générations, ordonnées par leur échelle de masse. Seuls les quarks sont sensibles à l'interaction forte. L'interaction électromagnétique n'agit que sur les particules chargées et l'interaction faible agit sur l'ensemble des fermions.

Les interactions sont véhiculées par des particules de spin entier (bosons). Le photon de masse nulle [2] est le vecteur de l'interaction électromagnétique. Les trois bosons massifs responsables de la force faible sont le W^+, le W^- et le Z^0. Les gluons (au nombre de 8) sont responsables de l'interaction forte. Bien que la masse nulle des gluons rende la portée

1. Les neutrinos droits ne sont pas observés
2. La masse nulle du photon implique une portée infinie de l'interaction électromagnétique

de l'interaction forte infinie, ces bosons (ainsi que les quarks) sont confinés au sein des hadrons [1]. Il en résulte une portée effective de l'interaction forte de l'ordre de l'Angström.

Le Modèle Standard s'exprime dans un formalisme lagrangien perturbatif, souvent énoncé au premier ordre. La prise en compte des ordres plus élevés peut mener à l'apparition de divergences non-physiques dans les calculs d'amplitudes de transition. Les divergences de basse énergie (émission colinéaire de photons de très basse énergie) sont éliminées en renormalisant la théorie [2] (compensation de divergences par d'autres divergences). La renormalisation du Modèle Standard ne se réalise qu'en respectant certaines contraintes [3] (invariance de jauge $U(1)_{EM}$ par exemple).

En ne considérant que le Modèle Standard, la régulation des divergences à haute énergie est assurée par la théorie. Cependant, en supposant la présence de nouvelle physique au delà du Modèle Standard, certaines divergences apparaissent à haute énergie et il est parfois nécessaire d'introduire une échelle d'énergie maximale (*cut-off*) dans le modèle théorique à partir de laquelle les processus sont supprimés. Ce point traduit la nature effective du Modèle Standard en présence de nouvelle physique. Dans ce cas, l'échelle d'énergie typique de 1 TeV est généralement considérée comme la limite d'énergie à partir de laquelle le Modèle Standard n'est plus suffisant.

6.1.1 Symétries du Modèle Standard

La notion de symétrie, ou invariance des lois de physique par rapport à une transformation, est importante en physique car elle est liée à un principe de conservation d'une grandeur physique (A.E Noether, 1918). Ainsi, de l'invariance des lois de la physique par translation dans l'espace et dans le temps découlent les conservations de la quantité de mouvement et de l'énergie. Plusieurs définitions utiles dans ce chapitre sont rappelées ci-dessous.

Symétrie de jauge

La notion de « symétrie de jauge » reviendra souvent dans ce chapitre : lorsqu'un système physique respecte une symétrie de jauge, les équations du mouvement décrivant ce système sont invariantes localement dans le temps et l'espace sous les transformations d'un groupe de symétrie nommé « groupe de jauge ». Le Modèle Standard est une théorie de jauge et les équations du mouvement le décrivant sont invariantes sous les transformations locales des groupes de jauge associés. On peut citer en particulier l'invariance de jauge électromagnétique du Modèle Standard (symétrie du groupe de jauge $U(1)_{EM}$, impliquant la conservation de la charge électromagnétique).

Symétries exactes et approchées

Il est important de distinguer les symétries exactes des symétries approchées dans le Modèle Standard. Une symétrie exacte n'admet aucun écart au principe de conservation alors qu'en revanche une symétrie approchée est violée à un certain niveau. Par exemple, la symétrie approchée de $SU(3)_{saveur}$ [4] est moins fondamentale que l'invariance de jauge

3. De fait, t'Hooft et Veltmann ont montré qu'une théorie de Yang et Mills invariante de jauge comme le Modèle Standard est renormalisable [3].

4. La symétrie de $SU(3)_{saveur}$ n'est « exacte » que si les interactions électromagnétiques et faibles sont négligées et si la masse des quarks u, d et s sont égales.

électromagnétique qui est une symétrie exacte. Si la symétrie de $U(1)_{EM}$ était approchée, la masse du photon serait non nulle et il serait possible d'observer certains cas de non conservation de la charge électrique.

Brisure spontanée de symétrie

La densité lagrangienne du Modèle Standard est invariante sous toutes les transformations des groupes de jauge qui lui sont associés mais contient également une symétrie brisée spontanément.

Une brisure spontanée de symétrie de jauge revient à privilégier une direction dans l'espace des générateurs du groupe de jauge sans remettre en cause l'invariance de jauge de la théorie. Un exemple simple est le cas d'un matériau ferromagnétique : au dessus de la température de Curie, le matériau présente des vecteurs d'aimantation pointant dans toutes les directions. En refroidissant le matériau jusqu'à passer en dessous de la température de Curie, une direction arbitraire est choisie et la symétrie par rotation du vecteur d'aimantation est alors brisée spontanément.

Dans le Modèle Standard la brisure spontanée de symétrie électrofaible fournit la masse des bosons vecteurs de l'interaction faible. Cependant, bien que Lagrangien initial soit invariant de jauge, le Lagrangien obtenu après brisure de symétrie n'est plus invariant de jauge.

Les prochaines sections décrivent les groupes de jauge liés aux différentes interactions du Modèle Standard.

6.1.2 L'électrodynamique quantique : $U(1)_{EM}$

L'électrodynamique quantique (QED) découle de l'unification de l'électrodynamique relativiste (équations de Maxwell) et de la mécanique quantique.

Les équations de Maxwell classiques dans le vide respectent la symétrie de jauge locale associée au groupe de jauge U(1) (noté $U(1)_{EM}$). En notant $A_\mu(x)$ $(= A_\mu)$ le potentiel électromagnétique associé au champ électromagnétique, les transformations de jauge associées s'écrivent :

$$A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu \alpha(x) \tag{6.1}$$

où $\alpha(x)$ est le paramètre de transformation de jauge.
Le terme cinétique issu des équations de Maxwell et associé au champ A_μ s'écrit :

$$\mathcal{L}_{Maxwell} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad \text{avec} \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \tag{6.2}$$

L'apparition du tenseur $F^{\mu\nu}$ est nécessaire pour respecter l'invariance de jauge par les transformations (6.1).

Dans le formalisme lagrangien, les fermions sont décrits par des spineurs de Dirac notés ψ. Les fonctions d'onde associées obéissent à l'équation de Dirac et sont donc définies à une phase près. Le terme cinétique est exprimé par :

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\psi}(i\not{\partial} - m)\psi \tag{6.3}$$

Ce Lagrangien [5] est invariant sous une transformation globale $\psi \to e^{iq\alpha}\psi$. Par contre, une transformation de jauge locale appliquée sur ce même Lagrangien brise la symétrie de

5. Le terme Lagrangien désigne une densité lagrangienne, par abus de langage.

jauge U(1) :

$$\mathcal{L}'_{Dirac} = \mathcal{L}_{Dirac} - \bar{\psi}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\alpha(x)\psi \tag{6.4}$$

Il en est de même pour le terme d'interaction entre champ électromagnétique et la matière fermionique :

$$\mathcal{L}_{int} = -e\bar{\psi}\gamma_{\mu}\psi A^{\mu} \tag{6.5}$$

qui par une transformation de jauge du groupe local U(1) devient :

$$\mathcal{L}'_{int} = \mathcal{L}_{int} - e\bar{\psi}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\alpha(x)\psi \tag{6.6}$$

En remplaçant ∂_{μ} par la dérivée covariante $D_{\mu} = \partial_{\mu} - ieA_{\mu}$ dans le terme cinétique, le terme d'interaction (6.5) apparaît naturellement dans $\mathcal{L}_{Dirac}$ et le Lagrangien de QED complet devient invariant sous une transformation de jauge locale :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{QED} &= \mathcal{L}_{Dirac} + \mathcal{L}_{Maxwell} \\
&= \bar{\psi}(i\not{D} - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \\
&= \bar{\psi}(i\not{\partial} - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - e\bar{\psi}\gamma_{\mu}\psi A^{\mu}
\end{aligned} \tag{6.7}$$

L'interaction matière-rayonnement découle donc de la nature locale de la symétrie de jauge électromagnétique. On constate qu'un terme de masse pour le photon briserait la symétrie de jauge.

L'électrodynamique quantique permet donc d'exprimer dans un formalisme simple la propagation d'un champ de photon et de particules libres de spin 1/2 ainsi qu'un couplage entre un fermion chargé, un anti-fermion chargé et le photon.

6.1.3 L'interaction faible : SU(2)$_L$

L'interaction faible est responsable des désintégrations nucléaires de type β. Elle est véhiculée par trois particules massives de spin 1. Les bosons vecteurs W $^+$ et W $^-$ (de masse 80.398±0.025 GeV), respectivement de charge $+e$ et $-e$ sont responsables des courants chargés. Le boson neutre Z ^{0} (de masse 91.1876±0.0021 GeV) est responsable des courants neutres, observés par l'expérience Gargamelle en 1973. L'existence des bosons massifs W et Z fut confirmée par les expériences UA(1) et UA(2) en 1983 au CERN.
Les champs de jauge (non physiques) de l'interaction faible sont issus des générateurs du groupe de symétrie SU(2). La structure non-abélienne de ce groupe provoque l'apparition de couplages entre bosons vecteurs. Les bosons sont également couplés aux fermions et l'unification électrofaible autorise également des couplages entre bosons et photons.

L'interaction faible n'agit que sur les particules de chiralité gauche et anti-particules de chiralité droite. L'absence de neutrinos droits et le fait que les W ne se couplent qu'à des doublets de chiralité gauche amène à représenter les fermions sous forme de doublets de chiralité gauche et de singulets de chiralité droite. La symétrie SU(2) n'est alors valable que pour les doublets de fermions gauches et le groupe de symétrie est noté SU(2)$_L$. En l'absence d'unification et de brisure de symétrie électrofaible, les couplages avec les fermions droits sont inexistants.

L'interaction faible ne respecte pas certaines symétries discrètes. Premièrement, seuls les neutrinos de chiralité gauche sont impliqués dans les réactions d'interaction faible. Les symétries de parité [4] et de charge sont violées par l'interaction faible et la symétrie $\mathcal{CP}$ est également violée dans le secteur des quarks [5]. Deuxièmement, l'interaction faible ne conserve pas la symétrie de saveur : un quark interagissant par interaction faible a une probabilité non nulle de changer de saveur[6, 7] [6].

6.1.4 La chromodynamique quantique : $\mathrm{SU}(3)_C$

L'interaction forte est modélisée dans le Modèle Standard par des théories de jauge non-abéliennes de Yang et Mills [8]. La chromodynamique quantique (QCD) utilise le groupe de jauge $\mathrm{SU}(3)_C$. En QCD les quarks se voient attribuer un nouveau nombre quantique appelé couleur.

Une symétrie de jauge SU(3) locale fait intervenir huit champs de jauge G^a_ν, associés aux générateurs du groupe $\mathrm{SU}(3)_C$. Ces champs de jauge correspondent à huit bosons non massifs vecteurs de l'interaction forte, les gluons.

Ces gluons sont couplés aux quarks, seuls fermions à ressentir l'interaction forte, ainsi qu'à eux mêmes en vertu de la structure non abélienne du groupe SU(3). Le Lagrangien de QCD s'écrit comme la somme du terme de propagation des gluons et du terme de Dirac associé aux quarks :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QCD} &= \bar{\psi}(i\not{D} - m)\psi - \frac{1}{4}\mathbf{G}_{\mu\nu}\mathbf{G}^{\mu\nu} \\ & \quad D_\mu = \partial_\mu + ig_s T_a G^a_\mu\,, \quad a = 1..8 \\ \text{avec} & \quad \mathbf{G}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{G}_\nu - \partial_\nu \mathbf{G}_\mu + ig[\mathbf{G}_\mu, \mathbf{G}_\nu] \\ & \quad \mathbf{G}_\nu = G^a_\nu T_a\,, \quad a = 1..8 \end{aligned} \tag{6.8}$$

où T_a et G^a_ν représentent respectivement les générateurs de $\mathrm{SU}(3)_C$ et leurs champs de jauge associés.

6.2 Secteur électrofaible du Modèle Standard

Le secteur de jauge électrofaible du Modèle Standard résulte de l'unification des interactions électromagnétique et faible. On parle généralement d'unification électrofaible. Le secteur de Higgs est composé des termes d'interaction et des termes cinétiques liés au champ de Higgs. Ces deux secteurs forment le secteur électrofaible.

6.2.1 Unification électrofaible : $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$

Principe de l'unification électrofaible

La théorie électrofaible décrit dans un cadre unifié l'interaction électromagnétique et l'interaction faible [9]. La théorie repose sur le groupe de symétrie $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$. Il s'agit du plus simple groupe conservant les propriétés de conservation de charge électromagnétique et de violation de parité par l'interaction faible.

6. Le changement de saveur est dû à la différence entre états propres de masse et états propres de saveur qui sont liés entre eux par la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (matrice CKM).

L'unification électrofaible implique un changement de la symétrie U(1) représentant l'interaction électromagnétique. Il est impossible de garder la symétrie $U(1)_{EM}$ en différenciant les doublets de fermions de chiralité gauche des singulets droits sans briser l'invariance de jauge.

Un nouveau nombre quantique, l'isospin faible ($T = 1/2$ pour les doublets et 0 pour les singulets) est introduit et est combiné à la charge électromagnétique pour former l'hypercharge : $Y = 2(Q - T_3)$ où Q est la charge électromagnétique et T_3 la troisième composante d'isospin faible. L'utilisation de Y permet de conserver l'invariance de jauge électromagnétique en utilisant le groupe $U(1)_Y$.

L'unification électrofaible implique également l'existence du boson de jauge Z^0. Il s'agit du seul boson de jauge à être couplé aux fermions droits.

Brisure spontanée de symétrie électrofaible : Le mécanisme de Higgs

Le Lagrangien correspondant au groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ s'écrit

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &= \mathcal{L}_{matiere} + \mathcal{L}_{jauge} \\
&= \bar{\psi}_R(i\not{D} - m)\psi_R + \bar{\psi}_L(i\not{D} - m)\psi_L - \frac{1}{4}\mathbf{B}_{\mu\nu}\mathbf{B}^{\mu\nu} - \frac{1}{2}Tr(\mathbf{W}_{\mu\nu}\mathbf{W}^{\mu\nu}) \qquad (6.9)
\end{aligned}$$

$$D_\mu\psi_L = (\partial_\mu + ig\mathbf{W}_\mu - i\frac{g'}{2}Y\mathbf{B}_\mu)\psi_L,\ D_\mu\psi_R = (\partial_\mu - i\frac{g'}{2}Y\mathbf{B}_\mu)\psi_R \qquad (6.10)$$

$$\mathbf{B}_\mu = B_\mu \times \mathbb{1} \quad , \quad \mathbf{W}_\mu = \sum W^i_\mu \tau^i/2\ ,\ i = 1,2,3 \qquad (6.11)$$

avec

$$\mathbf{B}_{\mu\nu} = \partial_\mu\mathbf{B}_\nu - \partial_\nu\mathbf{B}_\mu \qquad (6.12)$$

$$\mathbf{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu\mathbf{W}_\nu - \partial_\nu\mathbf{W}_\mu + ig[\mathbf{W}_\mu, \mathbf{W}_\nu] \qquad (6.13)$$

où W^i_μ sont les champs de jauge associés à $SU(2)_L$, B_μ le champ de jauge électromagnétique de $U(1)_Y$ mais provenant de $U(1)_{EM}$ et τ_i les générateurs du groupe de jauge SU(2).

L'injection de termes de masse $-m^2W_\mu W^\mu$ dans (6.9) pour les bosons vecteurs brise l'invariance de jauge $SU(2)_L$. Les termes de masse associés aux champs physiques des bosons de jauge sont obtenus par brisure spontanée de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ par le mécanisme de Higgs.

Les grands points du mécanisme de Higgs dans un groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ sont redémontrés ci-dessous.

Le Lagrangien du secteur de Higgs s'écrit comme la somme d'un terme cinétique exprimé directement avec la dérivée covariante de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ et d'un potentiel de Higgs (paramétré par μ et λ) :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - \mu^2\phi^\dagger\phi - \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \qquad (6.14)$$

avec $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$. Cette dernière condition implique l'existence d'une infinité de potentiels nuls. Sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$ le champ ϕ de Higgs est représenté par un doublet d'isospin faible de champ scalaire complexe (soit quatre degrés de liberté supplémentaires). Sans perte de généralité, un état du vide particulier est défini par :

$$\phi_0 = \sqrt{\frac{1}{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \nu = -\frac{\mu^2}{\lambda} \qquad (6.15)$$

L'ensemble des états du vide possibles s'écrivent alors :

$$\phi_0' = \phi_0 e^{i\frac{\tau_i}{2}\theta_i + iY\mathbb{1}} \tag{6.16}$$

où τ_i sont les générateurs de $\mathrm{SU}(2)_L$, θ_i trois champs de Goldstone de masse nulle [10] et Y l'hypercharge associée au groupe $\mathrm{U}(1)_Y$. Le lien entre $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$ et $\mathrm{U}(1)_{em}$ s'écrit $Q_{EM} = T^3 + Y/2$ où T^3 est associé au groupe $\mathrm{SU}(2)_L$. Le champ ϕ_0' n'est pas invariant sous $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$, mais en imposant $Y = 1$ et à partir de l'équation (6.1) il est possible de montrer que l'invariance de ϕ_0' sous $\mathrm{U}(1)_{EM}$ est préservée. En redéfinissant le champ de Higgs comme une variation autour du minimum de potentiel, $\phi(x)$ devient :

$$\phi(x) = \frac{e^{i\tau_i\theta^i}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + h(x) \end{pmatrix} \tag{6.17}$$

où $h(x)$ est le champ scalaire réel et physique du boson de Higgs. Si la variation $h(x)$ est infinitésimale, $\phi(x)$ peut s'écrire :

$$\phi(x) \simeq \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \theta_2 + i\theta_1 \\ \nu + h(x) - i\theta_3 \end{pmatrix} \tag{6.18}$$

Une jauge particulière peut être choisie et fixée de telle sorte que les champs θ_i soient absorbés par les champs physiques de $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$ et impliquent l'apparition de termes de masse dans (6.14) (ϕ peut à présent se restreindre à ϕ_0) :

$$\left|(i\frac{g}{2}\mathbf{W}_\mu + ig'\frac{Y}{2}\mathbf{B}_\mu)\phi\right|^2 = \frac{1}{8}\left|\begin{pmatrix} gW_\mu^3 + g'B_\mu & g(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & -gW_\mu^3 + g'B_\mu \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix}\right|^2 \tag{6.19}$$

Les champs physiques chargés sont alors exprimés comme des combinaisons linéaires de champs de jauge :

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}} \tag{6.20}$$

Les états propres peuvent se réexprimer comme deux termes décorrélés représentant les champs physiques neutres issus de $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$:

$$Z_\mu = \cos\theta_w W_\mu^3 - \sin\theta_w B_\mu \tag{6.21}$$

$$A_\mu = \sin\theta_w W_\mu^3 + \cos\theta_w B_\mu \tag{6.22}$$

L'angle θ_w est appelé angle de Weinberg et représente le lien entre constantes de couplage g et g' de $\mathrm{SU}(2)_L$ et $\mathrm{U}(1)_Y$, respectivement :

$$\sin\theta_w = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \text{et} \quad e = \frac{g'g}{g^2 + g'^2} \tag{6.23}$$

L'équation (6.19) devient alors :

$$\begin{aligned} \left|(i\frac{g}{2}\mathbf{W}_\mu + ig'\frac{Y}{2}\mathbf{B}_\mu)\phi\right|^2 &= \frac{1}{8}\left|\begin{pmatrix} A_\mu\sqrt{g^2+g'^2} & gW_\mu^- \\ gW_\mu^+ & -Z_\mu\sqrt{g^2+g'^2} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix}\right|^2 \\ &= \frac{1}{2}M_Z^2 ZZ^* + \frac{1}{2}M_W^2 W^- W^+ \end{aligned} \tag{6.24}$$

avec $M_Z = \frac{1}{2}\nu\sqrt{g^2 + g'^2}$ et $M_W = \frac{1}{2}\nu g$.

La brisure de symétrie de jauge consiste donc à privilégier une direction dans l'espace d'isospin ce qui va différencier les champs neutres de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ (fig. 6.1). Le mécanisme de brisure laisse également le champ du photon A_μ non massif et donne une masse aux trois champs physiques issus de $SU(2)_L$ en absorbant les bosons de Goldstone du champ complexe de Higgs.

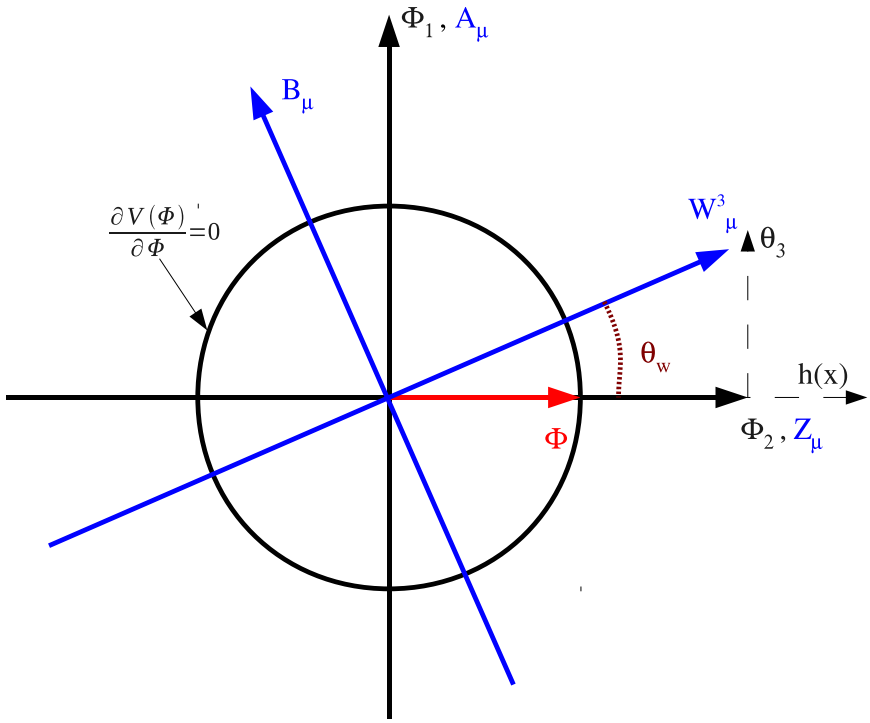


FIGURE 6.1 – *Les différents champs de jauge et champs physiques neutres dans l'espace d'isospin faible après brisure de symétrie. Le cercle représente le minimum du potentiel du champ complexe de Higgs* $\Phi = (\Phi_1, \Phi_2)$.

Le mécanisme de Higgs implique également l'apparition d'un champ massif physique, le boson de Higgs, couplé à l'ensemble des bosons de jauge massifs ainsi qu'à lui même.

Ainsi, sur les quatre degrés de libertés rajoutés par le mécanisme de Higgs, trois sont absorbés et permettent de donner une masse aux bosons vecteurs et le dernier degré de liberté est devenu le champ physique du boson de Higgs.

Les termes de masse fermioniques $-m\bar{\psi}\psi$ ne sont pas invariants sous les transformations de $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le champ de Higgs permet de résoudre ce problème en utilisant des couplages de Yukawa [10] entre le doublet de champ de Higgs et les champs fermioniques :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -G_i(\psi_{i,L}\Phi\psi_{i,R} + h.c.) \quad \text{avec} \quad i = e, \mu, \tau, u, c, b \tag{6.25}$$

Ce lagrangien est invariant de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ et génère des termes de masse avec $m_i = \frac{G_i\nu}{\sqrt{2}}$. De plus, chaque doublet de fermion gauche $\psi_{i,L}$ est couplé avec un singulet

droit $\psi_{i,R}$.

Le mécanisme de Higgs est une des solutions les plus élégantes au problème de la masse des bosons de jauge électrofaible et des fermions dans le Modèle Standard. De plus, sa présence permet de réguler les problèmes d'unitarité dans les processus de diffusion de paire de bosons W [11]. La recherche du boson de Higgs se poursuit actuellement dans les expériences auprès du Tevatron et du LHC.

6.2.2 Structure non-abélienne du secteur de jauge électrofaible

Le groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ associé au secteur électrofaible n'est pas abélien. Cette structure non-abélienne implique l'apparition d'un terme $[\mathbf{W}_\mu, \mathbf{W}_\nu]$ dans les tenseur $\mathbf{W}_{\mu\nu}$ présents dans le Lagrangien de jauge électrofaible (notations avant brisure de symétrie) :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{jauge} &= -\frac{1}{4}\mathbf{B}_{\mu\nu}\mathbf{B}^{\mu\nu} - \frac{1}{2}Tr(\mathbf{W}_{\mu\nu}\mathbf{W}^{\mu\nu}) \\ &= [\cdots] + \mathcal{L}_3 + \mathcal{L}_4 \end{aligned} \tag{6.26}$$

Le terme $[\mathbf{W}_\mu, \mathbf{W}_\nu]$ est responsable des interactions entre champs de jauge, couplages à trois champs contenus dans $\mathcal{L}_3$ et couplages à quatre champs contenus dans $\mathcal{L}_4$ [7].

Après brisure de symétrie, et en utilisant les définitions des champs physiques (équations (6.20) et (6.22)) $\mathcal{L}_3$ s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_3 &= ig\cos\theta_w[(\partial_\mu W^+_\nu - \partial_\nu W^+_\mu)W^{-\mu}Z^\nu - (\partial_\mu W^-_\nu - \partial_\nu W^-_\mu)W^{+\mu}Z^\nu] \\ &+ ie[(\partial_\mu W^+_\nu - \partial_\nu W^+_\mu)W^{-\mu}A^\nu - (\partial_\mu W^-_\nu - \partial_\nu W^-_\mu)W^{+\mu}A^\nu] \\ &- ig\cos\theta_w(\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu)W^{-\mu}W^{+\nu} \\ &- ie(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)W^{-\mu}W^{+\nu} \end{aligned} \tag{6.27}$$

Il faut remarquer que toutes les interactions à trois bosons n'apparaissent pas dans (6.27), ce qui signifie que certains ne sont pas autorisés par le Modèle Standard. En effet, seuls les couplages entre les bosons vecteurs W_μ et un boson neutre V_μ (où V_μ=Z_μ, A_μ) sont autorisés, les couplages entre bosons neutres sont interdits par la théorie. Ce point sera abordé en détail dans la dernière section de ce chapitre.

Importance de la structure non-abélienne du groupe de jauge électrofaible

Définition : Unitarité

Une théorie quantique est dite unitaire si pour tout processus de physique l'intégrale des amplitudes de transition est égale à une constante. Concrètement, cela s'exprime par une condition sur les sections efficaces de production σ :

$$\int \frac{d\sigma}{ds} ds = \text{constante} \tag{6.28}$$

où s est le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse du processus. La constante dépend du processus physique considérée. Cette condition assure principalement l'absence de divergence de la section efficace à très hautes valeurs de s.

7. Ce Lagrangien implique l'existence d'interactions entre quatre bosons de jauge.

La nature non-abélienne du secteur de jauge permet le respect de l'unitarité dans le processus de création de paire de W ($f\bar{f}' \to$ WW).

La figure 6.2 représente les trois diagrammes de Feynman existant à l'ordre dominant dans la théorie des perturbations pour la création de paire W W.

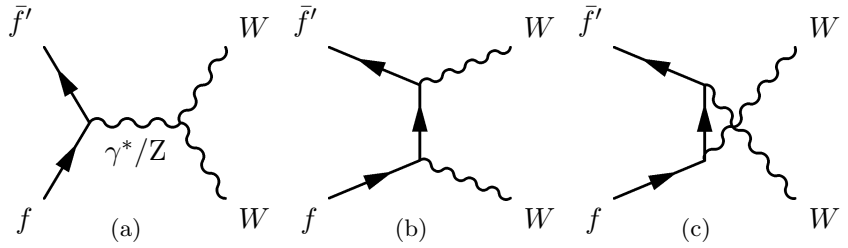


FIGURE 6.2 – *Diagrammes de Feynman à l'ordre des arbres contribuant à la création de paires de bosons* W.

Si seules étaient mises en jeu les amplitudes décrites par les diagrammes (b) et (c), la section efficace de production de paire WW serait divergente lorsque l'énergie disponible dans le centre de masse augmente. Lorsque le diagramme (a) et ses interférences destructives avec les autres diagrammes sont également prises en compte, l'unitarité est restaurée [12]. Cet effet démontré à LEP est illustré sur la figure 6.3.

La restauration de l'unitarité dans le processus de création de paire de W découle donc de la nature non-abélienne du groupe de jauge associé au secteur électrofaible.

Le secteur de jauge électrofaible après brisure de symétrie décrit bien les observations expérimentales en dessous de l'échelle d'énergie du TeV et la théorie ne présente pas de divergences non physiques. En effet, l'invariance de jauge de la théorie garantit que la théorie est renormalisable [13], la nature non abélienne de la théorie permet de restaurer l'unitarité dans les processus de création de paires de W et il est également possible de montrer que l'amplitude d'échange du boson de Higgs dans la voie s régularise le processus de diffusion élastique W^+W^- à très haute énergie [14, 15]. La force du secteur de jauge réside dans sa cohérence et sa capacité à respecter les contraintes d'unitarité et de renormalisabilité.

6.3 Couplages trilinéaires

Seuls certains couplages de jauge trilinéaires existent dans le Modèle Standard. L'étude des couplages trilinéaires de jauge est donc un test fondamental du Modèle Standard et l'analyse d'éventuelles déviations fournit des informations sur les propriétés de la nouvelle physique mise en jeu dans une théorie plus générale que le Modèle Standard.

Cette dernière section présente l'analyse détaillé des couplages trilinéaires de jauge chargés (WWV, V=Z, γ) ou neutres (VVV). Plusieurs notations et notions sont utilisées dans cette section et sont définies ci-dessous.

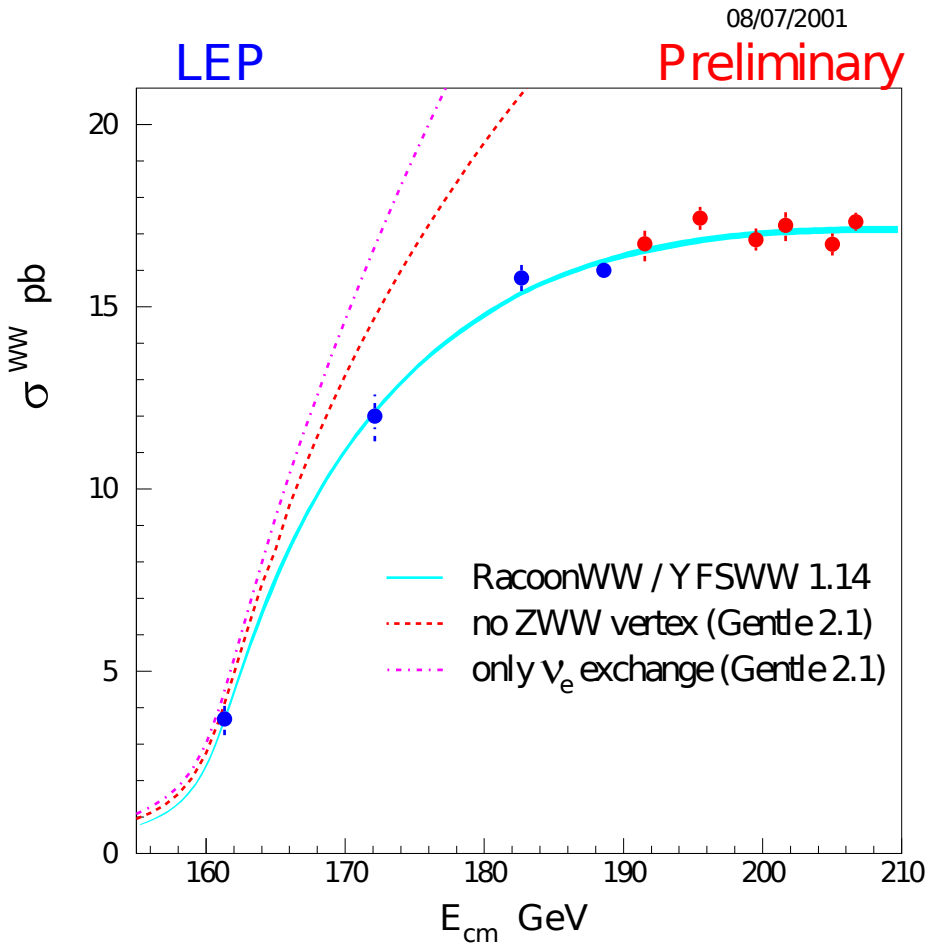


FIGURE 6.3 – *Section efficace de production* WW *en fonction de s l'énergie disponible dans le centre de masse, selon les diagrammes utilisés. La section efficace de production diverge en l'absence du couplage* WW V, $V = \mathrm{Z}, \gamma^*$. *Les données enregistrées à LEP confirment la contribution de ce couplage à l'amplitude finale.*

Champs physiques

Le champ physique V_μ représente soit le champ physique du photon A_μ ou celui du boson vecteur Z, Z_μ. Les champs associés au bosons W sont notés W_μ $(= W^+{}_\mu)$ et $W^\dagger{}_\mu$ $(= W^-{}_\mu)$.

Tenseurs

Pour un champ vectoriel quelconque U_μ, les tenseurs $U_{\mu\nu}$ et $\tilde{U}_{\mu\nu}$ sont définis par :

$$U_{\mu\nu} = \partial_\nu U_\mu - \partial_\mu U_\nu \tag{6.29}$$

$$\tilde{U}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}U^{\rho\sigma} \tag{6.30}$$

Action des symétries $\mathcal{C}$ et $\mathcal{P}$ sur un champ vectoriel U_μ

Il est possible de définir les transformations des champs vectoriels par application des opérateurs des symétries $\mathcal{C}$ et $\mathcal{P}$.

Un champ vectoriel est anti-symétrique sous l'action de $\mathcal{C}$ [16] :

$$\begin{aligned} \mathcal{C}W_\mu\mathcal{C}^{-1} &= -W_\mu^\dagger \; ; \qquad \mathcal{C}V_\mu\mathcal{C}^{-1} = -V_\mu \\ \Rightarrow \quad \mathcal{C}W_{\mu\nu}\mathcal{C}^{-1} &= -W_{\mu\nu}^\dagger = W_{\nu\mu}^\dagger \; ; \qquad \mathcal{C}V_{\mu\nu}\mathcal{C}^{-1} = -V_{\mu\nu} = V_{\nu\mu} \\ \Rightarrow \quad \mathcal{C}\tilde{W}_{\mu\nu}\mathcal{C}^{-1} &= -\tilde{W}_{\mu\nu}^\dagger = \tilde{W}_{\nu\mu}^\dagger \; ; \qquad \mathcal{C}\tilde{V}_{\mu\nu}\mathcal{C}^{-1} = -\tilde{V}_{\mu\nu} = \tilde{V}_{\nu\mu} \end{aligned} \tag{6.31}$$

L'action de $\mathcal{P}$ ($\vec{p} \to -\vec{p}$) transforme un champ vectoriel covariant en champ contravariant et réciproquement [16] :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}B_\mu\mathcal{P}^{-1} &= B^\mu \\ \Rightarrow \quad \mathcal{P}B_{\mu\nu}\mathcal{P}^{-1} &= B^{\mu\nu} \\ \Rightarrow \quad \mathcal{P}\tilde{B}_{\mu\nu}\mathcal{P}^{-1} &= -\tilde{B}^{\mu\nu} \end{aligned} \tag{6.32}$$

A partir des équations (6.32) il est également possible de montrer que pour un terme invariant de Lorentz formé par les champs vectoriels M_μ, N_ν et un tenseur $\tilde{U}_{\mu\nu}$, l'action de $\mathcal{P}$ se résume à :

$$\mathcal{P}M^\mu N^\nu \tilde{U}_{\mu\nu}\mathcal{P}^{-1} = -M_\mu N_\nu \tilde{U}^{\mu\nu} = -M^\mu N^\nu \tilde{U}_{\mu\nu} \tag{6.33}$$

Les respects des symétries $\mathcal{C}$ et $\mathcal{P}$ par les différents termes de couplages trilinéaires seront par la suite estimés à partir des équations (6.31), (6.32) et (6.33).

Dimension des opérateurs

Une dernière notion nécessite d'être introduite : la dimension des opérateurs d'un Lagrangien. Dans un système d'unités naturel avec $\bar{h} = c = 1$, le Lagrangien est intégré sur une dimension GeV^{-4} dans l'intégrale d'action [10]. Par conséquent le Lagrangien est de dimension GeV^4 et les plus « simples » opérateurs (par exemple $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$) contenus dans le Lagrangien sont de cette dimension. Il est d'usage de réduire la notion de dimension simplement à l'exposant du « GeV », soit 4 pour le Lagrangien du Modèle Standard.

Un champ de jauge est « homogène » à une énergie, alors qu'un spineur est de dimension 3/2 [10]. De plus, une dérivée ∂_μ fait apparaître une impulsion homogène à une énergie, de dimension 1 et un d'Alembertien $\Box$ une masse au carré, donc de dimension 2. Il est à présent possible de caractériser la dimension d'un opérateur dans un Lagrangien.

Pour les opérateurs de dimension plus élevés que 4, l'intégrale d'action résultante n'est pas sans dimension. C'est pourquoi ces opérateurs sont associés à une constante de couplage adimensionnée divisée par une constante homogène à une énergie (masse de boson, échelle d'énergie de nouvelle physique) portée à la puissance appropriée. Il faut également noter qu'un terme de dimension 4 ajouté dans un Lagrangien ne remettra pas en cause la renormalisabilité de la théorie. Ceci n'est pas exact pour des opérateurs de plus grande dimension [10].

6.3.1 Couplages trilinéaires chargés

On a vu que certains couplages trilinéaires chargés étaient prédits par la théorie électrofaible. Cependant, puisque le Modèle standard ne peut être qu'une théorie effective valable jusqu'à une échelle d'énergie typique de l'ordre de quelques TeV, il est raisonnable d'envisager l'existence de couplages trilinéaires supplémentaires. De tels couplages sont

dits « anomaux » et seraient la manifestation d'une nouvelle physique au-delà du Modèle standard. Pour décrire l'ensemble des couplages trilinéaires chargés, le diagramme 6.2.a est remplacé par un nouveau diagramme générique représentant une interaction effective VWW. Ce diagramme est présenté sur la figure 6.4.

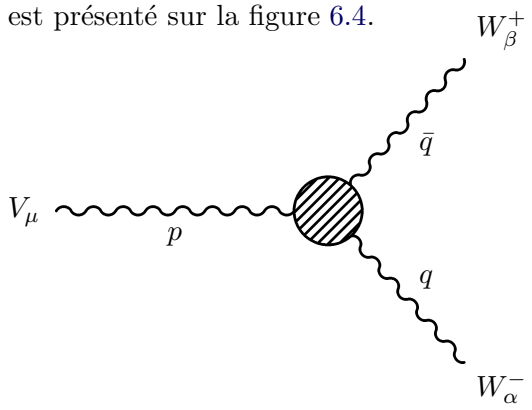


FIGURE 6.4 – *Diagramme de Feynman d'une interaction effective trilinéaire VV*WW.

Une infinité de termes anomaux peuvent être écrits dans $\mathcal{L}_3$ en dehors du Modèle Standard. Cependant, il serait difficile de lier les phénomènes physiques observés avec la plupart de ces termes et la théorie rencontrerait à la fois des problèmes importants d'unitarité et de renormalisabilité. Des contraintes raisonnables sont alors posées pour réduire le nombre de termes de couplage. Les contraintes liées aux symétries sont séparées des autres contraintes.

Contraintes liées aux symétries

- La contrainte la plus importante est le respect de l'invariance de Lorentz. Bien qu'il soit possible d'écrire des termes de couplages trilinéaires dépendant de l'espace-temps, cela conduirait à la remise en cause du principe fondamental de conservation de l'énergie et de l'impulsion. La présence de tels termes ne sera pas considérée ici.
- La symétrie de jauge électromagnétique s'appuie sur de solides fondations théoriques (l'électrodynamique quantique) et expérimentales (conservation de la charge électrique, masse nulle du photon, moments magnétique de l'électron et du muon, etc.). On impose donc aux termes de couplages anomaux le respect de la symétrie de jauge électromagnétique.

Les différences par rapport au Modèle Standard proviennent de symétries moins puissantes que celles abordées ci-dessus :

- La symétrie de jauge $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$ est moins solidement établie car brisée spontanément par le mécanisme de Higgs, elle n'est pas respectée par l'état fondamental. il est donc légitime d'envisager des couplages anomaux ne respectant pas la symétrie de jauge électrofaible.
- La symétrie discrète $\mathcal{CP}$ n'est pas respectée dans le secteur de la saveur du Modèle Standard. Bien que le secteur de jauge « standard » respecte cette symétrie, il est possible d'imaginer que tel ne soit pas le cas dans le secteur de jauge « anomal ». Les opérateurs associés aux couplages sont alors autorisés à violer $\mathcal{CP}$ ainsi que les symétries $\mathcal{C}$ et $\mathcal{P}$.

Il faut remarquer les différences conceptuelles entre les différentes symétries. Les symétries liées à la cohérence et à la renormalisabilité de la théorie et bien établies par les observations sont délicates à remettre en cause. D'autres symétries exactes dans le secteur de jauge sont violées dans d'autres secteurs et leur remise en cause dans le secteur de jauge semble plus justifiable dans le cadre d'une théorie effective.

Autres contraintes

Les bosons W sont maintenu sur leur couche de masse dans l'équation de propagation :

$$(\Box + M_W^2)W^\mu = 0 \tag{6.34}$$

Cette restriction permet de simplifier la théorie (expression et renormalisation) en éliminant des termes de grande dimension ($\geqslant 8$) correspondant à des corrections quantiques de faibles effets.

Enfin, une approximation est faite en négligeant l'importance des composantes scalaires des bosons neutres et chargés :

$$\partial_\mu V^\mu = 0, \qquad \partial_\mu W^\mu = 0 \tag{6.35}$$

Cette condition est automatique pour le photon car la divergence du champ électromagnétique doit être nulle (condition de Lorentz). Pour les bosons massifs, cette condition est valable lorsqu'on néglige la masse des fermions auxquels les bosons sont couplés [17].

Le Lagrangien le plus général possible contient tous les termes anomaux possibles respectant les conditions mentionnées ci-dessus. La première expression du couplage effectif fut exprimée par K.F.J Gaemers et G.J Gounaris en 1979 [18]. Deux autres paramétrisations furent énoncées par la suite. La paramétrisation dite de Bielefeld, Montpellier et Thessalonique [19] introduit les déviations par rapport au Modèle Standard plutôt que les valeurs des couplages anomaux. La paramétrisation de Hagiwara, Peccei et Zeppenfeld [16] présente directement les valeurs des couplages anomaux rattachés aux termes du Lagrangien effectif. Selon cette paramétrisation, utilisée par la suite, le Lagrangien le plus général de dimension 6 décrivant les couplages trilinéaires chargés s'écrit :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}/g_{WWV} \;=\; & ig_1^V[W^\dagger_{\mu\nu}W^\mu V^\nu - W^\dagger_\mu V_\nu W^{\mu\nu}] + i\kappa^V W^\dagger_\mu W_\nu V^{\mu\nu} \\
& + \frac{i\lambda^V}{M_W^2} W^\dagger_{\lambda\mu} W^\mu{}_\nu V^{\nu\lambda} - g_4^V W^\dagger_\mu W_\nu(\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) \\
& + g_5^V \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}(W^\dagger_\mu \partial_\rho W_\nu - (\partial_\rho W^\dagger_\mu)W^\nu)V_\sigma \\
& + i\tilde{\kappa}^V W^\dagger_\mu W_\nu \tilde{V}^{\mu\nu} + i\frac{\tilde{\lambda}^V}{M_W^2} W^\dagger_{\lambda\mu} W^\mu{}_\nu \tilde{V}^{\nu\lambda}
\end{aligned} \tag{6.36}$$

où $g_{WW\gamma} = -e$ et $g_{WWZ} = -e\cot\theta_w$.

Il est remarquable que seulement 7 couplages par boson neutre suffisent à décrire totalement les interactions trilinéaires de jauge « chargées » de dimension 6. En fait, deux termes supplémentaires couplés existent mais sont supprimés à partir de conditions de conservation du moment cinétique total [16, 18] : les deux bosons de l'état final ne peuvent avoir

leurs spins pointant dans la même direction. Cette condition réduit le nombre de combinaisons de polarisation possibles dans le Lagrangien et permet de supprimer directement deux couplages.

Les couplages g_i^V, κ^V, $\tilde{\kappa}^V$, λ^V et $\tilde{\lambda}^V$ sont sans dimension. Les opérateurs liés à g_4^V et g_5^V ne sont pas invariants de jauge électromagnétique pour des photons réels et par conséquent ne seront plus considérés par la suite.

Symétries discrètes $\mathcal{C}$,$\mathcal{P}$ et $\mathcal{CP}$

A partir des formules (6.31), (6.32) et (6.33) on obtient les propriétés de symétrie sous $\mathcal{C}$ $\mathcal{P}$ et $\mathcal{CP}$ des différents termes du Lagrangien (6.36). Ces propriétés sont résumées dans le tableau 6.1.

	g_1^V	κ^V	λ^V	$\tilde{\kappa}^V$	$\tilde{\lambda}^V$
$\mathcal{C}$	+	+	+	+	+
$\mathcal{CP}$	+	+	+	−	−
$\mathcal{P}$	+	+	+	−	−

TABLE 6.1 – *Propriétés du Lagrangien effectif trilinéaire chargé sous les actions des symétries discrètes $\mathcal{C}$, $\mathcal{P}$ et $\mathcal{CP}$.*

On peut identifier dans le Lagrangien les opérateurs découlant de la structure non-abélienne de $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$. Le Lagrangien du Modèle Standard est restauré pour $g_1^V = \kappa^V = 1$ et $\lambda^V = \tilde{\lambda}^V = \tilde{\kappa}^V = 0$. Les termes liés aux couplages $\tilde{\kappa}^V$ et $\tilde{\lambda}^V$ violent $\mathcal{CP}$ et ne peuvent par conséquent apparaître dans le Modèle Standard sans inclure dans le diagramme au moins trois boucles de quark. La nécessité de ces trois boucles indique également que ces couplages sont très petits en comparaison des autres termes. Enfin, la constante de couplage g_1^γ est forcément égale à 1 afin de respecter l'invariance de jauge électromagnétique.

Les constantes associées aux couplages anomaux sont liées à des propriétés physiques des bosons W. Par analogie avec l'électron dans l'équation de Schrödinger-Pauli, il est possible de montrer que les constantes de couplages de l'interaction entre le photon et le W sont directement liées à la charge et aux moments multipolaires magnétiques et électriques du boson W dans l'interaction photon-W [20, 21, 22]. Ainsi, le terme de couplage « minimal » g_1^γ définit la charge bien connue du boson W :

$$q_W = e g_1^\gamma \tag{6.37}$$

Selon la même analogie on constate que κ^γ et λ^γ contribuent au moment électrique quadripolaire et au moment magnétique dipolaire du W :

$$\mu_W = \frac{e}{2m_W}(g_1^\gamma + \kappa^\gamma + \lambda^\gamma), \qquad Q_W = -\frac{e}{M_W^2}(\kappa^\gamma - \lambda^\gamma) \tag{6.38}$$

La constante de couplage κ^γ est appelée de façon conventionnelle et historique « moment magnétique anomal du W ». Il est également possible de trouver dans la littérature les appellations de terme dipolaire pour κ^γ et de terme quadripolaire pour λ^γ, ce qui relève

d'un abus de langage dans le sens où les deux termes contribuent en même temps au moment dipolaire magnétique et au moment quadripolaire électrique.

Les constantes de couplages $\tilde{\kappa}^\gamma$ et $\tilde{\lambda}^\gamma$ contribuent quant à elles au moment électrique dipolaire d_W et au moment magnétique quadripolaire $\tilde{Q}_W$ [16] :

$$d_W = \frac{e}{2M_W}(\tilde{\kappa}^\gamma + \tilde{\lambda}^\gamma), \qquad \tilde{Q}_W = -\frac{e}{M_W^2}(\tilde{\kappa}^\gamma - \tilde{\lambda}^\gamma) \tag{6.39}$$

On remarquera que l'ensemble des couplages impliqués dans les valeurs des moments dipolaire magnétique et quadripolaire électrique respecte $\mathcal{C}$ alors que ça n'est pas le cas pour les moments quadripolaire magnétique et dipolaire électrique.

A l'ordre dominant dans la théorie des perturbations, les moments et la charge électromagnétiques sont donnés par :

$$\begin{aligned} q_W &= e \\ \mu_W &= -\frac{e}{M_W} \\ Q_W &= -\frac{e}{M_W^2} \\ \tilde{d}_W &= 0 \\ \tilde{Q}_W &= 0 \end{aligned} \tag{6.40}$$

(6.41)

La mesure des couplages anomaux chargés est donc importante car elle permet de caractériser la nature et les propriétés d'une possible nouvelle physique dans le secteur de jauge (respect ou violation des symétries discrètes $\mathcal{C}$, $\mathcal{P}$, $\mathcal{T}$ ainsi que de la symétrie de jauge $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$) mais cette mesure permet également d'accéder aux caractéristiques fondamentales du W, comme ses moments multipolaires électromagnétiques.

6.3.2 Couplages trilinéaires neutres

Contrairement aux couplages trilinéaires chargés, aucun couplage trilinéaire neutre n'est autorisé dans le Modèle Standard. Cependant, à l'instar des couplages trilinéaires chargés il est possible de construire un Lagrangien effectif au delà du Modèle Standard contenant des termes de couplage VV'V".

On impose les mêmes contraintes que pour les couplages chargés et l'invariance de Lorentz est donc requise.

Le respect de la symétrie de jauge $\mathrm{U}(1)_{EM}$ est encore plus importante que dans le cas des couplages trilinéaires chargés. En effet, l'absence de couplage $\gamma\gamma\gamma$ découle du caractère abélien de la symétrie $\mathrm{U}(1)_{EM}$.

Aucune condition particulière n'est imposée sur le respect des symétries discrètes $\mathcal{C}$, $\mathcal{P}$, $\mathcal{CP}$ ni sur le respect de la symétrie de jauge $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$.

Le maintien des bosons sur leur couche de masse est moins justifiable. Cependant il a été montré que l'influence des termes contenant des bosons hors couche de masse est faible sur la dynamique et la physique sous-jacente. Considérer des bosons sur couche de masse revient alors à négliger les termes proportionnels à

$$\frac{q^2 - M_Z^2}{s - M_Z^2} \simeq \frac{M_Z \Gamma^Z}{s - M_Z^2} \tag{6.42}$$

où s est le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse et M_Z, Γ^Z la masse et la largeur de désintégration du boson Z, respectivement. Précisons que le maintient des bosons sur couche de masse ne peut être entièrement respecté pour le couplage ZZZ, par simple condition de conservation de l'énergie : au moins un des bosons Z sera forcément hors de sa couche de masse. La perte de précision sur les valeurs des constantes de couplage est inférieure à 10^{-4} ce qui est négligeable compte-tenu la précision des mesures expérimentales [23]. Enfin, les contributions scalaires des bosons sont négligées.

Selon la paramétrisation de Hagiwara et al., le Lagrangien le plus général décrivant les couplages trilinéaires neutres s'écrit

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{VV'V''}\frac{M_Z^2}{e} &= -[f_4^\gamma(\partial_\mu F^{\mu\beta}) + f_4^Z(\partial_\mu Z^{\mu\beta})]Z_\alpha(\partial^\alpha Z_\beta) \\
&\quad +[f_5^\gamma(\partial^\sigma F_{\sigma\mu}) + f_5^Z(\partial^\sigma Z_{\sigma\mu})]\tilde{Z}^{\mu\beta}Z_\beta \\
&\quad -[h_1^\gamma(\partial^\sigma F_{\sigma\mu}) + h_1^Z(\partial^\sigma Z_{\sigma\mu})]Z_\beta F^{\mu\beta} \\
&\quad -[h_3^\gamma(\partial_\sigma F^{\sigma\rho}) + h_3^Z(\partial_\sigma Z^{\sigma\rho})]Z^\alpha \tilde{F}_{\rho\alpha} \\
&\quad -\left\{\frac{h_2^\gamma}{M_Z^2}(\partial_\alpha\partial_\beta\partial^\rho F_{\rho\mu}) + \frac{h_2^Z}{M_Z^2}\partial_\alpha\partial_\beta(\Box + M_Z^2)Z_\mu\right\}Z^\alpha F^{\mu\beta} \\
&\quad +\left\{\frac{h_4^\gamma}{2M_Z^2}(\Box\partial^\sigma F^{\rho\alpha}) + \frac{h_4^Z}{2M_Z^2}(\Box + M_Z^2)\partial^\sigma Z^{\rho\alpha}\right\}Z_\sigma \tilde{F}_{\sigma\alpha}
\end{aligned} \tag{6.43}$$

On constate l'absence de terme de dimension 4. Il est en effet impossible d'écrire un opérateur de dimension 4, quelque soit la configuration du vertex ZVV'. Premièrement, aucun opérateur Z$\gamma\gamma$ n'est invariant sous une transformation de jauge électromagnétique. Deuxièmement, les opérateurs ZZV sont invariant de jauge $\mathrm{U}(1)_{EM}$ mais les fonctions de vertex associées [8] doivent être symétrisées, en accord avec la statistique de Bose-Einstein. Un exemple simple est présenté ici.

En considérant l'opérateur invariant de jauge $\mathrm{U}(1)_{EM}$ et invariant de Lorentz $V_{\mu\nu}Z^\mu Z^\nu$ ainsi que l'espace des impulsions décrit par la figure 6.4 (en remplaçant les champs W par des champs Z), la fonction de vertex correspondante est donné par :

$$\Gamma^{\alpha\beta\mu} = \chi(p^\beta g^{\alpha\mu} - p^\alpha g^{\beta\mu}) \tag{6.44}$$

où χ est la constante de couplage associée à l'opérateur. En vertu de la statistique de Bose-Einstein il est impossible de discerner les deux bosons dans l'état final. Par conséquent, il est nécessaire de considérer également le diagramme 6.4 où les champs Z_α et Z_β sont inversés. Ceci revient à transformer la fonction $\Gamma^{\alpha\beta\mu}$ en $\Gamma^{\beta\alpha\mu}$.

La statistique de Bose-Einstein impose la sommation des deux fonctions de vertex $\Gamma^{\alpha\beta\mu}$ et $\Gamma^{\beta\alpha\mu}$ dont la résultante est nulle :

$$\Gamma^{\alpha\beta\mu} + \Gamma^{\beta\alpha\mu} = \chi\left[(p^\beta g^{\alpha\mu} - p^\alpha g^{\beta\mu}) + (p^\alpha g^{\beta\mu} - p^\beta g^{\alpha\mu})\right] = 0 \tag{6.45}$$

Ainsi l'opérateur $V_{\mu\nu}Z_\mu Z_\nu$ ne contribue pas aux amplitudes de diffusion. Par abus de langage on dit que la symétrie de Bose-Einstein n'autorise pas la présence d'opérateurs

8. Une fonction de vertex correspond à la transformée de Fourier dans l'espace des impulsions du(des) terme(s) présent(s) dans le Lagrangien

de dimension 4 dans le Lagrangien des couplages trilinéaires anomaux neutres.

Enfin, on constate que les opérateurs liés aux constantes h_2^V et h_4^V sont de dimension 8. Ces termes ne sont plus considérés par la suite.

Symétries discrètes $\mathcal{C}$,$\mathcal{P}$ et $\mathcal{CP}$

De même que pour les couplages chargés, les actions des symétries discrètes sur les couplages neutres sont étudiées et les propriétés des opérateurs sont indiquées dans le tableau 6.2.

	h_1^V	h_2^V	h_3^V	h_4^V	f_4^V	f_5^V
$\mathcal{C}$	$-$	$-$	$-$	$-$	$-$	$-$
$\mathcal{CP}$	$-$	$-$	$+$	$+$	$-$	$+$
$\mathcal{P}$	$+$	$+$	$-$	$-$	$+$	$-$

TABLE 6.2 – *Propriétés de symétries discrètes du Lagrangien effectif trilinéaire neutre.*

Il faut noter que l'ensemble des opérateurs violent la symétrie $\mathcal{C}$.

Tous les couplages neutres brisent explicitement $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$. Cependant, l'utilisation de la jauge unitaire dans le mécanisme de Higgs [9] et l'abandon de l'invariance de jauge électromagnétique permettent de faire apparaître naturellement les couplages anomaux dans la théorie [23, 24, 25]. Le prix à payer est la non-renormalisabilité de la théorie.

A partir de l'équation 6.43 et du tableau 6.2, les couplages et propriétés de ceux-ci peuvent être résumés :

- Deux couplages h_1^γ (violant $\mathcal{CP}$) et h_3^γ (conservant $\mathcal{CP}$) décrivent le vertex $Z\gamma\gamma$.
- Quatre couplages, deux conservant $\mathcal{CP}$ (h_1^Z,f_4^γ) et deux violant $\mathcal{CP}$ (h_3^Z,f_5^γ) sont rattachés à l'interaction $ZZ\gamma$.
- Seuls deux opérateurs véhiculent le couplage ZZZ dans le Lagrangien 6.43. Le couplage f_4^Z viole explicitement $\mathcal{CP}$ et f_5^Z conserve cette symétrie.

Chaque couplage est indépendant des autres. En effet, la différence des dynamiques induites par les opérateurs implique que ces opérateurs couvrent des régions cinématiques différentes [26].

Notons que la présence du facteur M_Z^2 se justifie afin d'assurer au Lagrangien la bonne dimension dans l'intégrale d'action. Cette valeur est cependant arbitraire (caractéristique de l'échelle électrofaible) et devrait être remplacée par une valeur d'énergie correspondant à une échelle d'énergie de nouvelle physique où les couplages anomaux peuvent apparaître.

6.3.3 Sources de nouvelle physique

Dans le cadre du Modèle Standard, les écarts provenant des ordres plus élevés de la théorie des perturbations (présence de boucle, etc.) par rapport aux couplages prédits sont de l'ordre de $\mathcal{O}(\alpha_{QED}/\pi)$ [18]. La mesure de valeurs plus élevées signe la présence de nouvelle physique à une échelle d'énergie $\Lambda_{NP} \gg M_{W/Z}$ dans le secteur de jauge. Une

9. Le champ ϕ du Higgs est remplacé par une matrice unitaire σ. Les champs de goldstone découlant du mécanisme de Higgs sont absorbés par les bosons de jauge électrofaible dans cette représentation.

liste non exhaustive des possibles modèles théoriques induisant des déviations par rapport au Modèle Standard dans le secteur de jauge est présentée dans cette section.

Rappelons que la masse et la composante longitudinale des bosons de jauge trouvent leur source dans le couplage à un autre secteur, celui de Higgs (ou autre selon le modèle utilisé). Il est possible que ce couplage confère aux bosons Z et W une structure complexe engendrant des couplages anomaux [27]. Il est également possible qu'une extension du Modèle Standard impose des mélanges d'états entre les bosons de jauge et d'autres bosons vecteurs. Les couplages trilinéaires s'en trouveraient également modifiés [28].

Une autre hypothèse pouvant conduire à des couplages anomaux serait que les bosons ne soient pas des particules fondamentales mais composites. A partir d'une théorie à « cutoff », il est possible de montrer que des paires de fermions formant des particules vectorielles ont le même comportement que des bosons de jauge lorsque l'interaction entre les constituants devient infiniment forte. Cependant, la théorie n'est pas renormalisable et si le Lagrangien est identique à celui du Modèle Standard à basse énergie, la masse du boson de Higgs doit être portée à l'infini [24].

En présence d'un triplet de bosons vecteurs additionnels (Z', W') associé à une symétrie locale $SU(2)_V$ et couplé aux fermions uniquement via un mélange avec les bosons de $SU(2)_L \times U(1)_Y$, il est également possible de modifier sensiblement le couplage ZWW. Ce type d'extension se heurte aux contraintes très fortes imposées par les mesures du LEP et du Tevatron sur les interactions bosons-fermions. Il est nécessaire d'imposer un angle de mélange petit entre les bosons V' et les bosons du secteur de jauge afin de ne pas modifier les observables d'interaction entre bosons de jauge et fermions. Les Z' et W' sont alors indétectables par recherche directe dans les canaux leptoniques mais contribuent aux couplages entre bosons de jauge [29].

Les diagrammes de Feynman contenant une boucle de fermions du Modèle Standard (fig. 6.5) participent naturellement aux corrections radiatives à prendre en compte dans les valeurs des couplages anomaux. Cependant, si la nature des fermions est de type « nouvelle physique » et différente pour les trois branches fermioniques internes de 6.5, alors les couplages trilinéaires peuvent être modifiés [24]. Un exemple de déviations des valeurs des couplages par rapport au Modèle Standard est illustré sur la figure 6.6.

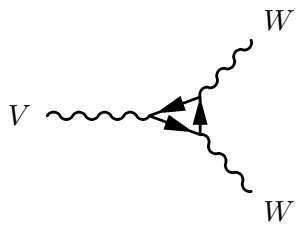


FIGURE 6.5 – *Diagramme de Feynman d'une interaction trilinéaire avec une boucle de fermions.*

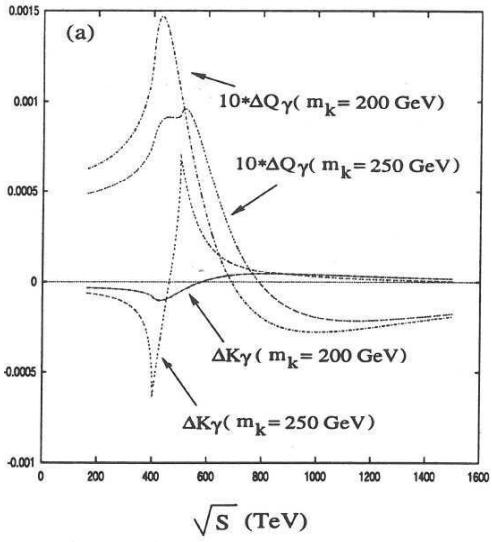


FIGURE 6.6 – *Variation par rapport au Modèle Standard des couplages* $\Delta\kappa_\gamma = 1 - \kappa_\gamma$ *et* $\Delta Q_\gamma = -2\lambda_\gamma$. *Les masses de deux des fermions associés aux lignes fermioniques de la boucle sont fixées à 200 GeV et la troisième masse varie entre 200 et 250 GeV. Cette modélisation a été calculée par E.Nuss dans [24].*

6.3.4 Couplages anomaux et unitarité

Jusqu'à présent, l'unitarité n'a pas été abordée dans la discussion. Or l'unitarité est une notion primordiale puisqu'une théorie non unitaire n'est pas physique. De fait, les couplages anomaux font apparaître des contributions proportionnelles à $\sqrt{s}$ et s [24]. Ces contributions mènent à des divergences dans les amplitudes de diffusion $f\bar{f}' \to$ VV'. F.M. Renard souligne dans [26] que généralement, pour un opérateur de dimension 6 associé à une constante de couplage χ, les amplitudes A croissent avec l'énergie comme :

$$A = \chi C s \tag{6.46}$$

où C est une constante dépendant du Lagrangien. Ainsi défini, le paramètre χ est une constante sans dimension, et l'unitarité n'est pas respectée.

Historiquement l'unitarité est restaurée dans la théorie en multipliant les constantes de couplage « nues » par des facteurs de forme de type [30]

$$f(s) = \left(1 + \frac{s}{\Lambda^2}\right)^{-n} \tag{6.47}$$

où Λ est le niveau d'énergie correspondant à de la nouvelle physique. La constante χ devient alors $\chi(s) = \chi/(1 + \frac{s}{\Lambda^2})^n$ de sorte que la contribution de l'amplitude anomale tende vers zéro pour des énergies supérieures à l'énergie de cut-off .

Au LHC, cette approche est controversée. D'une part, la formulation (6.47) des facteurs de forme est arbitraire et d'autre part, l'unitarité ne peut être violée en pratique. Pour des énergies de l'ordre de ou supérieures à l'échelle d'énergie Λ, les effets de nouvelle

physique doivent se manifester directement et de façon plus spectaculaire que ne le suggère l'évolution des facteurs de forme présentée dans (6.47) [26]. En d'autres termes, l'utilisation des facteurs de formes n'a de sens que pour des énergies $\sqrt{s} \ll \Lambda$ [31]. C'est pourquoi la collaboration CMS choisit de ne pas appliquer de facteurs de forme dans la présentation des résultats sur les couplages anomaux. La comparaison des limites de CMS avec celles obtenues au Tevatron n'est alors pas immédiate. Ce n'est pas considéré comme un problème car, en tout état de cause, les régions cinématiques sont très différentes et utiliser la même valeur du cut-off Λ n'aurait pas grand sens.

La collaboration inverse l'énoncé du problème en déterminant la gamme d'énergie limite où l'unitarité est préservée pour un jeu donné de limites sur les couplages anomaux [32]. Λ est alors simplement donné par [26]

$$\Lambda^2 = 1/\chi C \tag{6.48}$$

avec les mêmes notations que pour l'équation (6.46). On peut également prédire quelles sont les déviations attendues pour une échelle d'énergie de nouvelle physique donnée.

6.3.5 Limites actuelles sur les couplages anomaux

Les limites obtenues au LEP [33] sont indiquées dans le tableau 6.3 et celles obtenues au Tevatron [34, 35, 36, 37] dans le tableau 6.4.

couplage chargé	95% CL
$\Delta g_1^Z = 1 - g_1^Z$	$0.015^{+0.035}_{-0.032}$
$\Delta\kappa^\gamma = 1 - \kappa^\gamma$	$-0.020^{+0.078}_{-0.072}$
λ^γ	$-0.001^{+0.034}_{-0.031}$

h_i^γ	95% CL	h_i^Z	95% CL	f_i^V	95% CL
h_1^γ	$[-0.056, 0.055]$	h_1^Z	$[-0.128, 0.126]$	f_4^Z	$[-0.17, 0.19]$
h_2^γ	$[-0.045, 0.025]$	h_2^Z	$[-0.078, 0.071]$	f_4^γ	$[-0.31, 0.28]$
h_3^γ	$[-0.049, 0.008]$	h_3^Z	$[-0.197, 0.074]$	f_5^Z	$[-0.36, 0.40]$
h_4^γ	$[-0.002, 0.034]$	h_4^Z	$[-0.049, 0.124]$	f_5^γ	$[-0.36, 0.39]$

TABLE 6.3 – *Limites sur les couplages anomaux obtenues au LEP(2).*

A partir des données enregistrées en 2010, La collaboration CMS a obtenu des limites sur les couplages associés aux vertex VWW et ZγV. Ces limites sont calculées sans facteur de forme. Les valeurs obtenues sont présentées dans le tableau 6.5.

Des mesures de couplages anomaux neutres avec et sans facteurs de formes ont été réalisées par la collaboration ATLAS et présentées en 2011 à EPS-HEP [38]. Les limites sur les couplages chargés sont indiquées dans le tableau 6.6 et les limites sur les couplages neutres sont directement comparés avec les résultats du LEP et du Tevatron sur la figure 6.7.

6.3.6 Observables sensibles aux couplages anomaux

La présence de couplages anomaux conduit à une augmentation de la section efficace de production de l'état final VV considéré.

couplage chargé	95% CL
$\Delta g_1^Z = 1 - g_1^Z$	$[-0.075, 0.093]$
$\Delta\kappa^\gamma = 1 - \kappa^\gamma$	$[-0.07, 0.07]$
λ^γ	$[-0.012, 0.011]$
$\Delta\kappa^Z = 1 - \kappa^Z$	$[-0.376, 0.686]$
λ^Z	$[-0.075, 0.093]$

h_i^γ	95% CL	h_i^Z	95% CL	f_i^V	95% CL
h_1^γ	$[-0.022, 0.020]$	h_1^Z	$[-0.020, 0.021]$	f_4^Z	$[-0.28, 0.28]$
h_2^γ	$[-0.0008, 0.0008]$	h_2^Z	$[-0.0009, 0.0009]$	f_4^γ	$[-0.31, 0.29]$
h_3^γ	$[-0.022, 0.020]$	h_3^Z	$[-0.020, 0.021]$	f_5^Z	$[-0.26, 0.26]$
h_4^γ	$[-0.0008, 0.0008]$	h_4^Z	$[-0.0009, 0.0009]$	f_5^γ	$[-0.30, 0.28]$

TABLE 6.4 – *Limites sur les couplages anomaux obtenues au Tevatron avec facteurs de formes et cutoff à 1.5/2 TeV.*

couplage chargé	95% CL
$\Delta g_1^Z = 1 - g_1^Z$	$[-0.29, 0.31]$
$\Delta\kappa^\gamma = 1 - \kappa^\gamma$	$[-0.61, 0.65]$
λ^γ	$[-0.18, 0.17]$
$\Delta\kappa^Z = 1 - \kappa^Z$	N/A
λ^Z	$[-0.19, 0.19]$

h_i^γ	95% CL	h_i^Z	95% CL	f_i^V	95% CL
h_1^γ	$[-0.07, 0.07]$	h_1^Z	$[-0.05, 0.06]$	f_4^Z	N/A
h_2^γ	$[-0.0005, 0.0006]$	h_2^Z	$[-0.0005, 0.0005]$	f_4^γ	N/A
h_3^γ	$[-0.07, 0.07]$	h_3^Z	$[-0.05, 0.06]$	f_5^Z	N/A
h_4^γ	$[-0.0005, 0.0006]$	h_4^Z	$[-0.0005, 0.0005]$	f_5^γ	N/A

TABLE 6.5 – *Limites sur les couplages anomaux obtenues par CMS en 2010.*

couplage chargé	95% CL
$\Delta g_1^Z = 1 - g_1^Z$	$[-0.21, 0.30]$
$\Delta\kappa^\gamma = 1 - \kappa^\gamma$	$[-0.9, 1.2]$
λ^γ	$[-0.18, 0.18]$
$\Delta\kappa^Z = 1 - \kappa^Z$	$[-0.9, 1.2]$
λ^Z	$[-0.18, 0.18]$

TABLE 6.6 – *Limites sur les couplages anomaux chargés obtenues par ATLAS en 2010 et 2011 (cutoff à 2/3 TeV).*

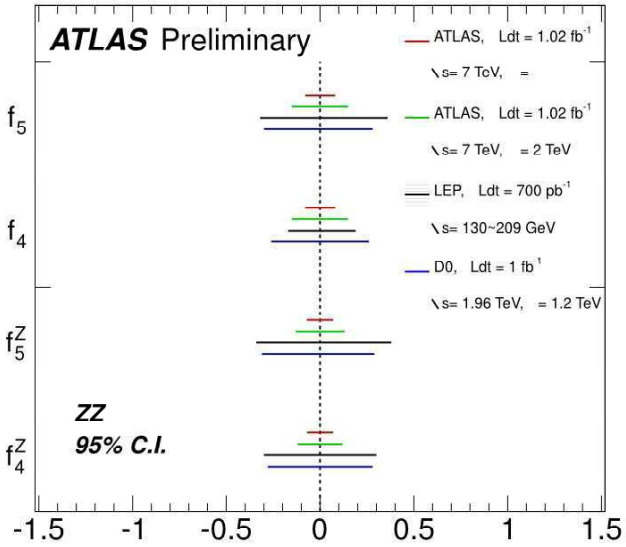


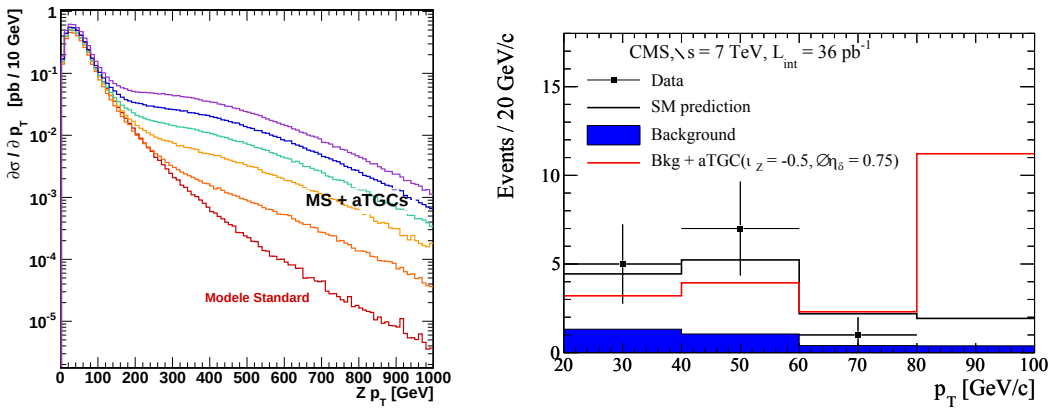
FIGURE 6.7 – *Limites sur les couplages anomaux neutres provenant de la collaboration ATLAS.*

En plus de cette augmentation globale, les spectres des sections efficaces différentielles selon certaines observables présentent des déformations importantes. Des observables physiques de plus grande sensibilité peuvent être alors définies et utilisées pour étudier les couplages anomaux [23, 30].

L'observable la plus sensible est la masse invariante du système VV ($= \sqrt{s}$) mais n'est pas toujours accessible expérimentalement, surtout lorsque des neutrinos sont présents dans l'état final. A la place, il est possible d'utiliser l'impulsion transverse d'un des deux bosons pour étudier l'évolution des couplages anomaux. En effet, comme illustré sur la figure 6.8 le spectre d'impulsion transverse présente un excès d'événements à haute impulsion transverse en présence de couplages anomaux.

L'utilisation de ce type d'observable permet d'augmenter la sensibilité des analyses aux couplages anomaux en étudiant les régions où les contributions du Modèle Standard sont faibles en comparaison des contributions de la nouvelle physique.

Les observables discriminantes utilisées par CMS en 2010 sont l'impulsion transverse du photon pour les états finaux Vγ [32] et l'impulsion transverse du lepton de plus haute impulsion transverse pour les états finaux WW [39].



(a) (b)

FIGURE 6.8 – *(a) Spectres de sections efficaces de production ZZ différentielle en fonction de l'impulsion transverse d'un des deux bosons* Z*, pour le Modèle Standard (rouge) et en présence de couplages anomaux. (b) Spectre de section efficace de production* WW *différentielle en fonction de l'impulsion transverse du lepton issu du* W*. Le Modèle Standard est indiqué en noir et une déviation par rapport au Modèle Standard en rouge.*

Bibliographie

[1] H. David Politzer. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions ? *Phys. Rev. Lett.*, 30(26) :1346–1349, Jun 1973.

[2] Steven Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19 :1264–1266, 1967.

[3] G. 't Hooft and M. Veltman. Regularization and renormalization of gauge fields. *Nuclear Physics B*, 44(1) :189 – 213, 1972.

[4] H. Postma, W.J. Huiskamp, A.R. Miedema, M.J. Steenland, H.A. Tolhoek, and C.J. Gorter. Asymmetry of the positon emission from polarized 58Co and 52Mn nuclei. *Physica*, 24(1-5) :157 – 168, 1958.

[5] R. G. Sachs. CP Violation in K Decays. *Phys. Rev. Lett.*, 13(8) :286–288, Aug 1964.

[6] M. Kobayashi and T. Maskawa. CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Progress of Theoretical Physics*, 49 :652–657, February 1973.

[7] N. Cabibbo. Unitary Symmetry and Leptonic Decays. *Physical Review Letters*, 10 :531–533, June 1963.

[8] C. N. Yang and R. L. Mills. Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance. *Physical Review*, 96 :191–195, October 1954.

[9] Steven Weinberg. Recent progress in gauge theories of the weak, electromagnetic and strong interactions. *Rev. Mod. Phys.*, 46(2) :255–277, Apr 1974.

[10] Michael E. Peskin and Dan V. Schroeder. *An Introduction To Quantum Field Theory (Frontiers in Physics)*. Westview Press, 1995.

[11] Benjamin W. Lee, C. Quigg, and H. B. Thacker. Strength of Weak Interactions at Very High Energies and the Higgs Boson Mass. *Phys. Rev. Lett.*, 38(16) :883–885, Apr 1977.

[12] Yang Min, Chen Guo Ming, Yang Hai Jun, Xiong Zhao Hua, Lü Yu Sheng, and Chen He Sheng. Measurement of the cross-section of single W boson production and the anomalous couplings in the L3 experiment. *High Energy Phys. Nucl. Phys. (Beijing)*, 24(12) :1073–80, 2000.

[13] Abdus Salam. Renormalizability of Gauge Theories. *Phys. Rev.*, 127(1) :331–334, Jul 1962.

[14] Wayne W. Repko and Casimir J. Suchyta. Unitarity Effects in $W + W-$ Elastic Scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 62(8) :859–862, Feb 1989.

[15] S. Y. Lee, John M. Rawls, and Loh-ping Yu. Renormalizability of Gauge Theories with Spontaneously Broken Discrete Symmetries. *Phys. Rev. D*, 8(12) :4479–4481, Dec 1973.

[16] K. Hagiwara, R. D. Peccei, D. Zeppenfeld, and K. Hikasa. Probing the weak boson sector in e+e—¿W+W-. *Nuclear Physics B*, 282 :253 – 307, 1987.

[17] David London. Can CP violation arise solely from the gauge sector ? *Phys. Rev. D*, 45(9) :3186–3195, May 1992.

[18] K. J. F. Gaemers and G. J. Gounaris. Polarization Amplitudes for e+ e- → W+ W- and e+ e- → Z Z. *Zeit. Phys.*, C1 :259, 1979.

[19] G. J. Gounaris and F. M. Renard. The Anomalous three boson couplings as an implication of the Higgs sector. *Z. Phys.*, C59 :133–142, 1993.

[20] Gilles Couture. Anomalous Magnetic Moment of the W Boson in Different Models. 1987. AAT-0563420.

[21] Kwang Je Kim and Yung-Su Tsai. Magnetic Dipole and Electric Quadrupole Moments of the $W \pm$ Meson. *Phys. Rev. D*, 7(12) :3710–3721, Jun 1973.

[22] Harmon Aronson. Spin-1 Electrodynamics with an Electric Quadrupole Moment. *Phys. Rev.*, 186(5) :1434–1441, Oct 1969.

[23] J. Alcaraz. On the experimental effects of the off-shell structure in anomalous neutral triple gauge vertices. *Phys. Rev.*, D65 :075020, 2002.

[24] Eric Nuss. Etude des propriétés des Bosons Vectoriels auprès des Supercollisionneurs hadroniques. *Thèse de doctorat*, 1997.

[25] G. J. Gounaris, J. Layssac, and F. M. Renard. Signatures of the anomalous Z(gamma) and Z Z production at the lepton and hadron colliders. *Phys. Rev.*, D61 :073013, 2000.

[26] Renard, F.M. La Physique des Bosons de jauge au TEVATRON et au LHC. *Ecole de Gif*, 1998.

[27] Bob Holdom. Oblique electroweak corrections and an extra gauge boson. *Phys. Lett.*, B259 :329–334, 1991.

[28] M. Bilenky, J. L. Kneur, F. M. Renard, and D. Schildknecht. Trilinear couplings among the electroweak vector bosons and their determination at LEP2. *Nuclear Physics B*, 409(1) :22 – 68, 1993.

[29] J. L. Kneur and D. Schildknecht. On electroweak theories with an extra SU(2)-v vector boson triplet. *Nucl. Phys.*, B357 :357–389, 1991.

[30] H. Aihara et al. Anomalous gauge boson interactions. 1995.

[31] Alcaraz, J. Anomalous couplings and deviations from new physics using effective theories . *Les Houches*, 2011.

[32] CMS Collaboration. Observation of W-gamma and Z-gamma final states. *CMS Physics Analysis Summary*, EWK-10-008, 2010.

[33] D. Fayolle. Anomalous couplings at LEP2. 2002.

[34] Bassler, U. Measurements of Diboson Production in pp collisions at 1.96 TeV with the D0 detector. *EPS-HEP, Grenoble*, 2011.

[35] V. M. Abazov et al. Measurement of the p - anti-p —¿ W gamma + X cross section at s**(1/2) = 1.96-TeV and WW gamma anomalous coupling limits. *Phys. Rev.*, D71 :091108, 2005.

[36] V. M. Abazov et al. Search for ZZ and Z gamma* production in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.96-TeV and limits on anomalous ZZZ and ZZ gamma* couplings. *Phys. Rev. Lett.*, 100 :131801, 2008.

[37] T. Aaltonen, B. Álvarez González, S. Amerio, et al. Limits on Anomalous Trilinear Gauge Couplings in $Z\gamma$ Events from $p\bar{p}$ Collisions at $s = 1.96TeV$. *Phys. Rev. Lett.*, 107(5) :051802, Jul 2011.

[38] Oh, A. Measurement of the WW, WZ and ZZ production cross section and TGC's in collisions at 7 TeV with the ATLAS detector. *EPS-HEP, Grenoble*, 2011.

[39] Serguei Chatrchyan et al. Measurement of WW Production and Search for the Higgs Boson in pp Collisions at sqrt(s) = 7 TeV. *Phys. Lett.*, B699 :25–47, 2011.

Chapitre 7

Recherche d'un signal ZZ avec le détecteur CMS en 2011

> - Mais ça veut dire que... si on avait pris tout droit en entrant, on serait arrivé ici directement ?
> - Bien sûr ! Mais les aventuriers ne vont jamais tout droit !
>
> Naheulbeuk

L'étude des états finaux ZZ au LHC est motivée par la mesure de la section efficace de production ZZ, la mesure des couplages de jauge trilinéaires neutres et la recherche du boson de Higgs dans le canal H $\rightarrow$ ZZ. Les processus standards de création de paire de bosons Z sont des bruits de fond pour la recherche du boson de Higgs. Ils doivent par conséquent être mesurés indépendamment.

La mesure de la section efficace de production ZZ avec le détecteur CMS est exposée dans ce dernier chapitre. L'échantillon de données utilisé correspond à (1078 ± 64) pb^{-1} de données enregistrées en 2011. Cette luminosité est estimée à partir de scans de Van-der-Meer. Le travail présenté dans les chapitres précédents contribue à la bonne compréhension des résultats présentés dans ce chapitre. Ces résultats font également l'object d'une note interne d'analyse CMS-AN-11-074 [1].

Le chapitre débute par le choix du canal à étudier et la description de la topologie du signal. La stratégie de sélection des événements de signal est ensuite détaillée. Les résultats obtenus sur la simulation et les données sont présentés. Les efficacités ainsi que les incertitudes systématiques affectant la mesure sont évaluées.

On obtient une mesure de la section efficace de production ZZ, à partir de laquelle des limites supérieures sur les constantes de couplages trilinéaires anomaux f_4^Z et f_5^Z sont extraites.

7.1 Choix du canal : ZZ $\rightarrow \ell\ell\nu\nu$

On se propose d'étudier le canal de désintégration ZZ $\rightarrow \ell\ell\nu\nu$ avec $\ell = e, \mu$. Le signal est plus difficile à extraire que dans le canal ZZ $\rightarrow 4\ell$ en raison de processus présentant une topologie similaire, mais le rapport d'embranchement de ZZ $\rightarrow \ell\ell\nu\nu$ est six fois plus élevé que celui du canal ZZ $\rightarrow 4\ell$. C'est pourquoi cette analyse fournit potentiellement des résultats compétitifs et complémentaires à une étude des états finaux à quatre leptons chargés. Le processus ZZ $\rightarrow \ell\ell\nu\nu$ a également été étudié dans les expériences CDF et D0.

La précision sur la section efficace de production ZZ s'est avérée meilleure à partir de l'état final leptons chargés + neutrinos [2, 3].

Une sélection draconienne s'avère nécessaire pour extraire le signal de bruits de fond abondants, en particulier le processus Drell-Yan, dont le taux d'événements est cinq ordre de grandeur supérieur à celui du signal. Des critères de sélection appropriés permettent de lutter efficacement contre chaque bruit de fond.

7.1.1 Topologie

Un événement ZZ $\rightarrow \ell\ell\nu\nu$ est signé par la présence de deux leptons isolés de même famille, issus de la désintégration de l'un des deux bosons Z s'accompagnant d'une énergie transverse manquante élevée associée aux deux neutrinos produits par le deuxième Z.

A l'ordre dominant (LO), les deux bosons Z sont émis dos à dos dans le plan transverse. Par conséquent, l'impulsion transverse du système formé par les deux leptons est opposée à l'énergie transverse manquante. Un événement ZZ $\rightarrow ee\nu\nu$, issu de la simulation, est illustré sur la figure 7.1.

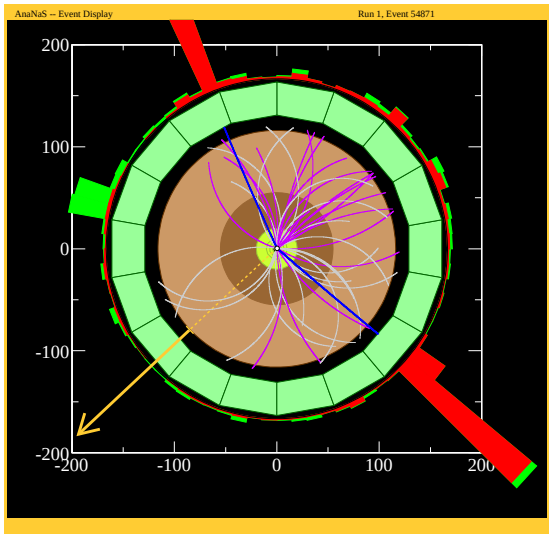


FIGURE 7.1 – *Evénement* ZZ $\rightarrow ee\nu\nu$ *simulé. La flèche jaune représente l'énergie transverse manquante et les électrons sont indiqués par les traces bleues. Les zones rouges (vertes) représentent les dépôts d'énergie électromagnétique (hadronique).*

7.1.2 Bruits de fond

De nombreux bruits de fond ont une signature similaire à celle du signal ZZ $\rightarrow \ell\ell\nu\nu$. Ces bruits de fond sont classés en deux catégories.

Les processus réductibles présentent une signature semblable à celle du signal dans le cas d'une mauvaise reconstruction de l'événement (fausse signature de lepton, énergie transverse manquante erronée). Les processus contenant des objets additionnels, tel qu'un jet, un photon ou un lepton, sont également réductibles par application d'un veto approprié. Les processus réductibles du Modèle Standard sont les processus multi-jets

QCD, W+jets, Z inclusif noté Z+jets et Drell-Yan, top ($t\bar{t}$, tW, et de moindre importance la production de top simple dans la voie s et t). Le processus WZ $\rightarrow \ell\nu\ell\ell$ est également considéré comme réductible lorsque les trois leptons sont dans l'acceptance géométrique du détecteur. La probabilité qu'un événement de bruit de fond réductible ressemble à un événement de signal dépend fortement du processus considéré. Cette probabilité est en général très faible. Cependant, dans la mesure où ces processus présentent des sections efficaces de production bien plus élevées que celle du signal, ils constituent selon les cas des sources de bruit de fond importantes.

La seconde catégorie de bruit de fond est dite irréductible. La signature d'un processus irréductible est identique à celle du signal, et aucun critère topologique ne permet de les distinguer l'une de l'autre. Dans l'état final ZZ $\rightarrow \ell\ell\nu\nu$, les deux bruits de fond irréductibles sont les processus WW $\rightarrow \ell\nu\ell\nu$ et WZ $\rightarrow \ell\nu\ell\ell$ lorsqu'un lepton est émis hors de l'acceptance géométrique et cinématique du détecteur. Comme leurs sections efficaces de production sont du même ordre de grandeur que la section efficace de production ZZ $\rightarrow \ell\ell\nu\nu$, ils ne peuvent être négligés.

7.1.3 Stratégie d'analyse

Dans un premier temps, on combat les bruits de fond réductibles de façon à les supprimer presque totalement. On estime dans un second temps la fraction des bruits de fond irréductibles dans l'échantillon final afin d'en déduire le taux de production ZZ.

L'élimination des bruits de fond réductibles s'appuie sur la présence (ou l'absence) d'un véritable candidat Z, d'énergie transverse manquante, et d'un ou plusieurs objets additionnels dans l'événement. Les caractéristiques de chaque bruit de fond sont indiquées dans la table 7.1.

bruit de fond	$\sigma_{bkg}/\sigma_{ZZ\rightarrow\ell\ell\nu\nu}$	Z ?	$\not{E}_T$?	objet additionnel ?	réducibilité
QCD	$> 10^9$	–	–	–	×
W + jets ($\ell\nu$)	132000	–	×	–	×
Z + jets ($\ell\ell$)	12300	×	–	–	×
top ($\ell\ell$)	250	–	×	×	×
W + γ ($\ell\nu$)	690	–	×	–	×
Z + γ ($\ell\ell$)	60	×	–	×	×
WW $\rightarrow \ell\nu\ell\nu$	6	–	×	–	–
WZ $\rightarrow \ell\nu\ell\ell$	2.4	×	×	×/–	×/–

TABLE 7.1 – *Caractéristiques des bruits de fond pour une recherche de signal* ZZ $\rightarrow \ell\ell\nu\nu$. *Le rapport* $\sigma_{bkg}/\sigma_{ZZ\rightarrow\ell\ell\nu\nu}$ *est un ordre de grandeur obtenu pour un canal leptonique exclusif* ($\ell = e$ *ou* μ *ou* τ) *pour des sections efficaces de production obtenues à partir des données. Ce rapport est indiqué pour la fenêtre de masse* $M_{\ell\ell} \in [60 : 120]$ *GeV pour les bruits de fond contenant un véritable boson Z. Le boson W du processus WZ se désintègre en n'importe quel canal leptonique :* $\ell = e, \mu, \tau$. *Ce même processus WZ est à la fois réductible et irréductible selon la pseudo-rapidité et l'impulsion transverse du troisième lepton.*

L'échantillon de départ (aussi noté échantillon « pré-sélectionné ») est composé d'événements contenant deux leptons de même famille et de charges opposées avec une masse invariante du système di-lepton comprise dans la fenêtre $[60-120]$ GeV. Ces leptons

doivent être isolés et identifiés avec des critères plus ou moins stricts selon la saveur des leptons.

On sélectionne les événements avec une impulsion q_T du candidat Z supérieure à 30 GeV. Cette coupure a peu d'influence sur la sélection de l'échantillon final mais permet la comparaison directe des distributions avec un échantillon de contrôle $\gamma+$jets pour estimer le niveau de bruit de fond Z + jets.

Un veto sur le nombre de jets ($E_T > 30$ GeV) est appliqué. La présence de ce veto est motivé par plusieurs raisons. La première est la réduction du niveau de bruit de fond Z + jets et top ($\mathrm{t\bar{t}}$ et t + X). La seconde, plus profonde, est la sélection d'un échantillon dans un espace de phase qui peut être raisonnablement décrit au premier ordre de la théorie des perturbations, pour lequel les corrections aux ordres supérieurs sont plus faibles que pour l'espace de phase total. Dans un tel échantillon, l'interprétation en terme de couplages anomaux d'une amplification de la production à grand q_T serait moins ambigue (cf. chapitre 6).

Les bruits de fond Drell-Yan et $\mathrm{Z}+\gamma$ sont réduits par application d'une coupure sur une variable d'énergie transverse manquante. Cette variable est construite à partir de la pf$\not{E}_T$ de type I définie au chapitre 5 et des corrections sont appliquées afin de réduire les effets de l'empilement.

A ce niveau de sélection, l'échantillon obtenu est déjà dominé par des événements WW, WZ et ZZ. Plusieurs coupures sont appliquées afin de purifier l'échantillon. La coupure de « balance » permet de sélectionner des candidats où $\not{E}_T$ et l'impulsion transverse du candidat Z sont balancées. En effet, cette balance est attendue dans le signal mais pas dans les bruits de fond. Deux coupures d'alignement supplémentaires assurent une réduction des derniers événements Z + jets présents :

- Les événements contenant un jet avec $E_T > 10$ GeV et dans la même direction de $\vec{\not{E}}_T$ sont rejetés.
- L'impulsion transverse manquante doit être dos-à-dos avec le candidat Z, soit dans un cône de 60° autour de la direction opposée à $\vec{q}_T$.

Enfin, le bruit de fond top restant est éliminé par l'application d'un veto sur les jets provenants de quarks b (veto b-tag).

Après cette sélection, l'échantillon de dibosons obtenu est pur. La composante WZ est mesurée et contrôlée à partir du troisième lepton émis par le boson W. La composante WW est directement estimée à partir d'une modélisation du spectre de masse invariante et peut être contrôlée à partir d'un échantillon indépendant $\mathrm{WW} \to e\nu\mu\nu$.

L'échantillon final est alors dominé par les événements de signal $\mathrm{ZZ} \to \ell\ell\nu\nu$ et les événements $\mathrm{WZ} \to \ell\nu\ell\ell$ lorsque le lepton provenant du W est émis hors acceptance.

7.1.4 Simulation : échantillons et caractéristiques

Les échantillons de simulation sont produits avec les générateurs Pythia, Powheg et Madgraph. On rappelle brièvement ci-dessous les caractéristiques de chaque générateur, tout en indiquant les processus concernés.

- Pythia [4] : générateur à l'ordre dominant (LO) de la théorie des perturbations. Pour les ordres supérieurs en α_s, le générateur ne simule pas correctement la radiation d'un quark ou d'un gluon dur supplémentaire dans l'état initial.
  Pythia réalise également le développement des gerbes partoniques. En 2011, la simu-

processus	$W \to \ell\nu$	$Z \to \ell^+\ell^-$	$t\bar{t}$
espace des phases ϕ_x utilisé pour la mesure	intégralité	$60 < M_{\ell\ell} < 120$ GeV	intégralité
σ (pb)	10480 ± 629	975 ± 58	173^{+39}_{-32}

processus	$Z + \gamma$	$W + \gamma$	$WW \to \ell\nu\ell\nu$
espace des phases ϕ_x utilisé pour la mesure	$M_{\ell\ell} > 50$ GeV, $E_T(\gamma) < 10$ GeV $\Delta R(l,\gamma) < 0.7$	$E_T(\gamma) < 10$ GeV $\Delta R(l,\gamma) < 0.7$	intégralité
σ (pb)	9.4 ± 1.3	56.3 ± 7.3	0.479 ± 0.19

TABLE 7.2 – *Sections efficaces de production obtenues à partir des données.*

lation de CMS des processus à deux bosons dans l'état final n'est possible qu'à partir de Pythia. Par conséquent, l'ensemble des échantillons de dibosons sont générés au LO.

- Powheg [5] : générateur à l'ordre suivant l'ordre dominant en α_s (NLO). Une interface avec Pythia permet de réaliser le développement des gerbes hadroniques. L'ensemble des échantillons $Z \to \ell\ell + X$ sont produits par le générateur Powheg.
- Madgraph [6] : générateur permettant de créer des échantillons à divers ordres en α_s. Plusieurs radiations QCD dures peuvent alors être émises dans l'état final. Pythia est également interfacé avec Madgraph pour le développement des jets. Les processus $W +$ jets et l'ensemble des processus top sont générés à partir de Madgraph.

L'empilement est présent dans la simulation mais ne correspond pas aux conditions de luminosité instantanée de 2011. Une pondération des événements est effectuée pour que l'empilement de la simulation corresponde à celui des données. Les poids sont calculés à partir du nombre de vertex primaires de bonne qualité [1] présents dans l'événement.

La normalisation des événements simulés est effectuée à partir des sections efficaces de production mesurées par CMS en 2010/2011. L'ensemble de ces sections efficaces sont disponibles dans [7, 8, 9, 10] et sont cataloguées dans le tableau 7.2. Les espaces des phases ϕ_x (fenêtre de masse invariante, seuil appliqué sur l'énergie transverse des leptons lors de la mesure, etc...) utilisés pour ces analyses sont également indiqués.

Les différences entre les espaces des phases de génération lors de la simulation et ceux utilisés pour la mesure des sections efficaces à partir des données sont prises en compte par l'utilisation du rapport entre section efficace mesurée et prédiction théorique :

$$\sigma_d^{\phi_x} = \sigma_t^{\phi_x} \frac{\sigma_{2010}^{\phi_{mes}}}{\sigma_t^{\phi_{mes}}} \tag{7.1}$$

où $\sigma_d^{\phi_x}$ et $\sigma_t^{\phi_x}$ sont les sections efficaces utilisées pour la normalisation de l'échantillon dans l'espace des phases ϕ_x et prédite pour l'espace des phases ϕ_x, respectivement. $\sigma_{2010}^{\phi_{mes}}$ correspond à la section efficace mesurée en 2010/2011 avec l'espace des phases utilisé pour

1. La définition d'un vertex de bonne qualité sera donnée dans la section 7.4.

la mesure ϕ_{mes}. On note $\sigma_t^{\phi_{mes}}$ la section efficace prédite pour l'espace des phases ϕ_{mes}.

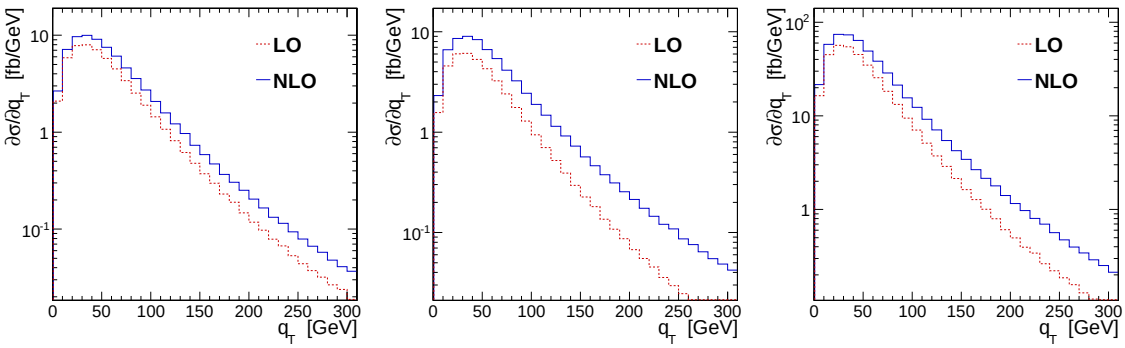
Seules les sections efficaces de certains processus top (tW, simple top dans la voie s et t) n'ont pas été mesurées en 2010 ou 2011. Ces échantillons sont alors normalisés aux prédictions théoriques, obtenues à partir des outils de simulation MCFM [11] ou FEWZ [12].

Pour les processus générés à l'ordre dominant, la normalisation à l'ordre suivant dans la théorie des perturbations (NLO) est réalisée en pondérant les événements simulés par un facteur K qui peut être global ou différentiel :

$$K(O) = \frac{\partial \sigma_{NLO}}{\partial O} \times \left(\frac{\partial \sigma_{LO}}{\partial O} \right)^{-1} \tag{7.2}$$

où O est une observable pertinente.

L'échantillon ZZ $\rightarrow \ell\ell\nu\nu$ simulé est normalisé au NLO avec l'utilisation de la section efficace différentielle $\partial\sigma/\partial q_T$, où q_T est l'impulsion transverse du boson Z $\rightarrow \ell^+\ell^-$. Le facteur $K(q_T)$ est calculé à partir du rapport des deux spectres $\partial\sigma_i/\partial q_T$ avec i =LO,NLO. Ces spectres sont obtenus à partir de MCFM et sont illustrés sur la figure 7.2. Le même processus de normalisation est appliqué sur les échantillons WW $\rightarrow \ell\nu\ell\nu$ et WZ $\rightarrow \ell\nu\ell\ell$ à partir de l'impulsion transverse du W$^+$ et du Z, respectivement.



(a) (b) (c)

FIGURE 7.2 – *Spectres de section efficace de production différentielle pour des événements (a)* ZZ $\rightarrow \ell\ell\nu\nu$ *(b)* WZ $\rightarrow \ell\nu\ell\ell$ *(c)* WW $\rightarrow \ell\nu\ell\nu$*, en fonction de* q_T*.*

Après application du veto jet, le spectre d'impulsion transverse NLO est modifié et se rapproche du spectre LO. Le facteur K est recalculé après application du même veto jet au niveau génération dans le spectre NLO. La figure 7.3 illustre les effets du veto jet sur le facteur K NLO/LO pour différents seuils de veto jet. Pour un seuil à 30 GeV, le facteur K est proche de 1 jusqu'à $q_T = 200$ GeV et montre bien que le veto jet ramène la section efficace à celle correspondant à l'ordre dominant.

Les échantillons utilisés et leurs caractéristiques sont catalogués dans le tableau 7.3.

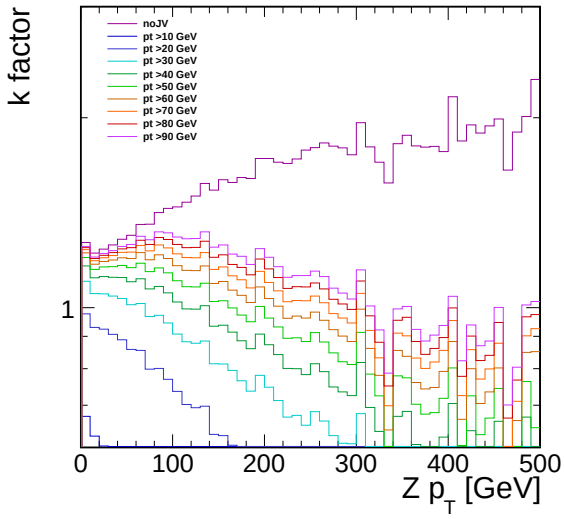


FIGURE 7.3 – *Facteurs K différentiels en fonction de l'impulsion transverse du boson Z, pour différentes valeurs de seuil du veto jet. La courbe de facteur K en l'absence de veto est la plus haute dans le graphe. La courbe correspondant au seuil appliqué dans cette analyse est la troisième en partant du bas (courbe bleu clair).*

processus	ϕ_x	ordre	générateur	$\sigma^{\phi_x}_{MC}$ (pb)	$\sigma^{\phi_x}_{data}$ ($\sigma^{\phi_x}_{th}$) (pb)	$\mathcal{L}dt$
$Z \to \ell^+\ell^-$	$M_{\ell\ell} > 20$	NLO	Powheg	1614	1579	1257
$W \to \ell\nu$	-	NLO	Madgraph	10438	10430	484
QCD	-	LO	Pythia	6.10^6	- (-)	19
$t\bar{t}$	-	NLO	Madgraph	121	173	6738
tW	-	NLO	Madgraph	10.6	(10.6)	46694
simple t, voie s	-	NLO	Madgraph	0.99	(4.6)	107601
simple t, voie t	-	NLO	Madgraph	21	(64.6)	46694
$V+\gamma$, $V = Z, W$	$p_T(\ell) > 10$ GeV $E_T(\gamma) > 10$ GeV $M_{\ell\ell} > 10$ GeV $\Delta R(\ell,\gamma) > 0.3$	NLO	Madgraph	58	64	5740
$WW \to \ell\nu\ell\nu$	-	LO	Pythia	0.322	0.479	39104
$WZ \to \ell\nu\ell\ell$	-	LO	Pythia	0.113	(0.201)	323529
$ZZ \to \ell\ell\nu\nu$	-	LO	Pythia	0.064	(0.079)	736456

TABLE 7.3 – *Caractéristiques des échantillons utilisés. Si la section efficace n'a pas été mesurée en 2010/2011, la prédiction théorique est affichée entre parenthèses, au niveau de génération NLO. La luminosité intégrée indique la statistique de simulation équivalente.*

7.1.5 Quid des événements ZZ $\rightarrow \tau\tau\nu\nu$?

Les états finaux ZZ $\rightarrow \tau\tau\nu\nu \rightarrow 2e4\nu$ ou ZZ $\rightarrow \tau\tau\nu\nu \rightarrow 2\mu4\nu$ peuvent potentiellement apparaître dans la sélection ZZ $\rightarrow \ell\ell\nu\nu$ et devraient être pris en compte dans la mesure de la section efficace ZZ. Nous verrons dans ce chapitre que la sélection appliquée pour l'extraction du signal est contraignante sur la masse invariante du système di-lepton et sur l'énergie transverse manquante. La sélection réduit alors drastiquement la présence de bosons Z se désintégrant en τ, eux même se désintégrant en muons ou électrons.

Après application de l'ensemble de la sélection, la sélection d'événements simulés ZZ $\rightarrow \tau\tau\nu\nu \rightarrow 2e4\nu$ ou ZZ $\rightarrow \tau\tau\nu\nu \rightarrow 2\mu4\nu$ se résume à 0.1% du nombre d'événements ZZ $\rightarrow \ell\ell\nu\nu$ obtenus dans l'échantillon final. Cette contribution est considérée comme négligeable. Le rapport d'embranchement du Z dans le canal $\tau\tau$ n'est donc pas considéré dans la mesure de la section efficace de production ZZ $\rightarrow \ell\ell\nu\nu$ réalisée à partir des données acquises dans les canaux électronique et muonique.

7.1.6 Sélection des données

L'analyse est réalisée avec les données enregistrées pendant le premier semestre de 2011, soit $\int \mathcal{L}dt = (1078 \pm 64)$ pb^{-1}.

Pour assurer la bonne qualité des données de collisions, plusieurs critères doivent être respectés. Seules les données enregistrées lorsque l'ensemble du détecteur CMS était opérationnel sont utilisées. Des filtres sont appliqués afin de rejeter les événements provenant de protons interagissant avec des atomes de gaz ou avec le tube du faisceau et les événements provenant de rayons cosmiques.

Il est également demandé à ce qu'il y ait au moins un vertex de bonne qualité reconstruit dans l'événement. Un vertex de bonne qualité est défini comme un vertex identifié comme un vertex bien identifié [13], contraint sur sa position ($|d_0| \leq 2$ cm et $|z_0| \leq 24$ cm) et reconstruit à partir d'au moins 4 traces.

Les données utilisées dans l'analyse sont sélectionnées à partir de filtres de déclenchement « double lepton ». Ces filtres ne subissent aucune pondération du taux de déclenchement.

Les seuils de sélection sur l'énergie transverse des leptons sont de 15 et 8 GeV pour les deux électrons et 6 à 9 GeV pour les deux muons. Des critères lâches d'identification et d'isolation sont également appliqués lors de la sélection des électrons [14].

7.2 Acceptance du détecteur

7.2.1 Définition

L'acceptance du détecteur correspond à la probabilité qu'un événement de signal soit potentiellement observé dans le détecteur, avant même la reconstruction de l'événement. Ceci correspond à la probabilité que des leptons parviennent dans la région fiducielle du sous-détecteur associé avec un certain seuil en impulsion transverse à partir duquel les

leptons sont reconstruits à coup sûr.

Les notations suivantes sont utilisées lors du calcul de l'acceptance. Les processus dibosons sont notés V_1V_2 avec $V_1 = Z \to \ell_1\ell_2$ et $V_2 = Z \to \nu_1\nu_2$ ou $V_2 = W \to \ell_3\nu_1$. Le processus WW est légèrement différent puisqu'aucun véritable Z n'existe dans l'événement. Les bosons $V_{1,2}$ sont alors définis comme des bosons fictifs $V_1 = \ell_1 + \ell_2$ et $V_2 = \nu_1 + \nu_2$.

L'acceptance est alors définie par le rapport entre le nombre d'événements respectant les conditions suivantes

- ℓ_1 et ℓ_2 sont dans la région fiducielle du sous détecteur associé ($|\eta| < 2.5$ pour les électrons et $|\eta| < 2.4$ pour les muons)
- ℓ_1 et ℓ_2 doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 20 GeV.

et le nombre d'événements où la masse invariante de $V_{1,2} = (\ell_1, \ell_2)$ est comprise dans la fenêtre [60-120] GeV.

Pour le processus WZ, le dénominateur correspond à l'ensemble des événements capables de reconstruire un candidat Z à partir de deux leptons de même famille (e, μ) compris avec une masse invariante comprise dans la fenêtre [60-120] GeV. Ceci peut donc inclure des événements où un des leptons du Z est hors acceptance du détecteur et où un candidat Z est formé par le lepton restant du Z et celui du W.

Les acceptances (calculées à partir des échantillons Pythia) des processus ZZ et WZ sont indiquées dans le tableau 7.4. Les événements sont pondérés par le facteur K dynamique sans veto jet.

acceptance di-lepton	WZ/ZZ	
	$Z \to e^+e^-$	$Z \to \mu^+\mu^-$
ZZ $(A \times \varepsilon)_{\ell\ell}$	$(39.6 \pm 0.3)\%$	$(58.2 \pm 0.2)\%$
WZ $(A \times \varepsilon)_{\ell\ell}$	$(36.7 \pm 0.2)\%$	$(53.3 \pm 0.2)\%$

Table 7.4 – *Acceptance du système di-lepton pour les processus* WZ *et* ZZ *pour les canaux électroniques et muoniques.*

7.2.2 Incertitudes provenant des PDFs

L'acceptance est corrélée avec les fonctions de densité de partons (PDF). Les valeurs centrales des acceptances sont obtenues à partir de l'échantillon de simulation Pythia et du jeu de PDF CT10 fourni par la collaboration CTEQ [15].

Les erreurs sur l'acceptance provenant des PDF sont calculées à partir d'un jeu de PDF MSTW [16]. La différence de valeur centrale entre les deux jeux est estimée à 0.5%. L'incertitude sur l'acceptance due aux incertitudes sur les PDFs est calculée à partir de la variation de ces PDFs dans un intervalle de confiance de 90% [2]. Les PDFs utilisées ont été calculées à l'ordre dominant de la théorie des perturbations.

2. Le jeu de PDF utilisé est MSTW2008lo90cl.LHgrid.

7.3 Sélection des candidats di-lepton

La sélection des candidats Z est la première étape importante du schéma d'analyse. Cette sélection est présentée en détail dans cette section.

7.3.1 Sélection des candidats $\mathrm{Z} \to e^+e^-$

Afin de limiter la contamination due aux processus QCD, W + jets et W + γ, on doit sélectionner les électrons selon certains critères de qualité. Le candidat Z doit être reconstruit à partir d'électrons ayant une impulsion transverse p_T supérieure à 20 GeV et déposant leurs énergies dans le volume fiduciel du ECAL, défini par $|\eta| < 2.5$ avec un veto sur la région de transition EB-EE $1.44 < |\eta| < 1.56$.

Les deux électrons doivent être également identifiés et isolés afin de rejeter les faux électrons. Les variables d'identification sont les mêmes que celles définies dans le chapitre 2 mais les valeurs des coupures ont légèrement changé afin de prendre en compte les faibles effets de l'empilement sur l'identification. Les nouveaux points de fonctionnement sont indiqués dans le tableau 7.5 [17].

	$\sigma_{i\eta i\eta}$	$\lvert\Delta\eta\rvert$	$\lvert\Delta\varphi\rvert$	H/E
EB strict (*tight*)	0.01	0.004	0.06	0.04
EE strict (*tight*)	0.03	0.007	0.03	0.15
EB lâche (*loose*)	0.01	0.007	0.8	0.12
EE lâche (*loose*)	0.03	0.009	0.7	0.15
pour la mesure du taux de faux leptons				
EB très lâche (*very loose*)	0.01	0.007	0.8	0.15
EE très lâche (*very loose*)	0.03	0.01	0.7	0.15

TABLE 7.5 – Critères d'identification des électrons en 2011.

Compte tenu de l'importance des effets de l'empilement sur les variables d'isolation, une nouvelle variable d'isolation combinée et corrigée est utilisée. La variable est définie par :

$$\Sigma_{\mathrm{iso}} = \mathrm{trackIso} + \mathrm{ecalIso} + \mathrm{hcalIso} - \rho_{\mathrm{FJ}} \times \mathcal{A} \tag{7.3}$$

où les variables d'isolations relatives trackIso, ecalIso et hcalIso sont celles définies dans le chapitre 2. Le dernier terme permet de corriger le niveau d'isolation en retranchant la contribution due à l'empilement. La densité d'énergie ρ_{FJ} est une mesure de l'activité de l'empilement réalisée à partir d'une reconstruction rapide des jets dans l'événement [18, 19, 20]. L'aire effective $\mathcal{A}$ est calculée à partir d'un échantillon Drell-Yan obtenu dans les données de collision et est ajustée afin que les valeurs de Σ_{iso} soient uniformes quelque soit le nombre d'événements d'empilement. Ainsi, $\mathcal{A}$ est définie comme le rapport entre la pente de la loi $\rho_{\mathrm{FJ}}(n)$ et la pente de $\Sigma_{\mathrm{iso}}(n)$ où n est le nombre de vertex de bonne qualité reconstruits dans l'événement (fig. 7.4). Les points de fonctionnement pour l'isolation sont définis dans le tableau 7.6.

Les deux électrons doivent satisfaire aux critères d'isolation et d'identification *tight*.

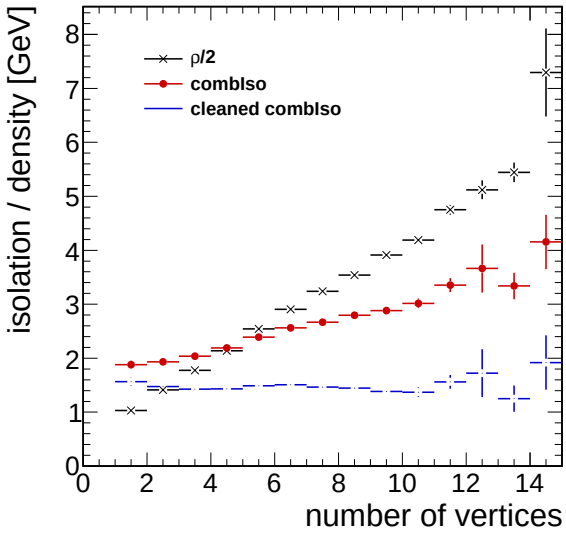


FIGURE 7.4 – *Variable d'isolation en fonction du nombre de vertex de bonne qualité reconstruit dans l'événement. Les points noirs indiquent la courbe $\rho_{\mathrm{FJ}}(n)$. L'isolation combinée avant correction est indiquée en rouge et après correction, en bleu.*

	Σ_{iso}(GeV)
EB strict (*tight*)	0.07
EB lâche (*loose*)	0.15
EE strict (*tight*)	0.06
EE lâche (*loose*)	0.10
pour la mesure du taux de faux leptons	
EB très lâche (*very loose*)	0.20
EE très lâche (*very loose*)	0.15

TABLE 7.6 – *Critères d'isolation des électrons en 2011*

Afin de limiter la présence d'électrons provenant de photons convertis, il est demandé à ce que la trace Gsf associée à l'électron n'ait pas de coup manquant dans les pixels lorsqu'un coup est attendu par l'algorithme de reconstruction Gsf [21]. Par défaut la réjection des photons convertis n'est pas appliquée. On vérifie à la fin de la sélection que cette coupure ne rejette aucun événement dans l'échantillon final obtenu.

7.3.2 Sélection des candidats $\mathrm{Z} \to \mu^+\mu^-$

L'identification des muons correspond à celle employée pour la mesure de la section efficace de production Z inclusive [7].

Les candidats muons sont sélectionnés si leurs impulsions transverses sont supérieures à 20 GeV et s'ils sont contenus dans la région fiducielle des chambres à muons $|\eta| < 2.4$.

L'identification des muons est principalement fondée sur la qualité de la trace associée au muon :

- paramètre d'impact de la trace associée au muon par rapport au vertex primaire $\Delta xy < 0.2$
- bonne qualité de la modélisation de la trace associée au muon ($\chi^2/N_{dof} < 10$)
- un coup valide dans les couches de pixels du trajectographe
- deux coups identifiés dans les chambres à muons
- un coup valide dans les chambres à muons
- dix coups dans l'ensemble du détecteur (trajectographe, chambres à muons et calorimètre)

Il est également nécessaire que le muon soit identifié comme muon *global* (`muidGlobalMuonPromptTight`) et comme muon *tracker* (`muidTrackerMuonArbitrated`).

Un seul muon *tight* est requis dans l'événement. Le second muon se contente d'être *loose* et doit simplement être identifié comme muon *global* et muon *tracker*. De plus, aucune coupure d'isolation n'est appliquée sur les muons. Ces trois derniers points sont motivés par l'absence de faux muons dans les échantillons de bruit de fond QCD.

7.4 Traitement de l'énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante est la seule observable permettant de discriminer les événements Drell-Yan du signal.

Avec un détecteur parfait, une coupure stricte sur $\not{E}_T$ éliminerait complètement la contamination Drell-Yan.

Cependant, comme montré au chapitre 5, en l'absence de véritables neutrinos $\vec{\not{E}}_T$ est extrêmement sensible au bruit du détecteur, aux mauvaises mesures ou reconstruction d'objets de haute énergie transverse, aux fluctuations d'énergie et surtout à l'empilement [3].

En 2011, les conditions de luminosité dégradent énormément la résolution de $\vec{\not{E}}_T$ et l'efficacité de sélection du signal diminue avec l'augmentation de la luminosité instantanée,

3. On rappelle que la résolution est dégradée de 3.5 GeV en quadrature par événement d'empilement dans des événements Z inclusif.

pour un niveau de réjection fixe du bruit de fond Drell-Yan. Un traitement de l'énergie transverse manquante a été développée pour minimiser les effets de l'empilement.

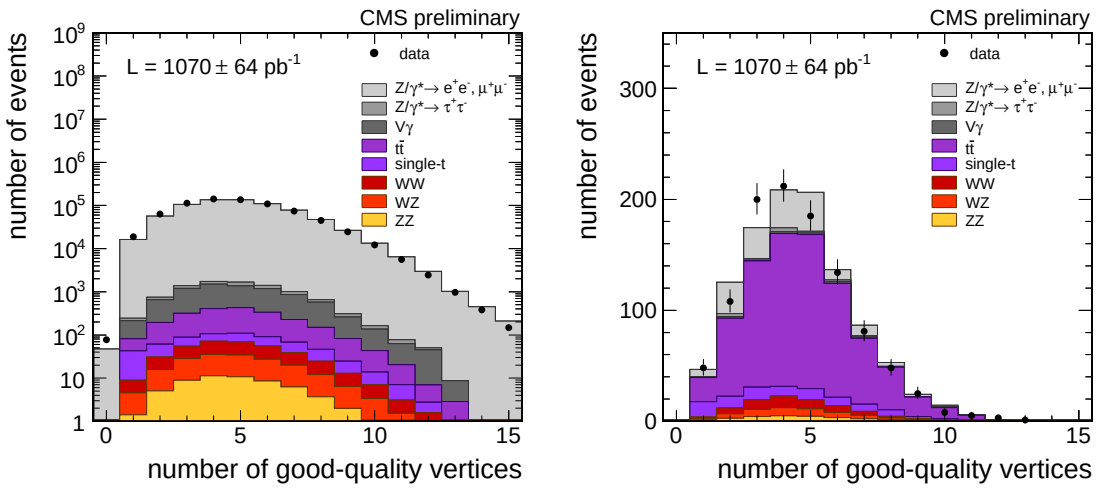
Une correction globale est ensuite appliquée pour éliminer complètement les effets de l'empilement et éliminer la différence de résolution entre simulation et données dans l'échantillon Drell-Yan.

7.4.1 Empilement

Comme dans le chapitre 5, le niveau d'empilement est estimé à partir du nombre de vertex primaires de bonne qualité reconstruits dans l'événement, sans compter le vertex principal de l'événement.

On rappelle que le schéma de luminosité de la simulation n'est pas identique aux conditions de luminosité du LHC en 2011. Une pondération des événements simulés réalisée à partir du nombre de vertex reconstruits est effectuée afin d'obtenir des spectres d'énergie transverse comparables.

Les distributions du nombre de vertex dans un événement sont illustrées sur la figure 7.5 pour l'échantillon pré-sélectionné (juste un candidat Z) et après coupure sur l'énergie transverse manquante, veto jet et coupure sur q_T.



(a) (b)

FIGURE 7.5 – *Distribution du nombre de vertex de bonne qualité dans un événement en 2011 (a) après sélection d'un candidat di-lepton (b) après coupure sur l'énergie transverse manquante, l'impulsion transverse du* Z *et après le veto jet.*

Les traces sont associées aux vertex en utilisant le paramètre d'impact en trois dimensions. Le vertex principal (vertex HS) est défini comme celui avec lequel les deux leptons sont associés. Les événements où les deux leptons ne sont pas associés au même vertex sont rejetés [4]. Les autres vertex sont appelés vertex « additionnels ».

4. Très peu d'événements ($> 0.01\%$) ne survivent pas à ce critère.

7.4.2 Jets

Les jets sont reconstruits à partir de la méthode du flux de particules décrit dans le chapitre 1. L'algorithme de regroupement utilisé est l'« anti-k_t » [22] et la taille de cône est $R = 0.5$. L'ensemble des corrections d'énergie disponibles [23, 24, 25] pour les jets (offset, réponse des calorimètres et échelle d'énergie) sont appliquées.

Les jets considérés dans le traitement de l'énergie transverse manquante doivent déposer leur énergie dans l'acceptance des calorimètres ($|\eta| < 5$) et doivent avoir une énergie transverse manquante corrigée plus grande que 10 GeV. Les jets associés à un candidat lepton à partir de la sélection $\Delta R < 0.2$ et $p_T^{\ell} < p_T^{\text{jet}} < 1.5 \times p_T^{\ell}$ ne sont pas considérés comme des jets.

7.4.3 Energie transverse manquante de base

L'énergie transverse manquante de base utilisée dans cette analyse est la pf$\not\!\!E_T$ de type I décrite dans le chapitre 5 et elle est simplement noté $\not\!\!E_T$ dans ce chapitre.

Les effets de l'empilement sur l'énergie transverse manquante en 2011 sont illustrés sur la figure 7.6.

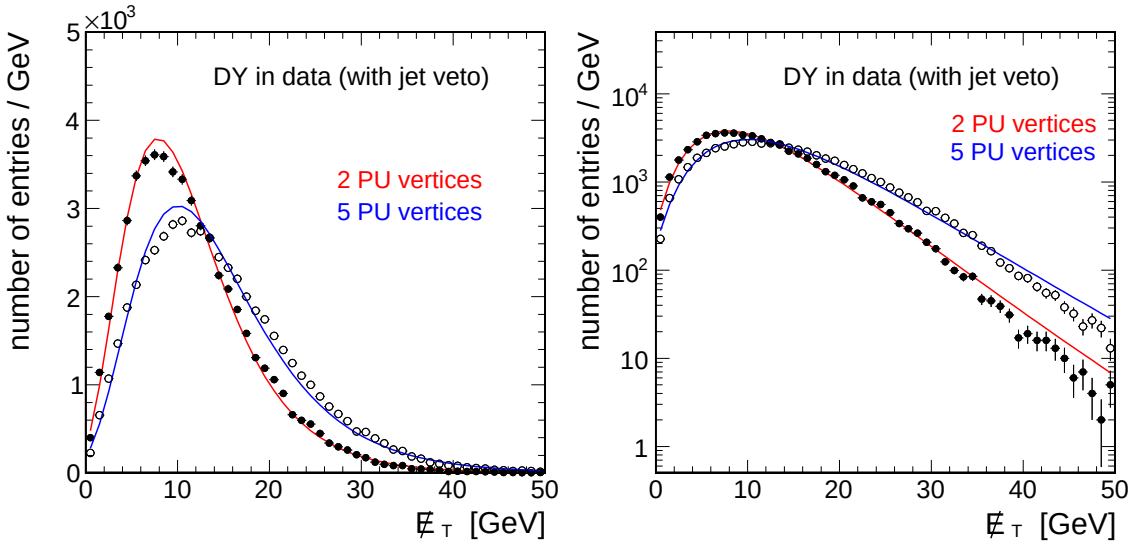
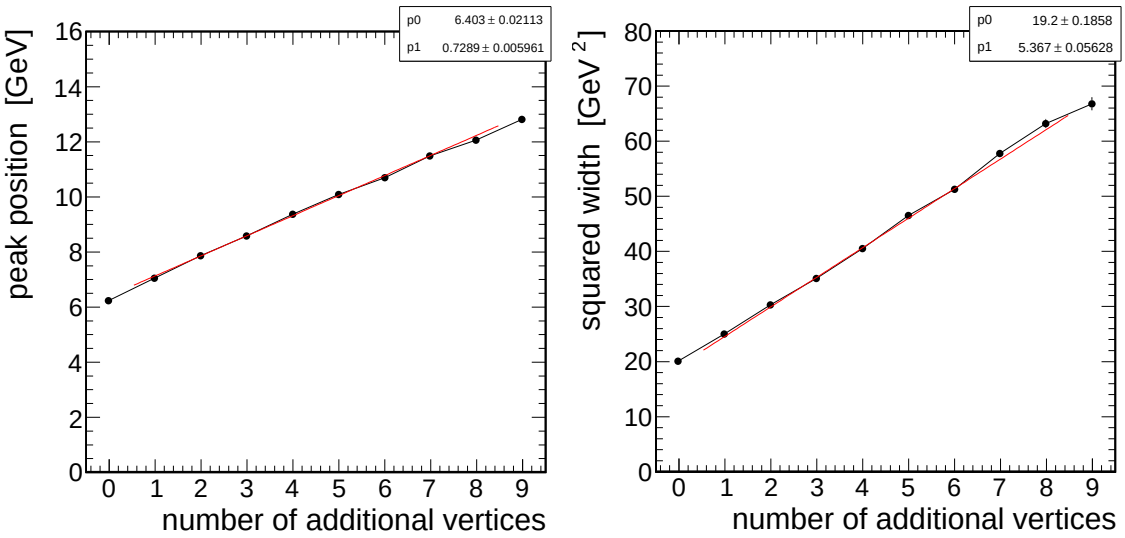


FIGURE 7.6 – *Modélisation des distributions de $\not\!\!E_T$ par des fonctions de Novosibirsk (a) échelle linéaire (b) échelle logarithmique.*

Pour un nombre de vertex additionnels donné, la distribution de $\not\!\!E_T$ peut être raisonnablement modélisée par une fonction de type Novosibirsk [26]. Cette fonction a trois paramètres libres :

- un paramètre de position du pic x_n, avec n le nombre de vertex présents dans l'événement
- un paramètre de largeur de la fonction $\sigma_n = \text{FWHM}_n/(2\sqrt{2\ln 2})$, avec n le nombre de vertex présents dans l'événement
- un paramètre d'asymétrie τ, décrivant une décroissance exponentielle de la fonction.

Le paramètre d'asymétrie est insensible à l'empilement car les queues de distribution de $\not{E}_T$ sont majoritairement créées par des jets mal mesurés. De plus, les valeurs obtenues à partir d'un ajustement dans les données et dans la simulation sont similaires. Par simplicité, τ est alors fixé à 0.4 pour l'ensemble des modélisations. Sur les exemples de la figure 7.6, les événements utilisés sont des événements de données contenant un candidat $Z \to \ell^+\ell^-$ et ayant passé le veto jet. Les événements ne contiennent que deux (ronds pleins) ou cinq (ronds vides) vertex additionnels.



(a) (b)

FIGURE 7.7 – *Valeurs de (a) la position du pic de Novosibirsk (b) le carré de la largeur de la fonction de Novosibirsk en fonction du nombre de vertex additionnels présents dans l'événement.*

La figure 7.7 montre la dépendance entre la position du pic ou la largeur au carré obtenues dans les modélisations de Novosibirsk et le nombre de vertex additionnels n. Dans l'approximation linéaire qui semble raisonnable, on peut dire que la distribution de $\not{E}_T$ pour des événements Drell-Yan est correctement modélisée par une fonction de Novosibirsk dont la position du pic x_n et la largeur σ_n sont donnés par :

$$\begin{aligned} x_n &= x_0 + \alpha_{\mathrm{PU}} \times n\,, \\ \sigma_n &= \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_{\mathrm{PU}}^2 \times n}\,, \end{aligned} \tag{7.4}$$

où x_0 et σ_0 sont la position et la largeur intrinsèque de $\not{E}_T$, respectivement, et où α_{PU} et σ_{PU} sont les dégradations induites par l'empilement. Ces quatre paramètres sont obtenus à partir de modélisations réalisées pour $n = 1..8$. Les valeurs obtenues dans la simulation et dans les données sont indiquées dans le tableau 7.7. Il faut noter que les paramètres x_0 et σ_0 sont bien plus élevé dans les données que dans la simulation. Ceci est principalement dû au fait que l'empilement hors-temps (cf. chapitre 1) est absent de la simulation.

7.4.4 Réduction des effets de l'empilement

Selon la définition de l'énergie transverse manquante présentée au chapitre 5, l'ensemble des particules utilisées pour reconstruire l'énergie transverse manquante ont une

param.	$Z \to e^+e^-$		$Z \to \mu^+\mu^-$		$Z \to \ell\ell$	
(GeV)	data	MC	data	MC	data	MC
x_0	6.25	4.47	6.18	4.53	6.21	4.40
σ_0	4.40	2.91	4.25	2.82	4.31	2.89
α_{PU}	0.70	0.81	0.71	0.81	0.71	0.82
σ_{PU}	2.24	2.26	2.30	2.29	2.27	2.26

TABLE 7.7 – *Valeurs intrinsèques et de l'empilement des paramètres de résolution et de position du pic de $\not{E}_T$.*

contribution identique à $\vec{\not{E}}_T$, quelque soit leur origine (processus dur ou empilement). Le principe de réduction présenté ici repose sur la différenciation des particules provenant du processus dur et de celles provenant des collisions supplémentaires. Les vertex primaires servent de références pour la séparation entre les contributions du processus dur et de l'empilement.

Concrètement, le nettoyage de l'empilement se fait en divisant l'impulsion transverse des objets liés aux vertex additionnels par un facteur correspondant à l'activité de l'empilement dans l'événement. Dans cette analyse, le nombre de vertex additionnels est utilisé comme facteur de réduction.

Les objets provenant de l'empilement (objets PU) sont définis comme les jets ou particules isolées (reconstruites par la technique du flux de particules) non associées au vertex HS. Des protections contre les mauvaises associations sont également appliquées.

Les objets associées au vertex principal sont :

- tous les jets respectant $|\eta| < 5$ et $E_T > 30$ GeV
- les jets ou particules isolées associées avec un des leptons ($\Delta R < 0.1$ et $p_T > 0.8 \times p_T^{\ell}$)
- si le candidat Z est émis à haute impulsion transverse ($q_T > 30$ GeV), les jets émis dos au Z dans le plan transverse ($\Delta\Phi(\mathrm{jet}, Z) > 160°$) et d'énergie transverse semblable au Z ($E_T > 0.7 \times q_T$)

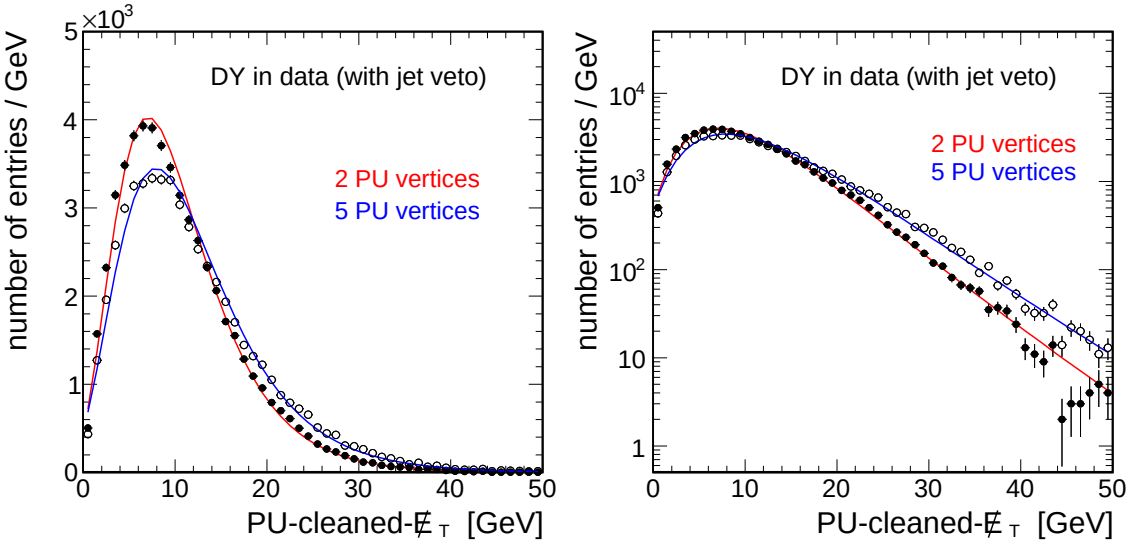
Les jets restants d'énergie transverse $E_T > 10$ GeV et contenant des traces dans l'acceptance du trajectographe ($|\eta| < 2.4$) sont associés au vertex de plus grande Σp_T, où la somme est réalisée sur les traces contenues dans le jet et qui sont associées au vertex considéré.

Les jets d'énergie transverse $E_T < 30$ GeV hors de l'acceptance du trajectographe et n'étant pas associé au vertex HS par les protections précédentes sont considérés comme des objets PU. Il en est de même pour les particules isolées neutres.

L'énergie transverse manquante est ensuite reconstruite à partir des impulsions transverses diminuées des objets PU et des impulsions transverse du processus dur [5]. Cette variable est notée $\not{E}_T{}^{\mathrm{PU}}$ et la figure 7.8 illustre les distributions de $\not{E}_T{}^{\mathrm{PU}}$ pour les échantillons à 2 et 5 vertex additionnels. Il faut noter que la différence entre les deux courbes est moins prononcée que sur la figure 7.6 grâce au nettoyage de l'empilement.

L'association des objets physiques avec les différents vertex est généralement valide et les valeurs de $\not{E}_T{}^{\mathrm{PU}}$ sont alors inférieures à $\not{E}_T$. Cependant, malgré les protections

5. Toujours à partir de l'équation (5.1).



(a) (b)

FIGURE 7.8 – *Modélisation des distributions de $\not{E}_T{}^{\mathrm{PU}}$ par un fonction de Novosibirsk.*

décrites ci-dessus il est encore possible d'identifier incorrectement la provenance d'un jet ou de particules isolées. Dans ce cas, un objet HS est réduit ou un objet PU participe exagérément au calcul de $\not{E}_T{}^{\mathrm{PU}}$. Une telle situation provoque l'apparition de queues de distributions de $\not{E}_T{}^{\mathrm{PU}}$ avec $\not{E}_T{}^{\mathrm{PU}} > \not{E}_T$.

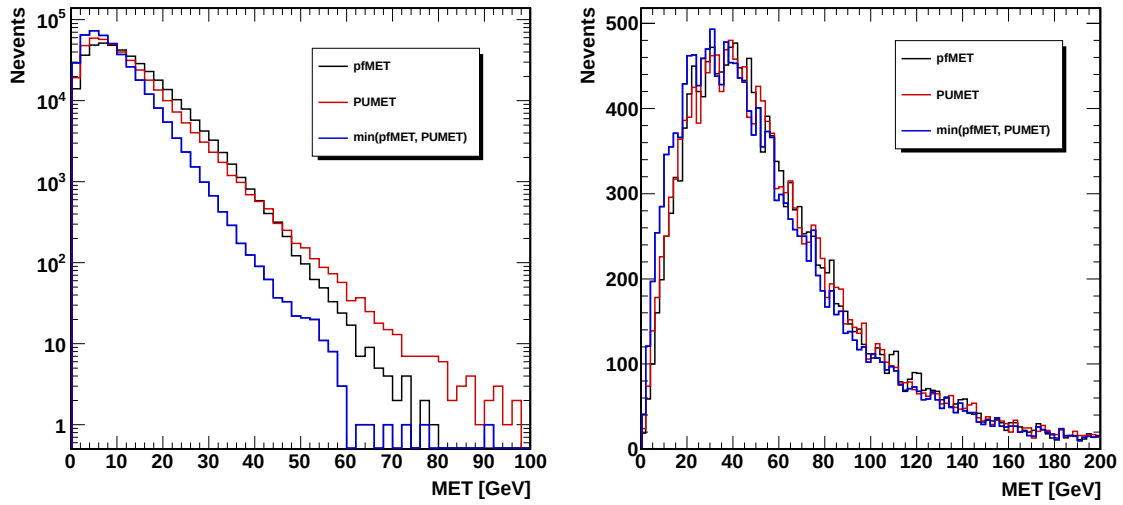
Or par définition, l'énergie transverse manquante après correction ne peut être supérieure à $\not{E}_T$ qui est déjà influencée de façon maximale par l'empilement. Les queues de distributions créées par une mauvaise association sont alors réduites par l'utilisation du minimum entre $\not{E}_T$ et $\not{E}_T{}^{\mathrm{PU}}$, noté $\not{E}_T{}^{\mathrm{PU,min}}$. Ce minimum est illustré par la courbe bleue de la figure 7.9.a. Le corrolaire de l'utilisation du minimum est l'apparition d'un léger biais dans la distribution de l'énergie transverse manquante lorsque de la véritable énergie transverse manquante est présente dans l'événement (fig. 7.9.b, courbe bleue). Par conséquent, cette variable n'est utilisé que pour la sélection et pas pour la mesure de quantités physiques (masse transverse, etc).

La figure 7.10 illustre les modélisations par des fonctions de Novosibirsk des distributions de $\not{E}_T{}^{\mathrm{PU,min}}$ et la figure 7.11 présente l'évolution de la position du pic et de la largeur au carré en fonction du nombre de vertex additionnels. Les valeurs des paramètres des lois linéaires de x_n et σ_n obtenus pour la variable $\not{E}_T{}^{\mathrm{PU,min}}$ sont indiquées dans le tableau 7.8.

D'après le tableau 7.8 et la figure 7.11, il est clair que les effets de l'empilement sont considérablement réduits par la technique de nettoyage présentée dans cette section.

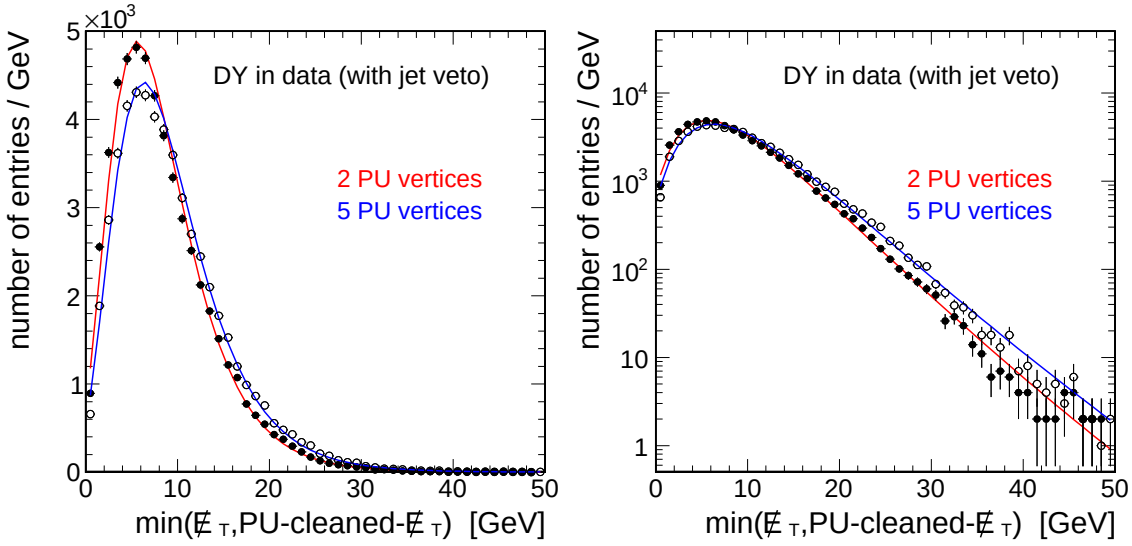
7.4.5 Variable d'énergie transverse manquante finale

Malgré la procédure de nettoyage, la variable d'énergie transverse manquante $\not{E}_T{}^{\mathrm{PU,min}}$ présente encore une légère dépendance avec l'empilement. Par conséquent, le niveau de réjection du bruit de fond Drell-Yan pour une coupure donnée dépend des conditions de luminosité et est différente entre données et simulation.



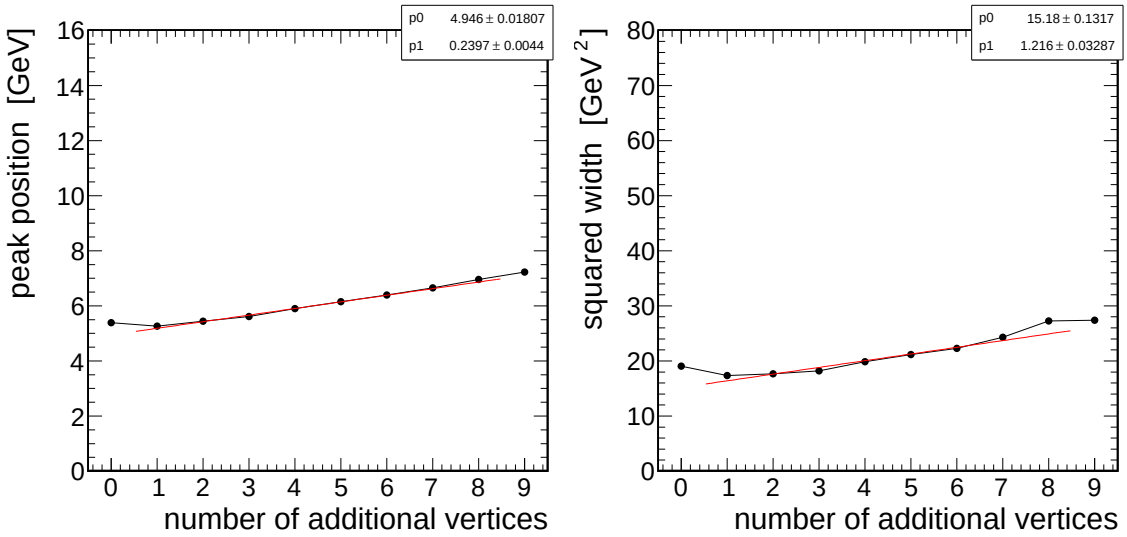
(a) (b)

FIGURE 7.9 – *Spectre des différentes énergies transverses manquantes pf$\not\!\!E_T$ (noir), cor$\not\!\!E_T$ (rouge) minimum des deux (bleu) pour (a) des événements Drell-Yan simulés (b) des événements* ZZ $\rightarrow \ell\ell\nu\nu$ *simulés.*



(a) (b)

FIGURE 7.10 – *Modélisation des distributions de* $\not\!\!E_T^{\mathrm{PU,min}}$ *par une fonction de Novosibirsk.*



(a) (b)

FIGURE 7.11 – *Variation de (a) la position du pic (b) la largeur au carré des fonctions de Novosibirsk modélisées sur les distributions de* $\not{E}_T^{\mathrm{PU,min}}$*, en fonction du nombre de vertex additionnels présents dans l'événement.*

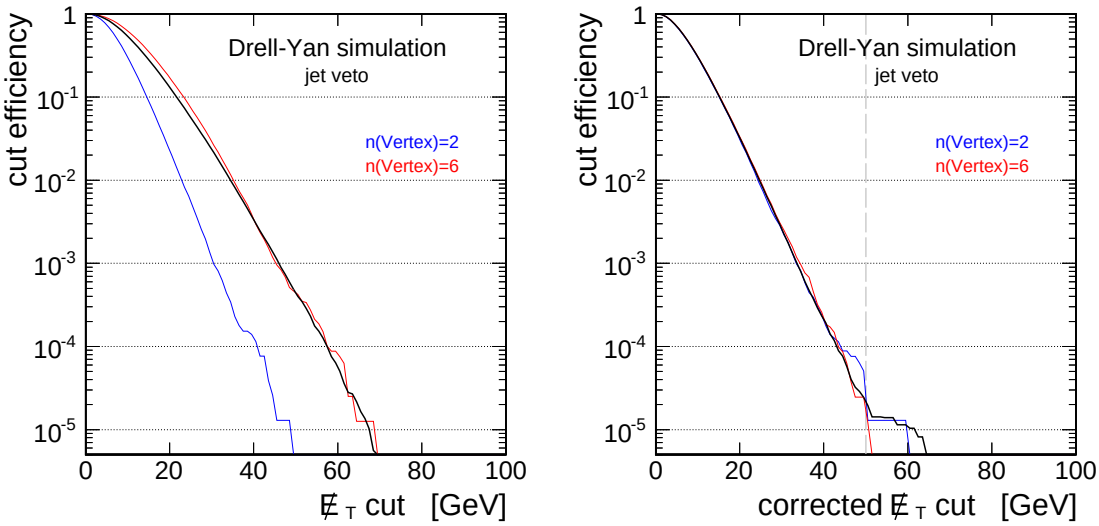
param. (GeV)	$Z \to e^+e^-$ données	$Z \to e^+e^-$ MC	$Z \to \mu^+\mu^-$ données	$Z \to \mu^+\mu^-$ MC	$Z \to \ell\ell$ données	$Z \to \ell\ell$ MC
x_0	5.00	3.81	4.90	3.78	4.95	3.80
σ_0	3.96	2.92	3.77	2.91	3.90	2.91
α_{PU}	0.23	0.31	0.25	0.32	0.24	0.31
σ_{PU}	1.07	1.27	1.17	1.26	1.10	1.28

TABLE 7.8 – *Valeurs des paramètres des lois linéaires de* x_n *et* σ_n *pour la variable* $\not{E}_T^{\mathrm{PU,min}}$.

Or le défi de cette analyse n'est pas uniquement la réjection du bruit de fond Drell-Yan mais également le contrôle du pouvoir de réjection d'une coupure sur $\not{E}_T{}^{\mathrm{PU,min}}$. Une variable d'énergie transverse manquante corrigée, notée $\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}}$, est alors définie de telle sorte que par construction la réjection du bruit de fond Drell-Yan soit indépendante de n et soit la même dans les données et dans la simulation :

$$\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}} = (x_0{}^{\mathrm{PU,min}})_{\mathrm{data}} + (\sigma_0{}^{\mathrm{PU,min}})_{\mathrm{data}} \times \frac{\not{E}_T{}^{\mathrm{PU,min}} - (x_n{}^{\mathrm{PU,min}})_{\mathrm{data,\,MC}}}{(\sigma_n{}^{\mathrm{PU,min}})_{\mathrm{data,\,MC}}}, \tag{7.5}$$

où x_n et σ_n sont les variables définies dans l'équation (7.4) et les valeurs des paramètres x_0 et σ_0 sont celles indiquées dans le tableau 7.8. La variable est définie de telle sorte que la distribution de $\not{E}_T$ sans vertex additionnel reste totalement inchangé dans les données. La figure 7.12 démontre le fait que la réjection des événements Drell-Yan en fonction de la coupure sur $\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}}$ est identique quelque soit n.



(a) (b)

FIGURE 7.12 – *Réjection du bruit de fond Drell-Yan (issu de la simulation, après application du veto jet) en fonction du seuil appliqué sur (a) $\not{E}_T$ (b) $\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}}$. La ligne noire indique la moyenne de la réjection sur l'ensemble de l'échantillon et la ligne bleue/rouge la réjection pour les sous-échantillons à 2/6 vertex additionnels.*

La figure 7.13 illustre les distributions des quatre variables d'énergie transverse manquante (obtenues après application du veto jet) présentées dans cette section. Il faut noter l'excellent accord obtenu entre les données et la simulation pour la distribution de $\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}}$ indiquant que la procédure de correction définie à partir des modélisations de Novosibirsk fonctionne bien. Il sera montré par la suite que l'accord perdure après application de la coupure sur q_T. Par conséquent, la réjection du bruit de fond Drell-Yan à partir d'une coupure sur $\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}}$ est à présent identique pour les données et la simulation.

La figure 7.14 présente les courbes d'efficacité/réjection (courbes ROC) pour les quatre variables d'énergie transverse manquante. Après sélection des événements di-lepton, coupure sur q_T et après veto jet, le bruit de fond Drell-Yan est déjà réduit d'un facteur 8×10^{-3}. Le point de fonctionnement pour la coupure sur l'énergie transverse manquante est choisi de telle sorte que la réjection du bruit de fond Drell-Yan atteigne 4×10^{-6}.

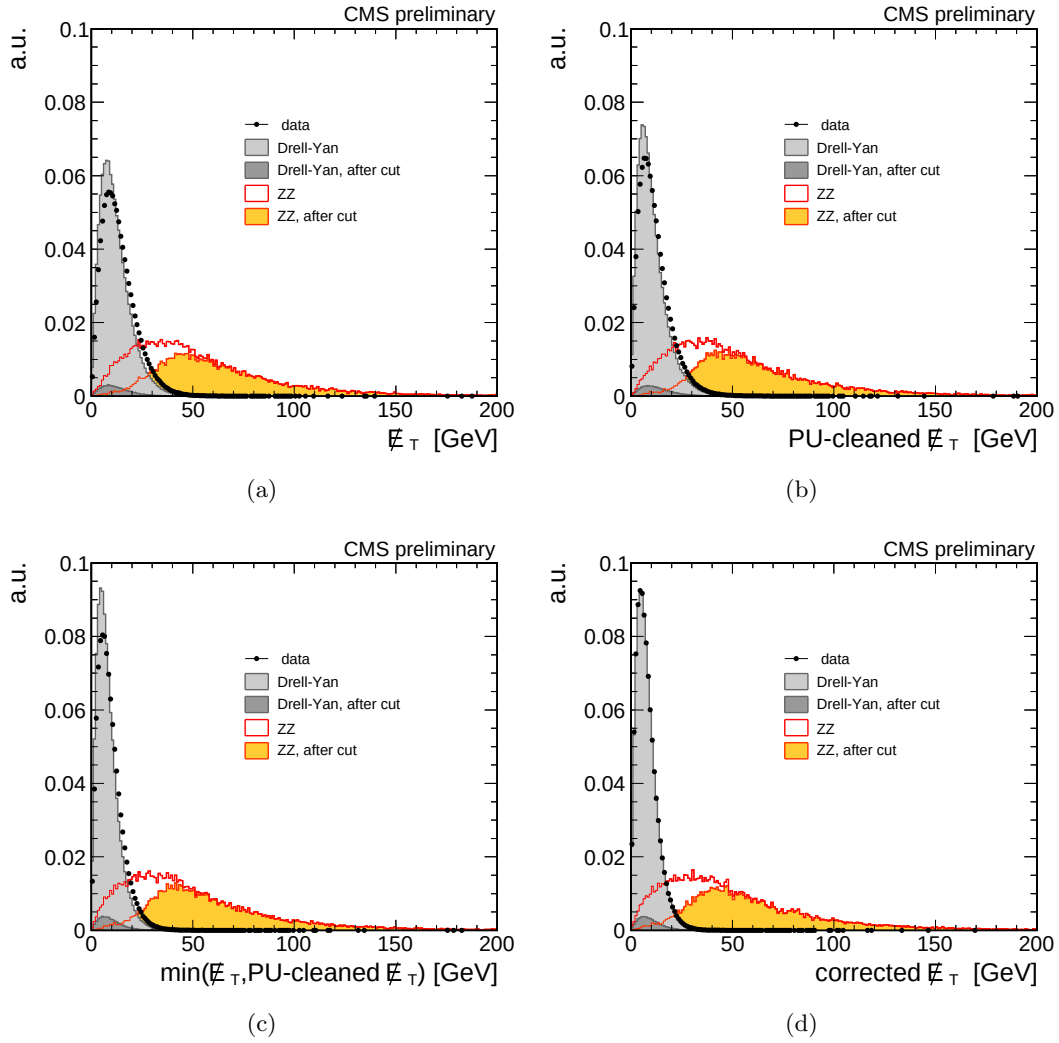


FIGURE 7.13 – *Vue d'ensemble du traitement de l'énergie transverse manquante réalisé dans cette analyse. Les distributions présentées sont (a) $\not{E}_T$ (b) $\not{E}_T^{\mathrm{PU}}$ (c) $\not{E}_T^{\mathrm{PU,min}}$ (d) $\not{E}_T^{\mathrm{corr}}$. Les données sont indiquées par les points noirs et sont comparés à la simulation Drell-Yan (gris) et au signal ZZ simulé (rouge). Les distributions contiennent les deux canaux leptoniques, sont normalisées à l'unité et sont obtenues après application du veto jet. Les distributions gris foncé et orange indiquent les distributions du processus Drell-Yan et du signal, respectivement, obtenues après application de la coupure sur q_T.*

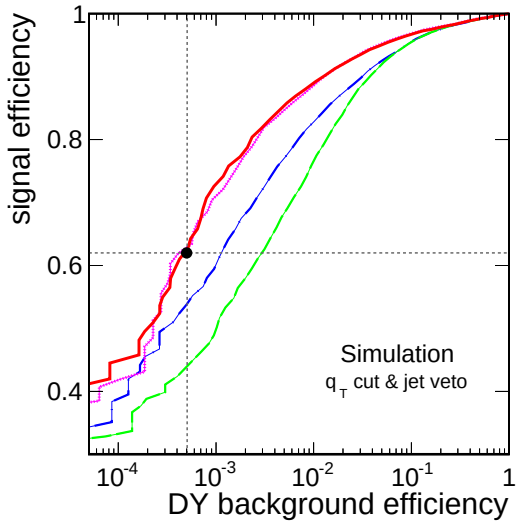


FIGURE 7.14 – *Efficacité de sélection du signal en fonction de l'efficacité de sélection du bruit de fond pour les quatre variables d'énergie transverse manquante. Les variables sont* $\not\!\!E_T$ *en vert,* $\not\!\!E_T^{\mathrm{PU}}$ *en bleu,* $\not\!\!E_T^{\mathrm{PU,min}}$ *en magenta et* $\not\!\!E_T^{\mathrm{corr}}$ *en rouge.*

Cette valeur correspond à des efficacités de sélection du signal de 43.8%, 49.6% et 61.9% pour les variables $\not\!\!E_T$, $\not\!\!E_T^{\mathrm{PU}}$ et $\not\!\!E_T^{\mathrm{PU,min}}$, respectivement. La discrimination du bruit de fond Drell-Yan est donc améliorée par le nettoyage de l'énergie transverse manquante.

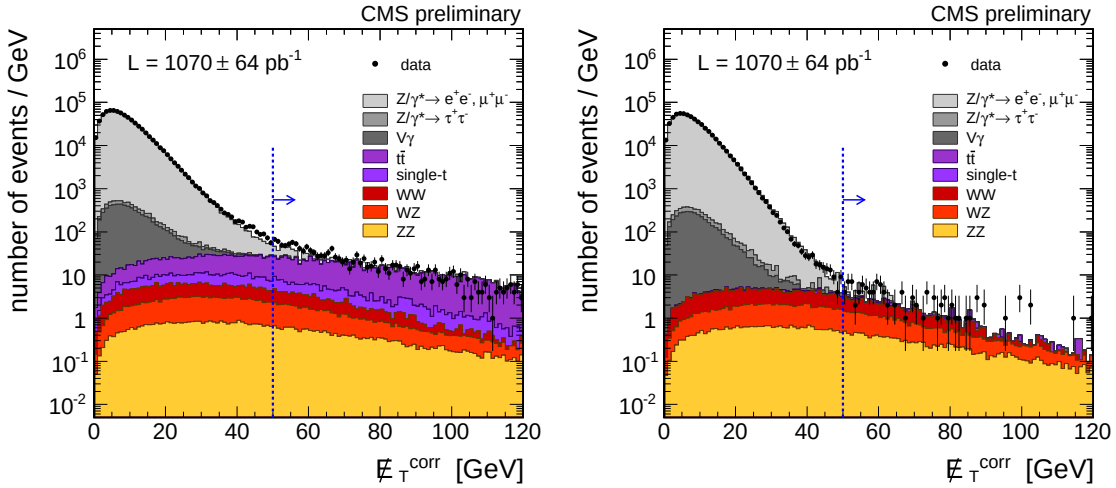
La variable $\not\!\!E_T^{\mathrm{corr}}$ présente les mêmes performances que la variable $\not\!\!E_T^{\mathrm{PU,min}}$, ce qui est attendu puisque les deux variables diffèrent simplement par leur échelle horizontale. La valeur de coupure est unique : $\not\!\!E_T^{\mathrm{corr}} > 50$ GeV.

La réjection du bruit de fond Drell-Yan est alors identique pour les données et la simulation, quelque soit les conditions de luminosité. Les distributions de $\not\!\!E_T^{\mathrm{corr}}$ au niveau pré-sélection et après le veto jet sont illustrées sur la figure 7.15.

La coupure sur $\not\!\!E_T^{\mathrm{corr}}$ est réalisée de telle sorte que la réjection du bruit de fond Drell-Yan[6] soit bien définie. Ce point est particulièrement important car l'étude des queues de distribution de $\not\!\!E_T^{\mathrm{corr}}$ dans les échantillons de contrôle dédiés ($\gamma +$ jets particulièrement) peut alors être réalisée sans séparation des contributions avec différents nombres de vertex additionnels.

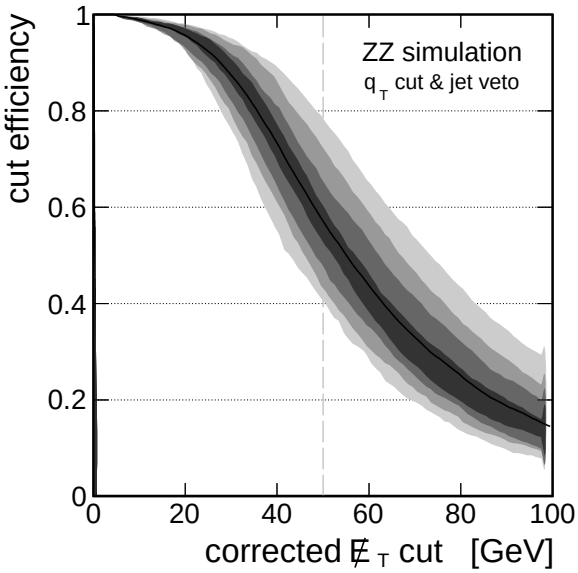
Malheureusement, ce traitement a une conséquence négative importante. La correction de $\not\!\!E_T^{\mathrm{PU,min}}$ affecte les distributions d'énergie transverse manquante pour des événements contenant de la véritable énergie transverse manquante (signal, top, etc.). Les effets sont complexes et imposent que les distributions dépendent de n et diffèrent entre les données et la simulation. Ces effets sont visibles sur la figure 7.16. Il est alors nécessaire d'estimer les bruits de fond contenant de l'énergie transverse manquante (top) et de contrôler l'efficacité de sélection du signal à partir des données.

6. Et plus généralement pour les bruits de fond ne contenant pas de véritable énergie transverse manquante



(a) (b)

FIGURE 7.15 – *Distribution de $\not{E}_T{}^{\text{corr}}$ au niveau (a) de la présélection (b) du veto jet. La coupure sur $\not{E}_T{}^{\text{corr}}$ est indiquée par la ligne pointillée bleue.*



n	fraction	efficacité
1	0.09	78%
2	0.15	72%
3	0.19	65%
4	0.18	60%
5	0.14	55%
6	0.10	52%
7	0.06	47%
8	0.03	43%
$[1, 8]$	0.94	62%

FIGURE 7.16 – *Efficacité de sélection du signal en fonction de la valeur de coupure sur $\not{E}_T{}^{\text{corr}}$ (gauche). La ligne noire indique la courbe d'efficacité moyenne. Les bandes gris claires à gris foncées correspondent aux efficacités obtenues pour les sous-échantillons à 1-8, 2-7, 3-6 et 4-5 vertex additionnels. Le tableau de droite indique l'efficacité de sélection du signal de la coupure sur $\not{E}_T{}^{\text{corr}}$ à 50 GeV, pour $n = 1..8$ et pour l'ensemble de l'échantillon.*

7.5 Extraction du signal

Les coupures de sélection utilisées pour extraire le signal de l'échantillon pré-sélectionné sont indiquées ci-dessous :

- coupure sur l'impulsion transverse q_T du Z : les événements avec $q_T < 30$ GeV sont rejetés
- veto jet : les événements reconstruits avec au moins un jet d'énergie transverse $E_T > 30$ GeV et $|\eta| < 5$ sont rejetés
- coupure sur $\not{E}_T{}^{\text{corr}}$: comme expliqué dans la section précédente, les événements sont rejetés si $\not{E}_T{}^{\text{corr}} < 50$ GeV.
- coupure de balance : seuls les événements satisfaisant la condition $0.4 < B_{\not{E}_T} < 1.8$, avec $B_{\not{E}_T} \equiv \not{E}_T/q_{\text{T}}$ sont sélectionnés. Cette condition permet de rejeter les événements Drell-Yan avec une énergie transverse manquante importante mais non balancée avec le candidat Z.
- coupure d'alignement $\Delta\Phi(\text{jet})$: les événements où l'énergie transverse manquante est alignée avec le jet de plus haute impulsion ($-20° < \Delta\Phi(\text{jet}, \not{E}_T) < 20°$) sont rejetés.
- coupure d'alignement $\Delta\Phi(\text{Z})$: Seuls les événements respectant la condition $-60° < \Delta\Phi(\text{Z}) < 60°$ sont sélectionnés. La variable est définie plus loin dans la section.
- veto b-tag : les événements contenant un jet de quark b sont rejetés.
- veto lepton : Les événements contenant un lepton additionnel *loose* et d'impulsion transverse supérieure à $p_T > 20$ GeV sont considérés comme des événements $\text{WZ} \to \ell\nu\ell\ell$ et sont rejetés.
- (Coupure additionnelle sur la masse invariante : une sélection avancée en masse invariante [80-100] est appliquée pour construire certaines figures. Cette fenêtre n'est pas utilisée pour déterminer la quantité d'événements de signal)

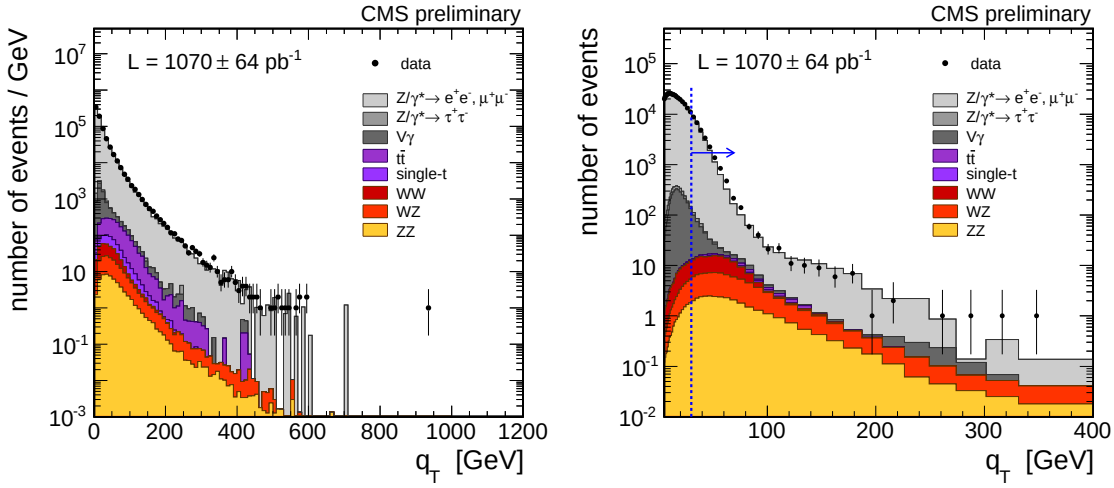
L'ensemble des coupures réalisées est illustré tout au long de la sélection sur les figures 7.17 à 7.23.

7.5.1 Coupures de sélection

Impulsion transverse q_T du candidat Z

Comme mentionné au début de ce chapitre, la coupure sur l'impulsion transverse du candidat Z à 30 GeV permet de comparer directement les spectres d'énergie transverse manquante obtenus dans l'échantillon principal et dans l'échantillon de contrôle $\gamma +$ jets utilisé pour contrôler les queues de distribution de $\not{E}_T{}^{\text{corr}}$ dues aux événements Drell-Yan. En effet, l'échantillon $\gamma +$ jets utilisé est construit à partir de photons d'énergie transverse supérieure à 30 GeV sélectionnés par le système de déclenchement.

Cette coupure n'influe pas sur l'échantillon final : après le veto jet, l'échantillon de signal sélectionné est principalement LO et l'on s'attend à ce que les deux bosons Z soient balancés dans le plan transverse. Comme la coupure sur l'énergie transverse manquante est de 50 GeV, la coupure $q_{\text{T}} > 30$ GeV est largement couverte par la coupure sur $\not{E}_T{}^{\text{corr}}$. Sur la figure 7.17 sont présentés des spectres d'impulsion transverse du candidat Z pour différents niveaux de sélection.

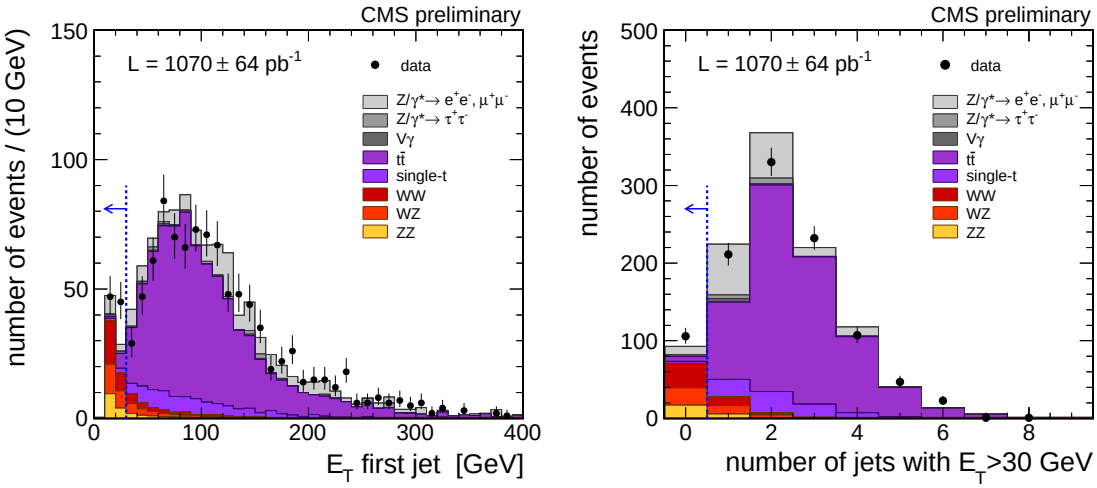


(a) (b)

FIGURE 7.17 – *Spectre d'impulsion transverse du candidat Z (a) après présélection (b) après présélection et veto jet. L'événement à 900 GeV présent sur (a) ne survit pas à l'application du veto jet. La coupure à 30 GeV est indiquée sur (b) par la ligne pointillée bleue.*

Veto jet

Le spectre d'énergie transverse du jet de plus haute énergie transverse est présenté sur la figure 7.18.a.



(a) (b)

FIGURE 7.18 – *(a) Spectre d'énergie transverse du jet de plus haute énergie transverse dans l'événement. (b) Multiplicité des jets ($E_T > 30$ GeV et $|\eta| < 5$). La sélection en q_T et $\not{E}_T^{\text{corr}}$ est appliqué.*

Le seuil à 30 GeV garantit que le veto jet soit appliqué uniquement sur les jets provenant du processus dur et non pas sur des jets provenant de l'empilement. La multiplicité des jets

d'énergie transverse $E_T > 30$ GeV est illustrée sur la figure 7.18.b pour des événements ayant passé la coupure sur q_T et la sélection en énergie transverse manquante. Cette figure démontre l'importance du veto jet pour la réjection du bruit de fond top.

Energie transverse manquante

Il a été discuté abondamment de la coupure en énergie transverse manquante dans la section précédente et nous ne reviendrons pas dessus. Les distributions de $\not{E}_T{}^{\text{corr}}$ pour des événements ayant passé les coupures sur q_T et le veto jet sont présentées sur la figure 7.19. Les bruits de fond fortement réduits par la sélection sur $\not{E}_T{}^{\text{corr}}$ sont les processus Drell-Yan et le bruit de fond $\text{V}+\gamma$, dominants sans coupure sur l'énergie transverse manquante.

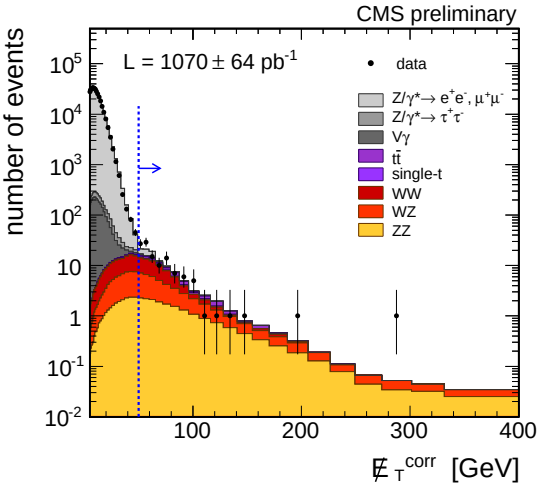


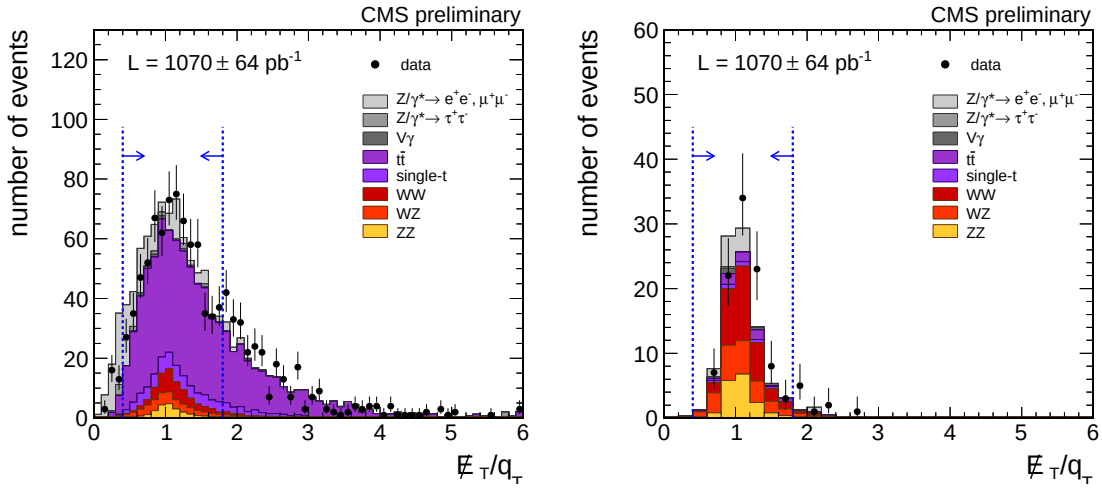
FIGURE 7.19 – *Distribution de la variable d'énergie transverse manquante $\not{E}_T{}^{\text{corr}}$ après application du veto jet et de la coupure sur q_T. La coupure à 50 GeV est indiquée par la ligne pointillée bleue.*

Balance $B_{\not{E}_T}$

La balance $B_{\not{E}_T}$ est définie par $B_{\not{E}_T} \equiv \not{E}_T/q_{\text{T}}$. La sélection sur la balance permet de rejeter les candidats Z non balancés dans le plan transverse avec $\not{E}_T$, caractéristique d'événements Drell-Yan où l'énergie transverse manquante est mal mesurée ou lorsque le candidat Z est mal reconstruit, comme pour le bruit de fond top. La figure 7.20 représente les distributions de $B_{\not{E}_T}$ à différents niveaux de sélection. Après le veto jet, l'accord entre données et simulation est bon et aucune queue importante de distribution incomprise n'apparaît dans les données.

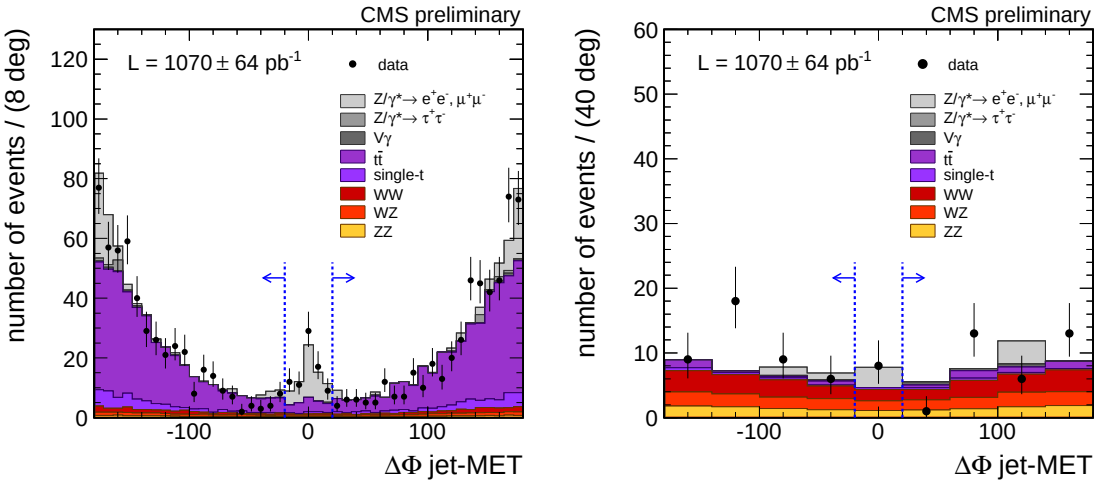
Alignement jet/énergie transverse manquante

La coupure d'alignement entre le jet et l'énergie transverse manquante permet de rejeter des événements où un jet est mal mesuré (énergie sous-estimée) et où de l'énergie transverse manquante apparaît dans la direction de ce jet. La coupure d'alignement consiste à rejeter les événements où l'angle $\Delta\Phi(\text{jet})$ formé par le jet de plus haute impulsion (seuls les jets avec $E_T > 10$ GeV et $|\eta| < 5$ sont pris en compte) et l'énergie transverse manquante est



(a) (b)

FIGURE 7.20 – *Distribution de* $B_{\not{E}_T}$ *(a) après sélection en énergie transverse manquante (b) après sélection en énergie transverse manquante et veto jet. La fenêtre de sélection* $0.4 - 1.8$ *est indiquée par les lignes pointillées bleues.*

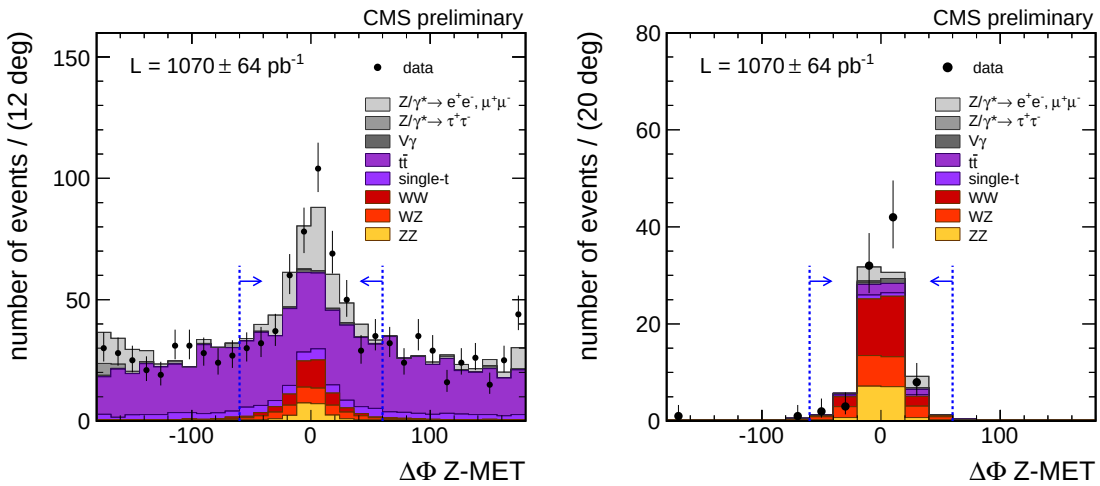


(a) (b)

FIGURE 7.21 – *Angle* $\Delta\Phi(\text{jet})$ *entre le jet de plus haute impulsion transverse de l'événement et l'énergie transverse manquante après coupure de balance/*$\not{E}_T^{\text{corr}}/q_T$ *(a) uniquement (b) et après application du veto jet. La région de veto* $\pm 20°$ *est indiquée par les lignes pointillées bleues.*

inférieur à $\pm 20°$. La figure 7.21 illustre les distributions de $\Delta\Phi$(jet). Les événements où un jet est surestimé et où l'énergie transverse manquante créée pointe dans la direction opposé au jet sont d'ores et déjà réduit par le veto jet.

Alignement Z/énergie transverse manquante



(a) (b)

FIGURE 7.22 – *Angle $\Delta\Phi$(Z) entre la direction opposée du candidat Z et et l'énergie transverse manquante après coupure de balance/$\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}}/q_T$ (a) uniquement (b) et après application du veto jet. La région de sélection correspond à $\Delta\Phi(\mathrm{Z}) < \pm 60°$ et est indiquée par les lignes pointillées bleues.*

A l'ordre dominant de la théorie des perturbations, les deux bosons Z du signal sont produits dos à dos dans le plan transverse. L'angle $\Delta\Phi$(Z) entre l'énergie transverse manquante et la direction opposée au candidat Z est alors proche de zéro. Les contributions d'ordre plus élevé dans la théorie des perturbations ont tendance à élargir le pic à zéro mais ces contributions sont fortement diminuées par l'application du veto jet.

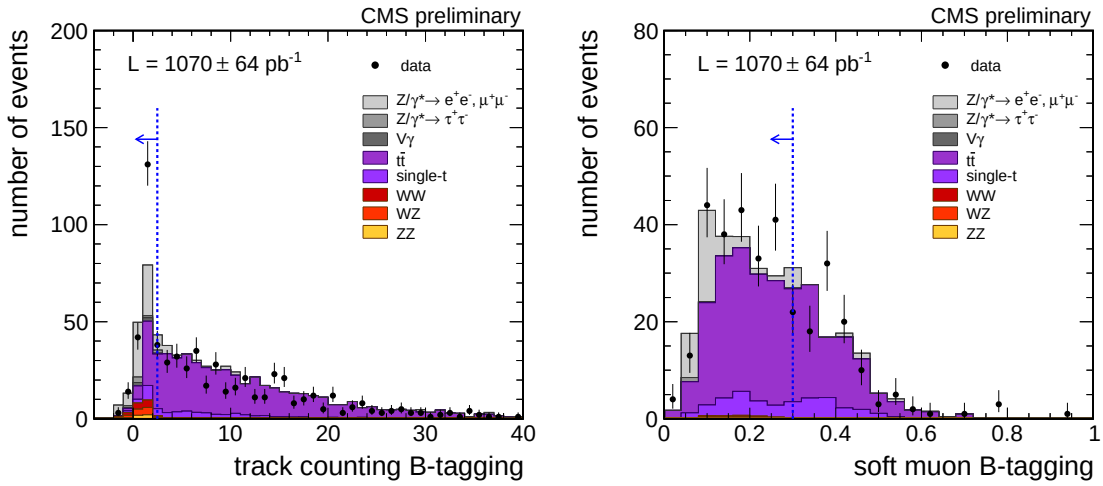
Les directions du candidat Z et de l'énergie transverse manquante ne sont par contre pas corrélées pour des événements top. L'application d'une coupure $|\Delta\Phi(\mathrm{Z})| < 60°$ n'a donc aucun impact sur le signal et permet d'éliminer une partie du bruit de fond top ayant survécu au veto jet et au veto b-tag.

Deux distributions de $\Delta\Phi$(Z) sont représentées sur la figure 7.22.

Veto b-tag

L'étiquetage des jets provenant de quarks b se fonde sur deux variables standards (fig. 7.23) :

- *TrackCountingHighEff* : variable exploitant le paramètre d'impact des traces d'un jet, ainsi que la présence d'un vertex secondaire. Plus le paramètre d'impact est élevé, plus la probabilité d'avoir une désintégration d'un hadron B est importante. [27]



(a) (b)

FIGURE 7.23 – *Variables d'identification des jets de quark b. Les coupures sont indiquées par les lignes pointillées bleues.*

– *SoftMuon* : signe la présence d'un muon de faible énergie transverse dans le jet, émis lors de la désintégration d'un hadron B [28].

Un jet est considéré comme un jet de quark b si les variables d'étiquetage respectent au moins l'une des conditions suivantes :
– $TrackCountingHighEff > 2.5$
– $SoftMuon > 0.3$
Si un jet ($E_T > 10$ GeV et $|\eta| < 5$) de l'événement est identifié comme un jet de b, l'événement est rejeté. Cette sélection n'a aucun impact sur le signal mais permet de diminuer un peu plus le bruit de fond top restant.

Veto lepton additionnel

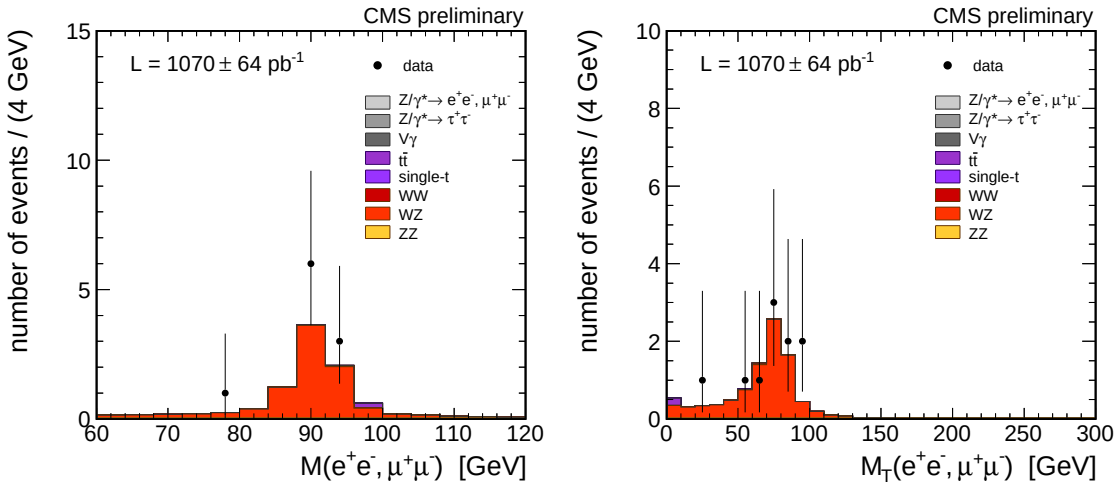
La présence d'un troisième lepton dans l'événement est la signature claire du processus WZ $\rightarrow \ell\nu\ell\ell$. La figure 7.24 illustre ce propos.

Le veto lepton consiste à rejeter les événements où un troisième lepton d'impulsion transverse $p_T > 20$ GeV et faiblement identifié/isolé (catégorie *loose*, cf. section 7.3) est présent en plus du candidat Z.

7.5.2 Echantillon sélectionné

L'évolution du nombre d'événements dans la simulation et dans les données sont indiqués dans le tableau 7.9 pour le canal électronique, 7.10 pour le canal muonique et 7.11 pour les canaux combinés. La représentation graphique de l'évolution est illustrée sur la figure 7.25.

La figure 7.26 illustre la distribution de masse invariante du système di-lepton à la fin de la sélection pour les canaux séparés et combinés.



(a) (b)

FIGURE 7.24 – *Illustration des effets du veto lepton : la figure (a) montre la masse invariante du candidat Z pour des événements n'ayant pas passé le veto lepton. La figure (b) présente la masse transverse du système lepton-$\not{E}_T$ et montre qu'il s'agit bien de bosons W émis en plus d'un boson Z. La sélection utilisée ici ne contient pas de coupures d'alignement.*

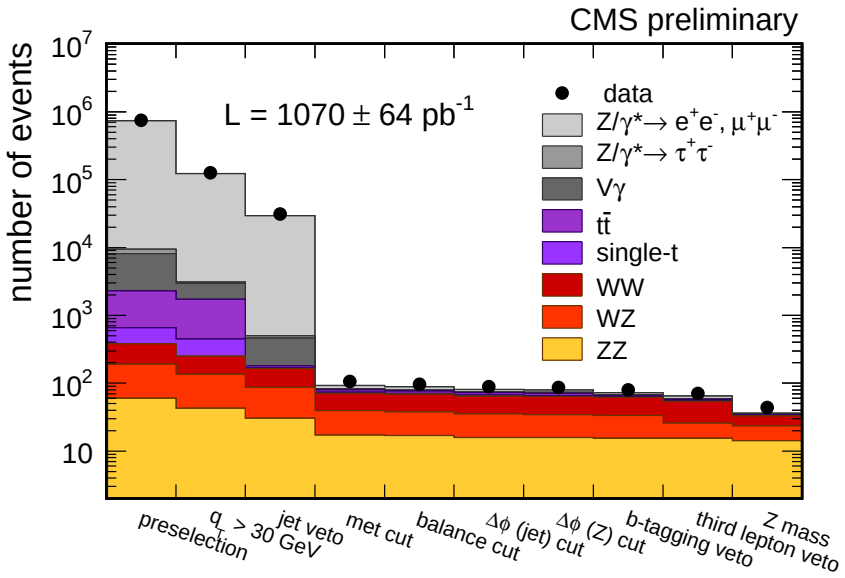


FIGURE 7.25 – *Evolution du nombre d'événements au cours de la sélection.*

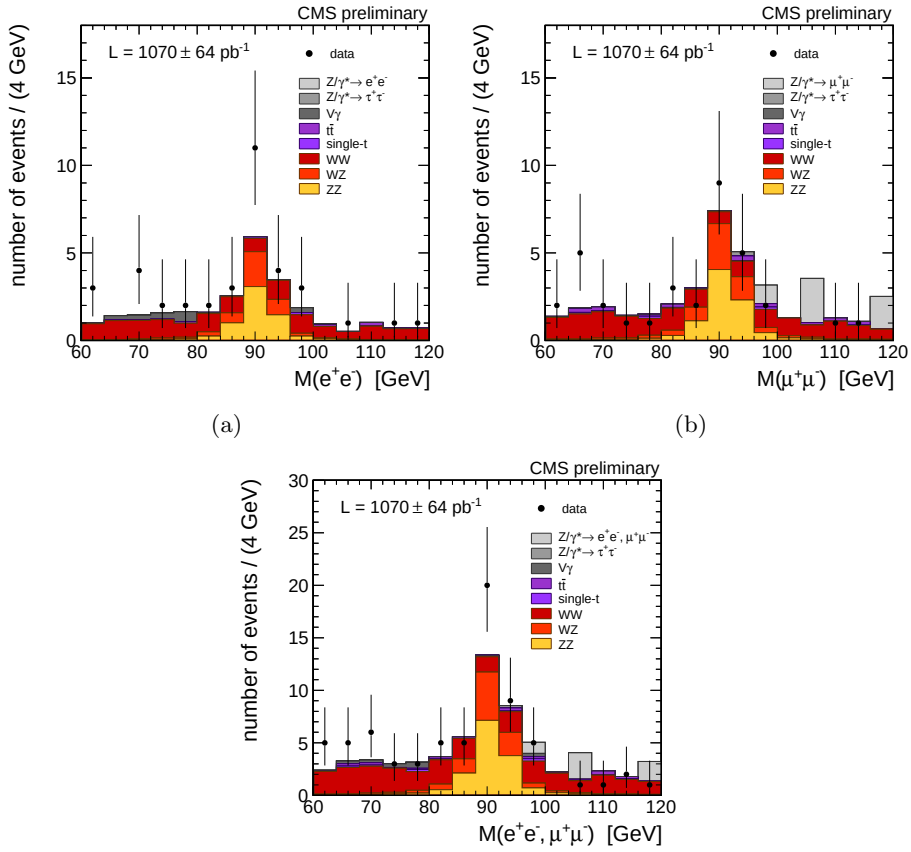


FIGURE 7.26 – *Spectre de masse invariante du système di-lepton à la fin de la sélection pour (a) le canal électronique (b) le canal muonique (c) les canaux combinés.*

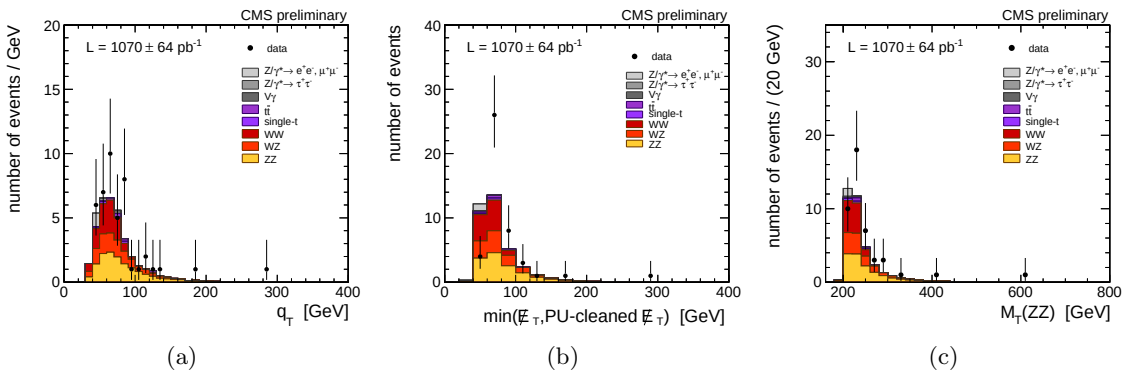


FIGURE 7.27 – *Spectres de (a) l'impulsion transverse q_T du candidat Z (b) $\not{E}_T^{\mathrm{PU,min}}$ (c) la masse transverse du système ZZ dans la fenêtre de masse $80-100\,GeV$ à la fin de la sélection nominale.*

coupures	Drell-Yan		top		dibosons				données
	$Z \to e^+e^-$	$Z \to \tau^+\tau^-$	$t\bar{t}$	$t + X$	$V + \gamma$	WW	WZ	ZZ	
Preselection	289818	488	428	29.9	2186	74.5	52.1	24.1	294279
$q_T > 30$ GeV	46735	41.9 ± 7.2	342	25.2	497	44.8	37.3	17.3	49189
Jet/γ Veto	11511	7.0 ± 2.8	4.1 ± 0.8	1.7 ± 0.2	118	31.2	22.4	12.3	12864
$\not{E}_T$ Cut	1.6 ± 1.1	< 0.9	1.8 ± 0.5	1.1 ± 0.2	1.8 ± 0.5	13.9	9.2	7.2	51
Balance Cut	1.6 ± 1.1	< 0.9	1.6 ± 0.5	1.1 ± 0.2	1.8 ± 0.5	13.7	8.6	7.1	46
$\Delta\Phi$ (jet)	1.0 ± 1.0	< 0.9	1.6 ± 0.5	1.0 ± 0.2	1.8 ± 0.5	13.1	8.0	6.6	42
$\Delta\Phi$ (Z)	1.0 ± 1.0	< 0.9	1.6 ± 0.5	1.0 ± 0.2	1.8 ± 0.5	13.1	7.6	6.6	42
B-tagging Veto	< 0.9	< 0.9	0.3 ± 0.2	0.7 ± 0.1	1.8 ± 0.5	12.8	7.5	6.5	39
3^d Lepton Veto	< 0.9	< 0.9	0.3 ± 0.2	0.7 ± 0.1	1.8 ± 0.5	12.8	4.3	6.5	37
[80-100]GeV	< 0.9	< 0.9	0	0.4 ± 0.1	0.3 ± 0.2	4.8	3.9	6.0	23

TABLE 7.9 – *canal* $ZZ \to ee\nu\nu$ *: nombre d'événements attendus et obtenus après chaque niveau de sélection pour* (1078 ± 64) pb^{-1} *de données de collisions.*

coupures	Drell-Yan		top		dibosons				données
	$Z \to \mu^+\mu^-$	$Z \to \tau^+\tau^-$	$t\bar{t}$	$t + X$	$V + \gamma$	WW	WZ	ZZ	
Preselection	440468	905	1208	252	3593	114	78.3	35.6	452772
$q_T > 30$ GeV	72353	87.2 ± 10.4	924	174	756	67.2	56.2	25.7	77065
Jet/γ Veto	17317	31.7 ± 6.0	8.3 ± 1.2	3.3	164	45.8	33.3	18.1	18475
$\not{E}_T$ Cut	8.7 ± 3.1	0.2 ± 0.2	4.5 ± 0.8	1.6 ± 0.2	0.4 ± 0.2	17.4	13.1	10.0	54
Balance Cut	8.0 ± 3.0	0.2 ± 0.2	4.3 ± 0.8	1.6 ± 0.2	0.2 ± 0.1	16.9	12.2	9.8	50
$\Delta\Phi$ (jet)	5.5 ± 2.4	0.2 ± 0.2	4.3 ± 0.8	1.4 ± 0.2	0.2 ± 0.1	15.8	11.4	9.2	46
$\Delta\Phi$ (Z)	5.5 ± 2.4	0.2 ± 0.2	4.1 ± 0.8	1.3 ± 0.2	0.2 ± 0.1	15.6	11.0	9.2	44
B-tagging Veto	5.5 ± 2.4	0.2 ± 0.2	1.9 ± 0.5	0.8 ± 0.1	< 0.1	15.4	10.5	8.9	40
3^d Lepton Veto	5.5 ± 2.4	0.2 ± 0.2	1.7 ± 0.5	0.8 ± 0.1	< 0.1	15.3	6.1	8.9	34
[80-100]GeV	1.1 ± 1.1	0.2 ± 0.2	0.7 ± 0.3	0.4 ± 0.1	0	4.9	5.3	8.2	21

TABLE 7.10 – *canal* $ZZ \to \mu\mu\nu\nu$ *: nombre d'événements attendus et obtenus après chaque niveau de sélection pour* (1078 ± 64) pb^{-1} *de données de collisions.*

coupures	Drell-Yan		top		dibosons				données
	$Z \to \ell^+\ell^-$	$Z \to \tau^+\tau^-$	$t\bar{t}$	$t + X$	$V + \gamma$	WW	WZ	ZZ	
Preselection	730316	1393	1636	282	5779	189	130	59.7	747242
$q_T > 30$ GeV	119087	129	1266	199	1253	112	93.5	43.0	126391
Jet/γ Veto	28829	38.6 ± 6.6	12.5 ± 1.4	5.0	282	77.0	55.7	30.4	31347
$\not{E}_T$ Cut	10.4 ± 3.3	0.2 ± 0.2	6.3 ± 1.0	2.8	2.2 ± 0.6	31.3	22.3	17.2	106
Balance Cut	9.6 ± 3.2	0.2 ± 0.2	5.9 ± 0.9	2.7	2.0 ± 0.5	30.6	20.9	16.9	97
$\Delta\Phi$ (jet)	6.5 ± 2.6	0.2 ± 0.2	5.9 ± 0.9	2.4	2.0 ± 0.5	28.9	19.4	15.8	89
$\Delta\Phi$ (Z)	6.5 ± 2.6	0.2 ± 0.2	5.7 ± 0.9	2.3 ± 0.2	2.0 ± 0.5	28.7	18.6	15.8	87
B-tagging Veto	5.5 ± 2.4	0.2 ± 0.2	2.2 ± 0.6	1.6 ± 0.2	1.9 ± 0.5	28.2	18.1	15.4	80
3^d Lepton Veto	5.5 ± 2.4	0.2 ± 0.2	2.0 ± 0.5	1.5 ± 0.2	1.9 ± 0.5	28.2	10.4	15.4	71
[80-100]GeV	1.1 ± 1.1	0.2 ± 0.2	0.7 ± 0.3	0.8 ± 0.1	0.3 ± 0.2	9.7	9.2	14.3	44

TABLE 7.11 – *canal* $ZZ \to \ell\ell\nu\nu$ *: nombre d'événements attendus et obtenus après chaque niveau de sélection pour* (1078 ± 64) pb^{-1} *de données de collisions.*

Les principales observables physiques d'intérêt à la fin de la sélection sont représentées sur la figure 7.27. La figure 7.27.b représentant le spectre de $\not{E}_T{}^{\mathrm{PU,min}}$ montre un léger biais entre données et simulation. Ce biais est une conséquence directe de la différence de spectre de $\not{E}_T$ entre données et simulation et de l'utilisation de $\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}}$ comme variable discriminante. La masse transverse du système ZZ présenté sur la figure 7.27.c est définie par la formule

$$M_T(\mathrm{ZZ})^2 = \left(\sqrt{m_{\mathrm{Z}}{}^2 + q_{\mathrm{T}}{}^2} + \sqrt{m_{\mathrm{Z}}{}^2 + \not{E}_T{}^2}\right)^2 - \left(\vec{q}_{\mathrm{T}} + \vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}\right)^2 . \tag{7.6}$$

Il faut noter que la masse nominale du Z est attribuée au Z se désintégrant eu deux neutrinos.

Pour terminer cette section, la figure 7.28 illustre la multiplicité des jets dans l'échantillon final obtenu après application de l'ensemble de la sélection mais sans le veto jet. L'accord obtenu est excellent pour l'ensemble des canaux et démontre que le bruit de fond Drell-Yan ne contamine pas de façon inattendu l'échantillon principal. Il faut noter que la réjection du bruit de fond Drell-Yan est meilleure dans le canal électronique que muonique. Cet effet est également décrit par la simulation et semble être due à la différence de résolution en énergie transverse manquante entre le canal électronique et muonique. Nous reviendrons sur ce point dans la section 7.6. Le plus important ici est que la simulation décrit relativement bien ce qui est observé dans les données. Cependant, le niveau de réjection du bruit de fond Drell-Yan est trop important pour estimer correctement sa contribution à partir de la simulation.

La prochaine section sera donc dédiée à l'étude des bruits de fond et l'estimation de la contamination de ceux-ci à partir des données.

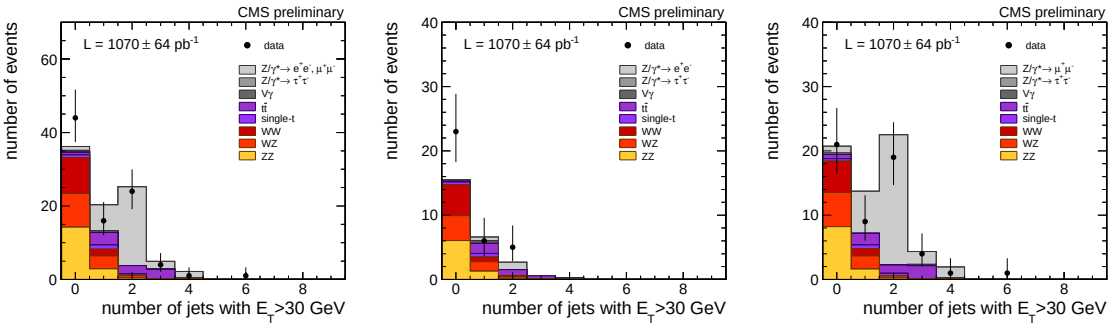
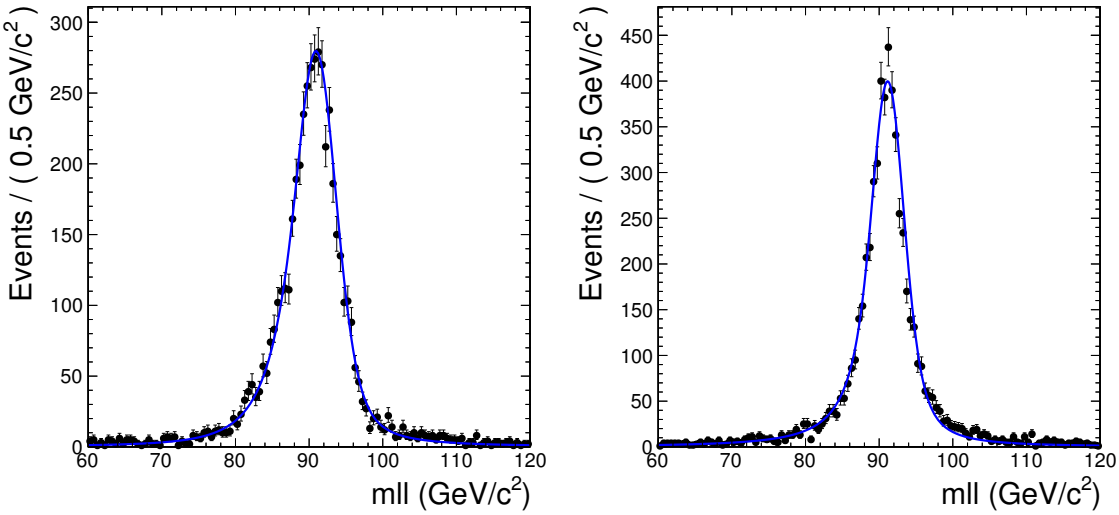


FIGURE 7.28 – *Multiplicité des jets dans l'échantillon final obtenu après application de l'ensemble de la sélection sauf le veto jet (a) canaux combinés (b) canal électronique (c) canal muonique*

7.5.3 Estimation de la composante de signal : modélisation du spectre de masse invariante

L'extraction de la composante de signal est réalisée à partir d'un ajustement de la distribution de masse invariante du système di-lepton par une fonction composite.

La composante « piquée » (ZZ, WZ, Z + jets) est modélisée par une fonction de Breit-Wigner fixée aux paramètres du boson Z définis par le *Particle Data Group* [29] convoluée avec une fonction de résolution de type Crystal-Ball [30]. Les quatre paramètres de la fonction de résolution sont obtenus séparément pour les canaux électronique, muonique et combiné, par des ajustements du spectre de masse invariante d'un échantillon de contrôle Z +1-jet qui sera décrit dans la section 7.7. Ces ajustements sont présentés sur la figure 7.29.



(a) (b)

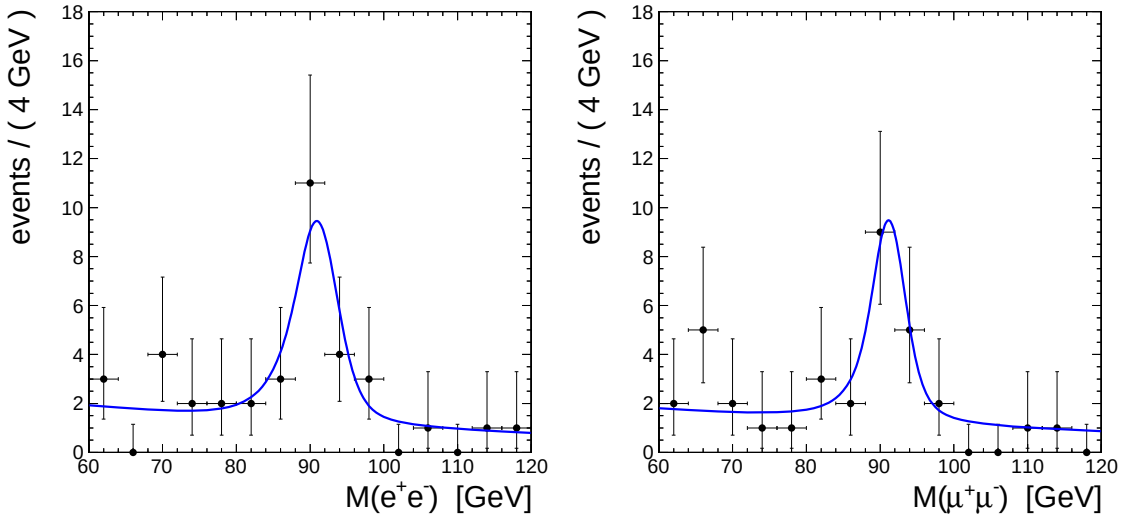
FIGURE 7.29 – *Fonctions de densité de probabilité du pic de masse invariante provenant d'un échantillon de contrôle* Z *+1-jet pour (a) le canal électronique (b) le canal muonique.*

La composante « non piquée » est majoritairement dominée par le processus WW. Ce processus est modélisé par une fonction exponentielle dont la pente est déterminée depuis la simulation pour les trois canaux (électronique, muonique et combiné).

canal	nombre d'événements	non piqués (WW)	piqués (WZ et ZZ)
$Z \to e^+e^-$	37	18.68 ± 5.30	18.32 ± 5.26
$Z \to \mu^+\mu^-$	34	18.69 ± 5.12	15.31 ± 4.78
$Z \to \ell^+\ell^-$	71	37.24 ± 7.43	33.76 ± 7.16

TABLE 7.12 – Résultats des ajustements des spectres de masse invariante.

Les résultats de l'ajustement sur l'échantillon final sont illustrés sur la figure 7.30 Les nombres d'événements dans le pic de masse et hors du pic de masse donnés par les ajustements sont indiqués dans le tableau 7.12.



(a) (b)

FIGURE 7.30 – *Modélisation des spectres de masse dans les échantillons finaux pour le (a) canal électronique (b) canal muonique. Les nombres d'événements « piqués »* $\mathrm{WZ} + \mathrm{ZZ} + \mathrm{Z} + \mathrm{jets} + \mathrm{Z} + \gamma$ *sont estimés à* 18.32 ± 5.26 *et* 15.31 ± 4.78 *événements pour (a) et (b), respectivement.*

7.6 Estimation des bruits de fond

Bien que les estimations provenant de la simulation reproduisent les données et que le niveau de bruit de fond soit faible à la fin de la sélection, il est possible que la simulation ne reproduise pas correctement les données et que les bruits de fonds soient incorrectement estimés. C'est pourquoi on utilise les données pour contrôler les constributions principales au bruit de fond. Les méthodes d'estimation du bruit de fond sont présentées dans cette section.

Les bruits de fond sont séparés en deux catégories : les bruits de fond « piqués », constitués d'événements contenant un vrai candidat Z et les bruits de fond non piqués (comme les processus top ou le processus WW).

Les principaux bruits de fond piqués sont les processus WZ, $\mathrm{Z} + \mathrm{jets}$ et $\mathrm{Z} + \gamma$. Comme il est impossible de séparer le bruit de fond WZ du signal lorsque le troisième lepton est hors acceptance, cette contribution est considérée comme du signal jusqu'à la fin et est ensuite soustraite du nombre d'événements obtenu par la modélisation du spectre de masse invariante. La quantité de bruit de fond WZ est estimé à partir de la mesure de la section efficace WZ réalisée en 2011 par CMS [31, 32]. Les bruits de fond Drell-Yan et $\mathrm{Z} + \gamma$ sont estimés à partir d'une modélisation du spectre de $\not{E}_T^{\mathrm{corr}}$ et sont contrôlés à partir d'un échantillon $\gamma + \mathrm{jets}$.

Les bruits de fond non piqués sont les processus WW, top, W+jets et dans une moindre mesure $\mathrm{Z} \to \tau^+\tau^-$ et $\mathrm{W} + \gamma$ (dans le canal électron uniquement). Le bruit de fond WW est directement estimé depuis la modélisation du spectre de masse invariante via la fonction

exponentielle abordée dans la section 7.5.3. Les autres bruits de fond non piqués (hormis $Z \to \tau^+\tau^-$, négligeable) ont une distribution de masse invariante uniforme et sont donc soustraits uniformément du spectre de masse.

7.6.1 Bruits de fond piqués

Processus Drell-Yan et $Z + \text{jets}$

Les événements contenant un véritable candidat Z sont une source importante de bruit de fond pour l'analyse $ZZ \to \ell\ell\nu\nu$. Parce que la résolution en énergie du détecteur est finie, parce des erreurs de reconstructions peuvent survenir et en raison du bruit électronique dans les calorimètres et des fluctuations d'énergie dues à l'empilement, une fraction importante (comparée à la quantité de signal) d'événements $Z \to \ell\ell + X$ peuvent présenter une énergie transverse manquante importante et par conséquent, contaminer le signal.

En raison de sa statistique limitée (1.5 millions d'événements pour un facteur de réjection de $10^{-5} - 10^{-6}$), la simulation est insuffisante pour décrire et évaluer correctement le niveau des queues de distribution de l'énergie transverse manquante. De plus, la simulation ne peut prétendre rendre compte de l'ensemble des effets détecteur responsables de la création des queues de distributions dans les données.

Un échantillon d'événements avec une topologie similaire à un événement $Z \to \ell\ell + X$ provenant des données est alors utilisé. Cet échantillon doit également être plus abondant que l'échantillon $Z \to \ell\ell + X$ (plus grande section efficace). Un échantillon $\gamma +$ jets forme un bon échantillon de contrôle. Après pondération des événements $\gamma +$ jets à partir du spectre d'impulsion transverse q_T (de telle sorte que le spectre de q_T des photons corresponde au spectre du Z), le photon remplace efficacement le boson Z et le spectre de $\not{E}_T$ doit en principe être comparable à celui de l'échantillon $Z +$ jets. Cette approche est valable parce que les queues de distributions d'énergie transverse manquante après correction de l'empilement proviennent majoritairement de jets mal mesurés émis dos au Z/photon. Il est cependant nécessaire d'avoir un échantillon de photons ultra-pur afin d'éviter la contamination due à des jets identifiés à tort comme des photons.

Les événements $\gamma +$ jets sont sélectionnés à partir de filtres de déclenchement « pondérés [7] » où de faibles critères d'isolation et d'identification sont appliqués [33]. Le seuil en énergie transverse est fixé à 30 GeV. Afin d'obtenir un échantillon de photons aussi pur que possible, seuls les candidats photons déposant leur énergie dans EB ($|\eta| < 1.44$) sont utilisés.

Les événements QCD multi-jets sont rejetés de l'échantillon par application de critères stricts d'isolation et d'identification. L'identification est basée sur les variables $\sigma_{i\eta i\eta}$ et H/E déjà définies dans le chapitre 2 pour les électrons [34]. La variable $\sigma_{i\phi i\phi}$, homologue de $\sigma_{i\eta i\eta}$ pour l'axe ϕ est également utilisée. Les variables d'isolation relative utilisées sont semblables à celles décrites dans le chapitre 2 mais sont calculées dans un cône $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < 0.4$. Les événements électrofaibles W etZ sont rejetés par application d'un veto lepton ($p_T > 20$ GeV). Les électrons sont également rejetés en demandant à ce que le

7. Un événement correspond alors à n véritables événements de données, avec n dépendant de l'énergie transverse du photon

super-cluster du photon ne soit pas associé avec un coup dans les pixels du trajectographe. Les événements contenant deux photons sont également rejetés.

Les critères de sélection des photons sont indiqués dans le tableau 7.13.

variable	seuil	variable	seuil
$\sigma_{i\eta i\eta}$	< 0.001	trackIso	< 0.05
$\sigma_{i\phi i\phi}$	> 0.001	ecalIso	< 0.05
H/E	< 0.05	hcalIso	< 0.05

TABLE 7.13 – *Critères d'identification et d'isolation des photons pour la sélection de l'échantillon de contrôle* $\gamma +$ jets.

Les spectres d'impulsion transverse des photons et des candidats Z avant pondération sont illustrés sur la figure 7.31. Sur cette figure les facteurs de pondération des filtres de déclenchement ont été pris en compte.

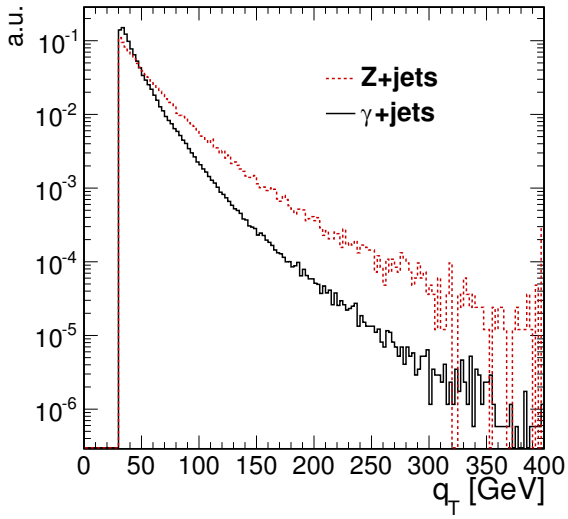
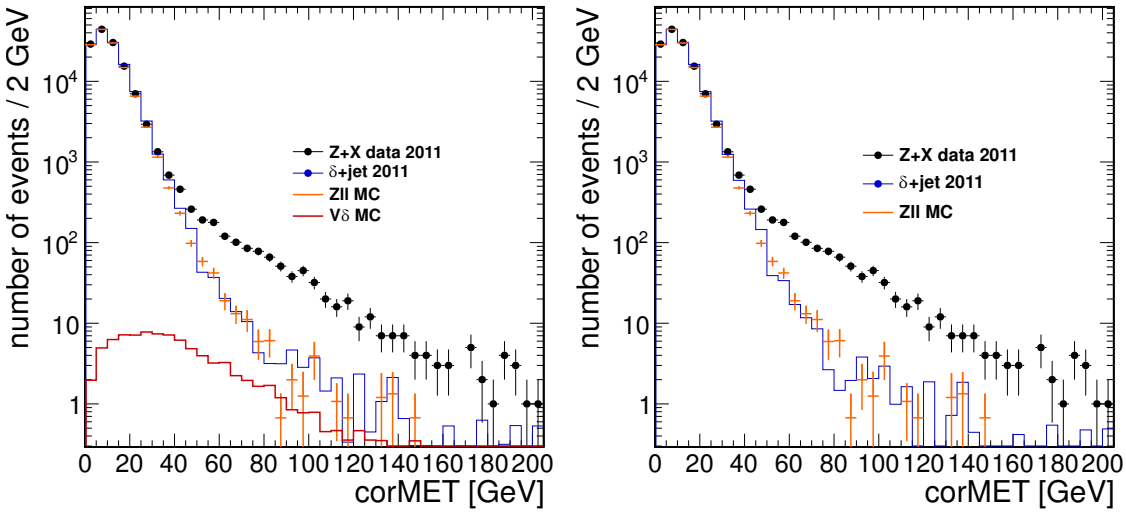


FIGURE 7.31 – *Spectres d'impulsion transverse de l'échantillon* $\gamma +$ jets *et de l'échantillon* $Z \to \ell\ell + X$.

Après pondération de l'échantillon $\gamma +$ jets, la distribution de $\not{E}_T{}^{\text{corr}}$ est normalisée au nombre d'événements $Z \to \ell\ell + X$ contenus dans la région du maximum de $\not{E}_T{}^{\text{corr}}$, soit en dessous de 30 GeV (fig. 7.32). Les spectres présentés sur la figure 7.32 sont obtenus après coupures de pré-sélection et coupures sur q_T uniquement.

Les événements $Z+\gamma$ où le boson Z se désintègre en neutrinos contaminent l'échantillon $\gamma +$ jets dans les hautes régions de $\not{E}_T{}^{\text{corr}}$. Les événements $W + \gamma$ participent uniquement si le lepton issu de la désintégration du W est hors acceptance. La contribution $V + \gamma$ est estimée à partir de la simulation, en prenant en compte les facteurs de pondération du système de déclenchement (fig. 7.32.a). Cette contribution est ensuite soustraite de la distribution $\gamma +$ jets (fig. 7.32.b). Une incertitude de 40% provenant de la normalisation



(a) (b)

FIGURE 7.32 – *Distributions de* $\not\!\!E_T^{\text{corr}}$ *pour l'échantillon de contrôle* $\gamma +$ jets *obtenu après présélection (a) sans nettoyage de la contribution* $\mathrm{V}+\gamma$ *(b) après nettoyage de la contribution* $\mathrm{V}+\gamma$*. Ces distributions sont comparées aux échantillons* $\mathrm{Z} \to \ell\ell + X$ *simulés et provenant des données.*

est considérée sur la composante $\mathrm{V}+\gamma$.

sélection	échantillon $\gamma +$ jets avec $\mathrm{V}+\gamma$	échantillon $\gamma +$ jets sans $\mathrm{V}+\gamma$	simulation Drell-Yan
présélection	160.2 ± 12.6	134.1 ± 13.6	169.9 ± 13.0
veto jet + balance	14.7 ± 3.7	5.9 ± 3.8	2.6 ± 1.6
sélection finale	12.5 ± 3.5	4.5 ± 3.8	1.3 ± 1.3

TABLE 7.14 – *Nombre d'événements restant après coupure sur* $\not\!\!E_T^{\text{corr}}$ *à 50 GeV dans l'échantillon de contrôle* $\gamma +$ jets*, avec et sans soustraction de la composante* $\mathrm{V}+\gamma$*. Les erreurs ne correspondent qu'aux erreurs d'origine statistique. L'ajout en quadrature de l'incertitude systématique provenant de la normalisation* $\mathrm{V}+\gamma$ *augmente cette erreur d'environ* $\oplus 4$*. La prédiction provenant de la simulation est également indiquée.*

Les nombres d'événements $\gamma +$ jets survivant à la coupure sur $\not\!\!E_T^{\text{corr}}$ pour différents niveaux de sélection, avec ou sans soustraction du processus $\mathrm{V}+\gamma$, sont indiqués dans le tableau 7.14. Les nombres obtenus sont cohérents avec ceux provenant de la simulation Drell-Yan en prenant en compte les larges marges d'erreur. Ceci montre que les queues de distribution de $\not\!\!E_T$ ne sont ni sous-estimées ni surestimées dans la simulation.

Comme l'échantillon $\gamma +$ jets ne permet pas de différencier les contributions $\mathrm{Z} \to e^+e^-$ et $\mathrm{Z} \to \mu^+\mu^-$, le résultats n'est pas directement utilisable mais un facteur d'échelle peut être défini et être utilisé pour pondérer le bruit de fond Drell-Yan issu de la simulation. Ce facteur d'échelle est estimé à 3.5 ± 2.9. Cependant, cette méthode n'est valable que

si la simulation peuple au moins légèrement les régions à haute $\not{E}_T{}^{\text{corr}}$. Dans le cas inverse (et c'est le cas dans le canal électronique), le bruit de fond $\text{Z} \to \ell\ell + X$ est sous-estimé.

Une autre méthode basée sur l'extrapolation au delà de 50 GeV des ajustements des distributions de $\not{E}_T{}^{\text{corr}}$ par des fonctions de Novosibirsk permet d'estimer le bruit de fond $\text{Z} \to \ell\ell + X$. Ces extrapolations sont présentées sur la figure 7.33 pour les données et la la simulation.

Les composantes de bruit de fond Drell-Yan à partir de ces extrapolations sont estimées à 3.6 ± 0.9 et 1.6 ± 0.4 pour le canal électronique et muonique dans les données, respectivement. Ces nombres sont à comparer aux résultats obtenus dans la simulation 0.4 ± 0.1 et 1.0 ± 0.3. Le rapport entre les niveaux de bruit de fond données/simulation est de 3.7 et est parfaitement cohérence avec celui obtenu dans l'échantillon de contrôle γ+jets.

Il faut également noter la différence de niveau de bruit de fond entre muons et électrons. Au vu des spectres présentés sur la figure 7.33, il semble que la résolution en énergie transverse manquante soit légèrement moins bonne pour le canal muonique que pour le canal électronique. Cet effet, déjà été observé en 2010 [35, 36], expliquerait pourquoi le niveau Drell-Yan est plus élevé dans le canal muonique lorsque le veto jet n'est pas appliqué (section 7.5).

Processus $\text{Z} + \gamma$

Le bruit de fond restant $\text{Z} + \gamma$ est estimé à l'aide de la technique d'extrapolation utilisée pour le bruit de fond Drell-Yan. Cependant, à défaut d'obtenir un échantillon $\text{Z} + \gamma$ abondant et pur dans les données, la simulation est utilisée pour estimer ce bruit de fond très faible.

Processus WZ

Le bruit de fond WZ est estimé à partir des résultats présentés dans [31, 32] et à partir de la formule :

$$N^{bkg}_{\text{WZ}\to\ell\nu\ell\ell} = (\mathcal{A} \times \varepsilon \times \rho_{\text{eff}})_{\text{WZ}} \times \sum_{i=e,\mu} \left(\frac{N^{\ell\ell,i}_{\text{WZ}}}{2 \times (\mathcal{A} \times \varepsilon \times \rho_{\text{eff}})_i} \right) \times 3 \tag{7.7}$$

où $N^{\ell\ell,i}_{\text{WZ}}$ est le nombre d'événements $\text{WZ} \to \ell\nu\ell\ell$ obtenus dans l'analyse WZ avec le Z se désintégrant en ℓ ($\ell = e, \mu$) et le W se désintégrant en $e\nu$ ou $\mu\nu$. Le dénominateur correspond à l'efficacité de sélection associée au nombre d'événements $N^{\ell\ell+e/\mu}_{\text{WZ}}$. Le produit $(\mathcal{A} \times \varepsilon \times \rho_{\text{eff}})_{\text{WZ}}$ correspond à l'efficacité de sélection WZ dans l'analyse $\text{ZZ} \to \ell\ell\nu\nu$. Le boson W peut se désintégrer dans le canal électronique, muonique ou tauique. C'est pourquoi l'équation (7.7) contient un facteur combinatoire 3.

Les nombres d'événements de bruit de fond WZ estimés à partir de cette méthode sont indiqués dans le tableau 7.15.

Le bruit de fond WZ peut être également estimé à partir du nombre d'événements rejetés par le veto lepton à la fin de la sélection. Le nombre d'événements WZ dans l'échantillon final est alors donné par :

$$N_{\text{WZ}\to\ell\nu\ell\ell} = N^{\text{lv}}_{\text{WZ}\to\ell\nu\ell\ell} \frac{\mathcal{A}_{out}}{\mathcal{A}_{in}\varepsilon_{loose}} \tag{7.8}$$

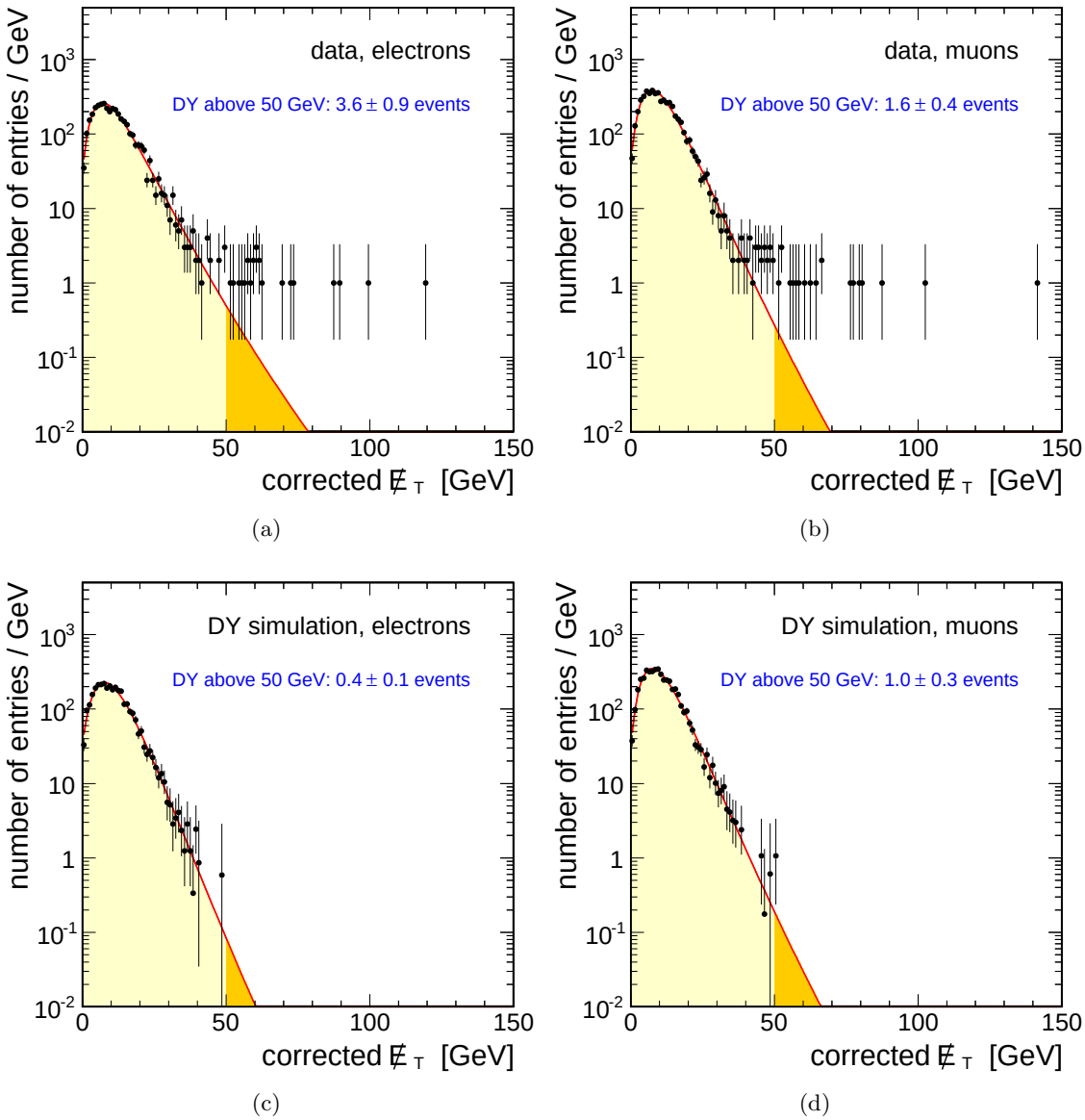


FIGURE 7.33 – *Ajustement de $\not{E}_T^{\text{corr}}$ par une fonction de Novosibirsk et extrapolation de cet ajustement au delà de 50 GeV pour les échantillons $Z \to \ell\ell + X$ provenant (a) et (b) des données et (c) et (d) de la simulation. Toutes les coupures hormis $\not{E}_T^{\text{corr}}$ sont appliquées. Le canal électronique est à gauche et le canal muonique à droite.*

canal	analyse WZ		$(\mathcal{A} \times \varepsilon \times \rho_{\text{eff}})_{\text{WZ}}$	$N^{bkg}_{\text{WZ}\to\ell\nu\ell\ell}$
	$N^{\ell\ell,e/\mu}_{\text{WZ}}$	$(\mathcal{A} \times \varepsilon \times \rho_{\text{eff}})_{e/\mu}$		
$ee + e$	16.3	0.187	0.0146	3.2 ± 0.5
$ee + \mu$	14.4	0.176		
$\mu\mu + \mu$	15.17	0.241	0.0204	3.2 ± 0.6
$\mu\mu + e$	9.49	0.234		

TABLE 7.15 – *Estimation du bruit de fond* WZ.

où $N^{\mathrm{lv}}_{\mathrm{WZ}\to\ell\nu\ell\ell}$ est le nombre d'événements supprimés par le veto lepton, $\mathcal{A}_{out}$ ($\mathcal{A}_{in}$) la probabilité d'un événement WZ $\to \ell\nu\ell\ell$ d'avoir son troisième lepton hors (dans) l'acceptance après application de l'ensemble de la sélection et ε_{loose} l'efficacité de reconstruction/identification/isolation d'un lepton *loose* dans les données. Les probabilités $\mathcal{A}_{out}$ et $\mathcal{A}_{in}$ sont calculées à partir de l'outil de simulation MCFM. Il sera expliqué dans la section suivante comment l'efficacité ε_{loose} est obtenue.

En supposant que l'ensemble des événements rejetés par le veto lepton sont des événements WZ $\to \ell\nu\ell\ell$, supposition issue de la simulation et confirmée dans les données (voir figure 7.24), le bruit de fond WZ $\to \ell\nu\ell\ell$ est estimé par cette méthode à

$$N^{\mathrm{Z}\to ee}_{\mathrm{WZ}} = 2.8 \pm 1.6$$

et

$$N^{\mathrm{Z}\to \mu\mu}_{\mathrm{WZ}} = 5.6 \pm 2.3$$

dans le canal électronique et muonique, respectivement. Le total est alors de

$$N^{\mathrm{Z}\to \ell\ell}_{\mathrm{WZ}} = 8.3 \pm 2.8$$

Les grandes marges d'erreur sont dues au faible nombre d'événements rejetés par le veto lepton.

Les deux méthodes donnent des résultats en bon accord. La première est utilisée pour estimer le bruit de fond WZ dans l'échantillon final.

7.6.2 Bruits de fond non piqués

Processus top

La méthode d'estimation du bruit de fond top dans l'échantillon final se fonde sur l'hypothèse que l'ensemble des événements rejetés par le veto b-tag sont des événements top uniquement. Si l'efficacité d'étiquetage ε_b d'un événement contenant un jet de quark b est connue, alors le nombre d'événements N_t de bruit de fond top dans l'échantillon final et le nombre d'événements N_t^{fail} n'ayant pas passé le veto b-tag est simplement relié par l'équation :

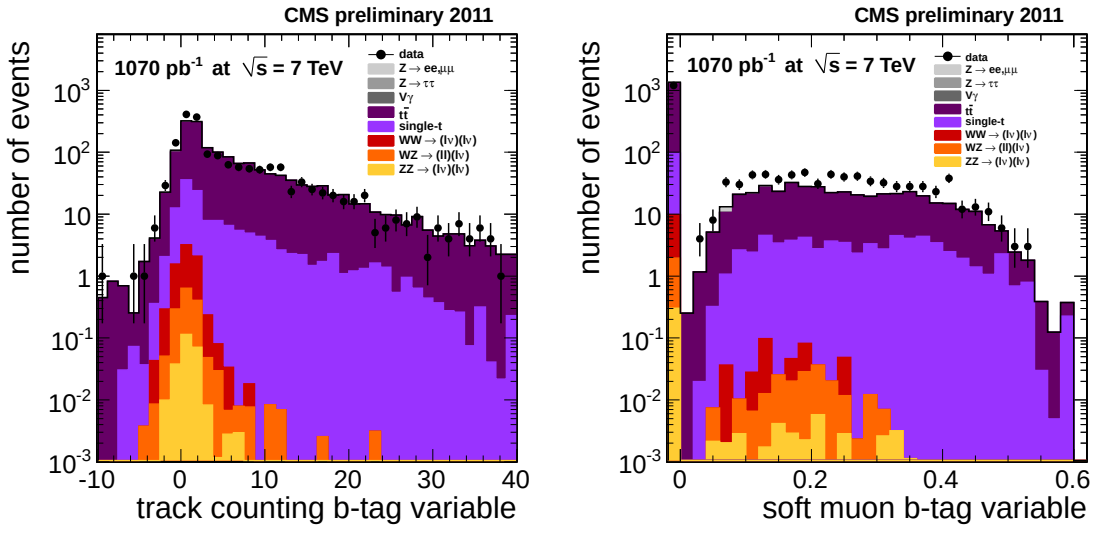
$$N_t = \frac{1-\varepsilon_b}{\varepsilon_b} \times N_t^{\mathrm{fail}} \tag{7.9}$$

Comme N_t^{fail} est connu, N_t est alors accessible.

L'efficacité d'étiquetage d'un événement contenant un jet de quark b est calculée à partir d'un échantillon de contrôle enrichi en processus top. La sélection de l'échantillon correspond aux critères suivants :

- sélection nominale des leptons
- masse invariante du système di-lepton supérieure à 30 GeV et non comprise dans la fenêtre $[80-100]$ GeV
- sélection $\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}}$ nominale
- pas de coupure de balance et d'alignement

La pureté de l'échantillon sélectionné est estimée à 95%. Les distributions des variables d'étiquetage de jets de b sont illustrées sur la figure 7.34.



(a) (b)

FIGURE 7.34 – *Distribution des variables d'étiquetage de jets de b pour l'échantillon de contrôle top.*

L'efficacité d'étiquetage d'un événement contenant un jet de b est estimée à $\varepsilon_b = 80.3 \pm 1.0\%$ dans les données. Sept événements sont rejetés par le veto b-tag ($N_t^{\text{fail}} = 7.0 \pm 2.7$) dans la fenêtre de masse $[60 - 120]$ GeV. Le niveau de bruit de fond top dans l'échantillon final est alors

$$N_t = 1.7 \pm 0.7 \text{ événements.} \tag{7.10}$$

Ce niveau de bruit de fond est compatible avec les prédictions provenant de la simulation : $N_t^{\text{MC}} = 3.5 \pm 0.4$.

Processus W + jets et QCD : faux leptons

Bien que le taux de faux leptons provenant de processus QCD ou surtout W + jets soit faible, les sections efficaces de production de ces processus sont au moins six fois plus importantes que celles du signal et la contamination de faux leptons peut alors devenir significative.

Ce bruit de fond n'a aucune raison d'être piqué en masse invariante. Un excès de faux leptons a pour effet de changer la ligne de base du spectre de masse invariante.

Cette contribution n'a pas de raison d'être identique pour le canal électronique et muonique si la sélection des événements ne protège pas contre les faux leptons. En effet, le taux de faux électrons est bien plus important que celui de faux muons car un pion neutre accompagné d'un pion chargé peut être facilement reconstruit comme un électron, alors qu'un faux muon est un muon provenant d'une désintégration de hadron de saveur lourd. Les lignes de base des spectres de masse invariante sont semblables entre les canaux électroniques et muoniques, signe que le niveau de bruit de fond induit par les faux leptons est relativement faible.

La méthode dite du taux de faux leptons, ou *fake rate method* [37, 38, 39], est utilisée

pour estimer la quantité de candidats Z reconstruits avec au moins un faux lepton. Cette méthode consiste à déterminer à partir d'un échantillon pur de données QCD la probabilité qu'un jet ressemblant à un véritable lepton passe avec succès l'ensemble des coupures d'isolation et d'identification nominale des leptons.

Un échantillon QCD pur est sélectionné dans les données, à partir de la sélection suivante :

- sélection des données basée sur des filtres de déclenchement « simple lepton » ($p_T > 17\,(8)$ GeV pour les électrons (muons) ; très faibles critères d'isolation et d'identification pour les électrons)
- rejet des candidats W en demandant $\not{E}_T < 20$ GeV et $M_T(e, \not{E}_T) < 25$ GeV
- rejet des candidats Z avec un veto sur la fenêtre de masse invariante $70 < M_{\ell\ell} < 120$ GeV
- rejet des événements Drell-Yan en demandant au moins un jet d'impulsion transverse $p_T > 25$ GeV. Pour le canal électronique, le jet doit également avoir une fraction d'énergie hadronique supérieure à 50% : $E_{had} > \frac{1}{2}E_{jet}$. Cette condition permet de rejeter les événements Drell-Yan ou l'un des électrons est mal identifié et est reconstruit comme un jet.

A partir de cet échantillon, les jets ressemblant à des leptons sont sélectionnés. Ces jets sont appelés *fakable objects*, ou objets FO.

Pour le canal électronique, les électrons Gsf reconstruits après application de cette sélection sont très majoritairement de fausses signatures provenant de jets. Un électron Gsf est considéré comme un *fakable object* (ou potentiel faux lepton) s'il respecte les conditions suivantes :

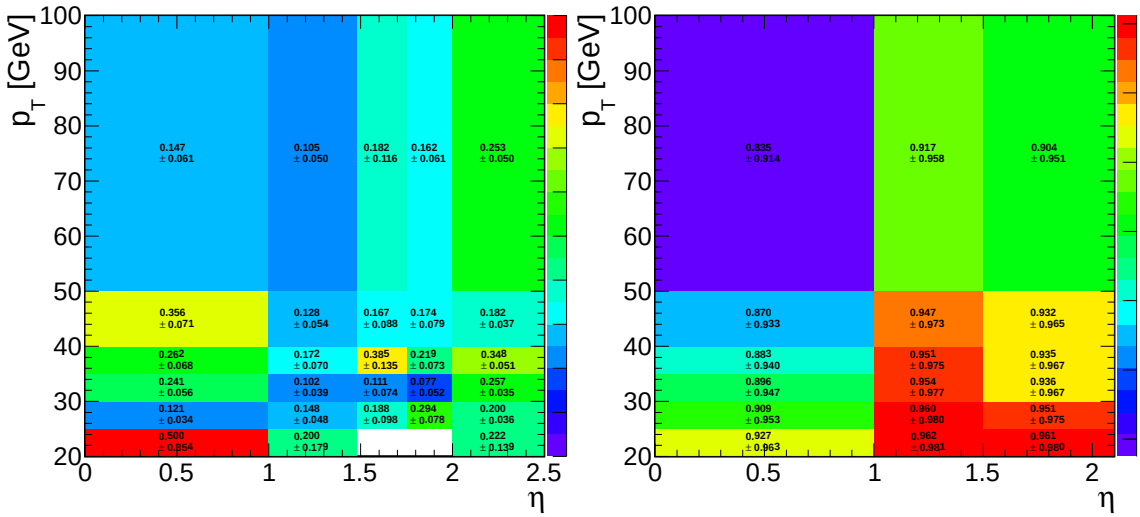
- $p_T > 20$ GeV, $|\eta| < 1.44$ ou $1.56 < |\eta| < 2.5$
- identification/isolation *very loose* (cf. section 7.3)
- ne provient pas d'un photon converti

Comme les faux muons sont de vrais muons produits dans des jets, relâcher les paramètres d'identification n'est pas très utile pour sélectionner un échantillon de *fakable objects*. Seul le paramètre d'impact de la trace associée au muon diffère. Par conséquent, la définition du *fakable object* est identique à celle d'un vrai muon avec une coupure sur le paramètre d'impact relâchée $d_{xy} < 2$ cm et toujours sans isolation.

Le taux τ_f de *fakable objects* passant la sélection nominale est ensuite mesuré. Ce taux est communément nommé taux de faux leptons, ou *fake rate*, et est défini par le nombre N^p_{FO} de *fakable objects* passant la sélection complète d'identification et d'isolation sur le nombre total de *fakable objects* N_{FO} :

$$\tau_f = \frac{N^p_{FO}}{N_{FO}} \tag{7.11}$$

Comme les taux de faux leptons dépendent de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapidité du *fakable object*, l'espace $p_T - \eta$ est séparé en plusieurs régions (fig. 7.35). Sur l'ensemble de l'espace des phases, le taux de faux lepton est évalué à $\tau_f = 0.223 \pm 0.008$ pour les électrons et $\tau_f = 0.930 \pm 0.001$ pour les muons. Cette dernière valeur élevée est due à l'absence d'isolation sur les muons. Avec une isolation combinée appliquée sur les muons, ce taux chute à $\tau_f = 0.068 \pm 0.005$.



(a) canal électronique (b) canal muonique

FIGURE 7.35 – *Taux de faux leptons en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapidité du candidat (a) électron (b) muon.*

Le nombre d'événements QCD/W + jets N_{ll}^1 ayant passé la sélection alors qu'au moins un des leptons n'est pas un vrai lepton est donné par :

$$N_{ll}^1 = N_{ld} \times \tau_f \tag{7.12}$$

où N_{ld} est le nombre d'événements contenant un vrai lepton (l) et un *fakable object* (d). Malheureusement, N_{ld} n'est pas connu. Par contre, le nombre d'événements N_{lf} où le *fakable lepton* ne passe pas la sélection nominale est connu et est relié à N_{ld} par :

$$N_{lf} = (1 - \tau_f) N_{ld} \tag{7.13}$$

N_{ll} peut alors être ré-exprimé en fonction de N_{lf} et τ_f :

$$N_{ll}^1 = \frac{N_{lf}}{1 - \tau_f} \tau_f \tag{7.14}$$

Un calcul similaire pour la catégorie d'événement reconstruits avec deux faux leptons permet d'obtenir la contribution suivante, après sélection nominale des leptons :

$$N_{ll}^2 = N_{ff} \left(\frac{\tau_f}{1 - \tau_f} \right)^2 \tag{7.15}$$

où N_{ff} est le nombre d'événements où les deux *fakable objects* n'ont pas passé les critères nominaux de sélection des leptons.

Les contributions QCD/W + jets obtenues par la méthode du taux de faux leptons sont résumées dans la table 7.16.

Trois événements du canal muonique sont rejetés par application d'une coupure d'isolation sur les deux muons, avec l'un de ces événements à une masse invariante $M(\mu\mu) = 83$ GeV. En supposant que ces événements sont des événements W + jets non piqués (ce qui semble être le cas), ceux-ci sont pris en compte directement dans la modélisation de la masse invariante comme bruit de fond.

canal	contamination (événements)	prédiction MC
ee, M_{ee} dans $[60-120]$ GeV	$3.4 \pm 1.1\,^{+1.3}_{-2.5}$	8.8±5.6
ee, M_{ee} dans $[80-100]$ GeV	$1.4 \pm 0.6\,^{+0.6}_{-1.4}$	$0\,^{+2.9}_{-0}$
$\mu\mu$	$0\,^{+0.9}_{-0.0}$	$0\,^{+2.9}_{-0.0}$

TABLE 7.16 – *Nombre d'événements de bruit de fond dû aux faux leptons. Les prédictions provenant de la simulation ne contiennent que la contribution du processus* W + jets.

Processus V + γ non piqué

Le processus V + γ non piqué ne peut constituer un bruit de fond pour le canal muonique. En effet, ce bruit de fond apparaît lorsque de l'énergie transverse manquante est créée par un lepton hors acceptance ou lorsque le boson W se désintègre en électron et que le photon est mal identifié et reconstruit comme un électron. Comme le photon ne peut ressembler à un muon, cette contribution est exclue.

Par opposition avec le canal muonique, une contamination de l'échantillon final peut exister dans le canal électronique, pour les mêmes raisons que celles exprimées ci-dessus. La composante provenant du processus Z + γ est faible car il est nécessaire de considérer l'acceptance complète du détecteur ($|\eta| < 5$) pour estimer la probabilité qu'un électron soit hors acceptance. Effectivement, un électron déposant son énergie dans le HF ou dans le HCAL sera reconstruit comme un jet, et probablement avec une énergie transverse supérieure à celle du seuil du veto jet. Cet effet est vérifié à partir de la simulation.

Pour la composante W + γ, il faudrait estimer la fraction d'événements où un photon est identifié comme un électron après réjection des électrons provenant de conversions. Cependant, cette fraction doit être faible et ce bruit de fond également faible et déjà pris en compte dans la modélisation du spectre de masse invariante. Par conséquent, la simulation est utilisée pour estimer la contamination en événements V + γ. La petitesse de la contribution du bruit de fond W + γ est vérifiée sur les données par application de la réjection des conversions. Comme il a été dit dans la section 7.3, aucun événement n'est rejeté par cette réjection et montre bien que ce bruit de fond W + γ est faible.

Processus Z $\rightarrow \tau^+\tau^-$

Le bruit de fond Z $\rightarrow \tau^+\tau^-$ n'est pas considéré comme un bruit de fond piqué. Ce bruit de fond est faible (seulement un événement dans la simulation dans le canal électronique) et sa contribution affecte la partie basse du spectre de masse invariante. Considéré comme un bruit de fond décroissant exponentiellement avec masse invariante, ce bruit de fond n'a aucun impact sur la quantité d'événements piqués ou non piquées. Par simplicité la simulation est utilisée pour soustraire cette contribution mineure de la composante non piquée, avec une incertitude de 100% sur sa normalisation.

7.7 Efficacités de sélection

La mesure de la section efficace nécessite de connaître l'efficacité avec laquelle le signal est sélectionné dans l'analyse. Cette efficacité correspond au produit $\sum_i \varepsilon_i$ où ε_i est l'efficacité de sélection du signal pour une coupure i.

Ces efficacités sont calculées à partir de la simulation et sont corrigées lorsque c'est possible par un facteur de correction dépendant des données. Ce facteur, noté ρ, correspond au rapport des efficacités de sélection entre données et simulation, obtenues sur un échantillon de contrôle *ec* :

$$\varepsilon = \varepsilon^{MC} \frac{\varepsilon_{ec}^{donnees}}{\varepsilon_{ec}^{MC}} = \varepsilon^{MC} \rho \tag{7.16}$$

où ε^{MC} est l'efficacité de sélection calculée sur le signal simulé. $\varepsilon_{ec}^{donnees}$ et ε_{ec}^{MC} correspondent aux efficacités de sélection sur l'échantillon de contrôle *ec* pour les données et la simulation, respectivement. Si une efficacité de sélection ne reçoit pas de correction ρ, l'absence du facteur sera justifiée.

Les efficacités obtenues à partir de la simulation sont indiquées dans le tableau 7.17 pour le canal électronique et dans le tableau 7.18 pour le canal muonique.

canal électron	WZ	ZZ
$q_{\mathrm{T}} > 30$ GeV	$(77.7 \pm 0.3)\%$	$(75.9 \pm 0.4)\%$
veto jet	$(28.6 \pm 0.4)\%$	$(37.9 \pm 0.4)\%$
veto lepton	$(12.5 \pm 0.3)\%$	$(37.9 \pm 0.4)\%$
coupure $\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}}$	$(6.2 \pm 0.2)\%$	$(22.7 \pm 0.3)\%$
coupure balance	$(6.0 \pm 0.2)\%$	$(22.5 \pm 0.3)\%$
$\Delta\Phi$(jet)	$(5.6 \pm 0.2)\%$	$(21.1 \pm 0.3)\%$
$\Delta\Phi$(Z)	$(5.5 \pm 0.2)\%$	$(21.0 \pm 0.3)\%$
veto b-tag	$(5.5 \pm 0.2)\%$	$(20.8 \pm 0.3)\%$
$(A \times \varepsilon)_{\ell\ell}$	$(36.7 \pm 0.2)\%$	$(39.6 \pm 0.3)\%$
efficacité de déclenchement	$(98.8 \pm 0.3)\%$	
efficacité de sélection	$(5.5 \pm 0.2)\%$	$(20.8 \pm 0.3)\%$
$A \times \varepsilon$ totale	$(2.0 \pm 0.1)\%$	$(8.2 \pm 0.1)\%$

TABLE 7.17 – *Efficacités de sélection des événements simulés* WZ *et* ZZ *dans le canal électronique.*

Les méthodes de calcul des différents facteurs de correction ρ sont présentées dans cette section.

7.7.1 Efficacités liées aux leptons

Les efficacités de reconstruction, d'identification et d'isolation des leptons sont calculées avec la méthode « étiquette et sonde » (ou *tag and probe*) [40]. Cette méthode développée au Tevatron pour les expériences CDF et D0 permet de mesurer des efficacités de sélection de reconstruction, identification, isolation ou déclenchement d'objets physiques de haut niveau directement à partir des données. La technique consiste à former une liste pure d'objets « sonde » émis en présence d'objets « étiquette » extrêmement bien définis. Les objets sonde ne respectent pas forcément les critères de sélection dont on veut mesurer l'efficacité.

Voici un exemple d'application de la méthode *tag and probe* pour une mesure d'efficacité d'identification ε_{ID} des électrons.

canal muonique	WZ	ZZ
$q_{\mathrm{T}} > 30$ GeV	$(77.6 \pm 0.3)\%$	$(75.6 \pm 0.3)\%$
veto jet	$(28.3 \pm 0.3)\%$	$(37.4 \pm 0.3)\%$
veto lepton	$(12.5 \pm 0.2)\%$	$(37.3 \pm 0.3)\%$
coupure $\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}}$	$(6.2 \pm 0.2)\%$	$(21.1 \pm 0.3)\%$
coupure balance	$(5.9 \pm 0.1)\%$	$(20.9 \pm 0.3)\%$
$\Delta\Phi$(jet)	$(5.5 \pm 0.1)\%$	$(19.5 \pm 0.3)\%$
$\Delta\Phi$(Z)	$(5.4 \pm 0.1)\%$	$(19.5 \pm 0.3)\%$
veto b-tag	$(5.2 \pm 0.1)\%$	$(18.9 \pm 0.3)\%$
$(A \times \varepsilon)_{\ell\ell}$	$(53.3 \pm 0.2)\%$	$(58.2 \pm 0.2)\%$
efficacité de déclenchement	$(92.2 \pm 0.1)\%$	
efficacité de sélection	$(5.2 \pm 0.1)\%$	$(18.9 \pm 0.3)\%$
$A \times \varepsilon$ totale	$(2.8 \pm 0.1)\%$	$(11.0 \pm 0.2)\%$

TABLE 7.18 – *Efficacités de sélection des événements simulés* WZ *et* ZZ *dans le canal muonique.*

Il est d'abord nécessaire de définir un échantillon de vrais électrons où ε_{ID} puisse être mesuré sans crainte d'être contaminé par de faux électrons. L'utilisation d'événements $\mathrm{Z} \to e^+e^-$ se prête particulièrement bien à l'utilisation de la méthode *tag and probe* : un des deux électrons très bien identifié et isolé sert d'étiquette et une liste de sondes est construite à partir du deuxième électron. Les critères de sélection du deuxième électron doivent être plus lâches que ceux de l'identification nominale à tester ainsi que de la sélection de l'étiquette.

Chaque électron peut être l'étiquette de l'autre, ce qui permet de doubler la statistique disponible. En notant N_{tt} le nombre d'événements où chaque électron peut être une étiquette, N_{tp} le nombre d'événements où la sonde passe les critères d'identification sans être considérée comme une étiquette et N_{tf} le nombre d'événements où la sonde ne passe pas les critères d'identification, l'efficacité ε_{ID} est définie par :

$$\varepsilon_{ID} = \frac{2N_{tt} + N_{tp}}{2N_{tt} + N_{tp} + N_{tf}} \tag{7.17}$$

Cette méthode est utilisée pour les électrons et les muons, à partir d'un lot de candidats Z. Les événements Z sont sélectionnés tels que la masse invariante du système « étiquette-sonde » soit comprise dans la fenêtre [70 : 110] GeV. Comme il est impossible d'obtenir un échantillon rigoureusement pur d'événements Z, une modélisation de la masse invariante est utilisée pour estimer le nombre d'événements de signal et de bruit dans chaque catégorie. Le bruit est modélisé par une fonction exponentielle et le signal par une fonction de Breit-Wigner convoluée à une fonction de résolution de type « Crystal-Ball ».

Les efficacités de reconstruction ε_{reco}, d'identification ε_{ID} et d'isolation ε_{ISO} dépendent normalement de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapidité des sondes. La statistique disponible étant limitée, l'échantillon d'électrons sonde est simplement séparé en deux catégories, correspondant aux couvertures de EB et de EE. Cette séparation est aussi motivée par la différence des critères d'identification et d'isolation entre tonneau et bouchons. On ne considère qu'un seul échantillon pour les muons, sans aucune séparation.

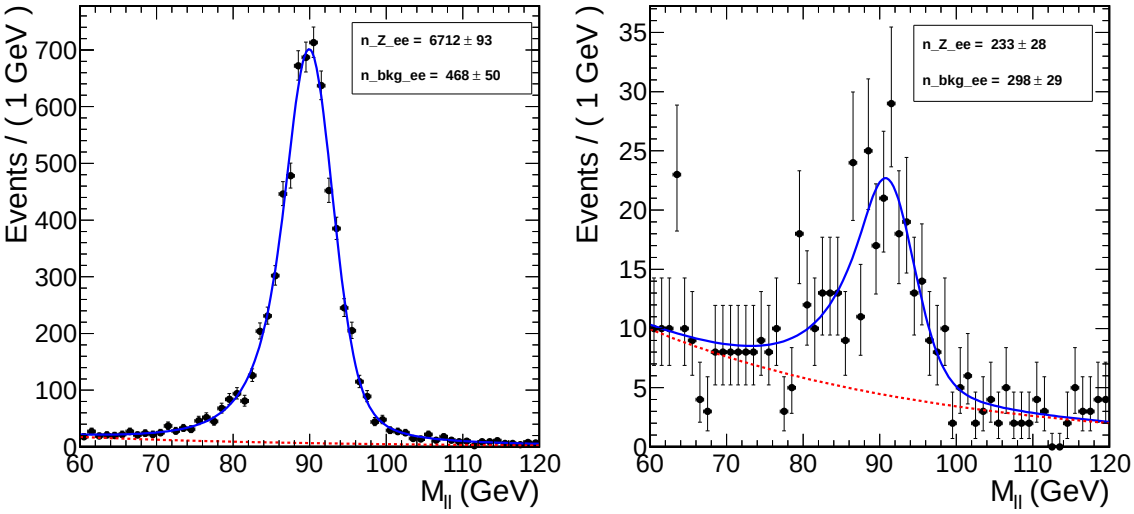
Electrons

La définition de l'électron étiquette est identique pour chacune des efficacités mesurées :
- $p_T > 20$ GeV, $|\eta| < 1.44$ ou $1.56 < |\eta| < 2.5$
- identification *tight*
- isolation *tight*

Reconstruction

Un électron est formé par l'association d'un super-cluster du ECAL et d'une trace Gsf. L'efficacité de reconstruction est définie par la probabilité d'avoir une trace Gsf associée à un super-cluster. Comme un super-cluster sans trace associée définit un photon, la sonde est choisie comme un photon ($p_T > 20$ GeV, fiduciel) avec une identification de base :
- $\sigma_{i\eta i\eta} < 0.01$ (0.03) pour les photons dans le tonneau (bouchons)
- $H/E < 0.15$ (0.15) pour les photons dans le tonneau (bouchons)

Si un vrai électron Gsf est présent dans un cône $\Delta R = 0.3$ autour de la sonde, alors la sonde est considérée comme un électron reconstruit.



(a) sonde reconstruite comme un électron (b) sonde non reconstruite comme un électron

FIGURE 7.36 – *Spectre de la masse invariante étiquette-sonde pour (a) les événements ayant passé le critère de reconstruction (b) les événements n'ayant pas passé le critère de reconstruction.*

La figure 7.36 illustre les distributions de masse invariante pour les catégories où la sonde est reconstruite comme un électron et où la sonde n'est pas associée à un électron, dans des événements Z obtenus à partir des données de 2011. Le nombre d'événements Z est alors évalué dans chaque catégorie à partir des modélisations réalisées sur les spectres de masse invariante.

Identification

Pour l'identification des électrons, la sonde est définie par un électron Gsf reconstruit avec les restrictions cinématiques communes $p_T > 20$ GeV, $|\eta| < 1.44$ ou $1.56 < |\eta| < 2.5$.

Isolation

Un électron est considéré comme sonde s'il est reconstruit (toujours $p_T > 20$ GeV, $|\eta| < 1.44$ ou $1.56 < |\eta| < 2.5$) et identifié à partir des critères correspondant à sa catégorie (*loose* ou *tight*).

Par simplicité, les efficacités d'identification et d'isolation obtenues sont présentées de manière combinée dans le tableau 7.19. Le facteur de correction ρ dérivé de ces efficacités est également indiqué.

électrons		$\varepsilon_{\text{data}}$	ε_{sim}	ρ
EB	*tight*	$(81.0 \pm 0.1)\%$	84.8%	0.956 ± 0.002
	loose	$(90.5 \pm 0.1)\%$	92.9%	0.974 ± 0.002
EE	*tight*	$(79.7 \pm 0.1)\%$	79.9%	0.997 ± 0.002
	loose	$(91.0 \pm 0.1)\%$	90.2%	1.009 ± 0.001

TABLE 7.19 – *Efficacité d'identification et d'isolation combinée obtenue à partir de la méthode tag and probe pour un échantillon d'événements* $\mathrm{Z} \to e^+e^-$.

En prenant en compte les différentes populations d'événements simulés ZZ EB-EB, EB-EE et EE-EE (ces catégories correspondent aux points d'impact des électrons dans le ECAL), le facteur de correction global obtenu pour le canal électronique à partir de la méthode *tag and probe* est estimé à

$$\rho_{ee} = 0.931 \pm 0.002$$

Muons

Un muon est considéré comme étiquette s'il passe la sélection *tight* présentée dans la section 7.3. La définition de l'étiquette est identique pour l'ensemble des efficacités mesurées. Les coupures cinématiques $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2.1$ doivent être respectées pour qu'un muon soit considéré comme sonde.

Reconstruction

La sonde correspond à muon *tracker* (`muidTrackerMuonArbitrated`). Un muon est dit reconstruit si ce muon est également reconnu comme un muon *global* (`muidGlobalMuonPromptTight`). Cette définition correspond à l'identification muon *very loose*.

Identification

Un muon est dit identifié s'il passe les critères d'identification correspondant à sa catégorie (*loose* ou *tight*).

Isolation

Les muons ne sont pas isolés dans cette analyse. Par conséquent il n'est pas nécessaire de calculer un facteur ρ pour l'isolation.

Les efficacités de reconstruction/identification pour les muons et les facteurs de correction correspondant sont indiqués dans le tableau 7.20.

muons		$\varepsilon_{\text{data}}$	ε_{sim}	ρ
tonneau	*tight*	$(97.5 \pm 0.1)\%$	97.7%	0.998 ± 0.001
	loose	$(98.9 \pm 0.1)\%$	99.5%	0.994 ± 0.001
bouchons	*tight*	$(97.8 \pm 0.1)\%$	98.2%	0.996 ± 0.001
	loose	$(98.9 \pm 0.1)\%$	99.5%	0.994 ± 0.001

TABLE 7.20 – *Efficacité d'identification et d'isolation combinée obtenue à partir de la méthode tag and probe pour un échantillon d'événements* $\mathrm{Z} \to \mu^+\mu^-$.

Après combinaison des différentes catégories d'événements $\mathrm{ZZ} \to \mu\mu\nu\nu$ simulés (tonneau-tonneau, bouchon-tonneau, bouchon-bouchon) le facteur de correction correspond à

$$\rho_{\mu\mu} = 0.995 \pm 0.001$$

7.7.2 Efficacité de déclenchement

Par simplicité et parce que la probabilité que deux leptons émis par un boson Z déclenchent la lecture de l'événement a déjà été calculée dans d'autres analyses similaires [41, 31] à partir de la méthode *tag and probe*, les valeurs d'efficacité déjà calculées dans ces analyses sont utilisées (tab. 7.21).

canal	ee	$\mu\mu$
efficacité de déclenchement / lepton	$(99.4 \pm 0.2)\%$	$(96.0 \pm 0.0)\%$
efficacité de déclenchement globale	$(98.8 \pm 0.3)\%$	$(92.2 \pm 0.1)\%$

TABLE 7.21 – *Efficacités de déclenchement des filtres « double leptons ».*

L'incertitude sur l'efficacité de déclenchement provient de [41] et est évaluée à 1.5 % .

7.7.3 Efficacité veto jet

L'efficacité de veto jet est contrôlée à partir d'un échantillon $\mathrm{Z} + \mathrm{jets}$.

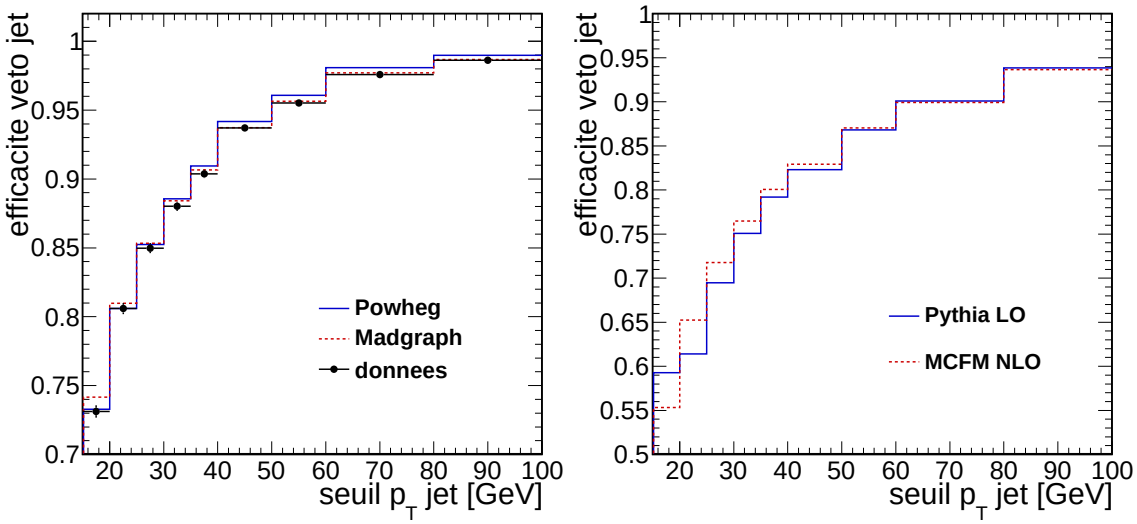
$$\varepsilon_{\mathrm{jv}} = \varepsilon_{\mathrm{jv}}(\mathrm{ZZ})^{\mathrm{MC}} \times \left(\varepsilon_{\mathrm{jv}}(\mathrm{Z}+\mathrm{jets})^{\mathrm{data}}/\varepsilon_{\mathrm{jv}}(\mathrm{Z}+\mathrm{jets})^{\mathrm{MC}}\right) \tag{7.18}$$

Il est d'abord vérifié que l'efficacité de sélection sur un échantillon $\mathrm{Z} + \mathrm{jets}$ de données est sensiblement identique aux efficacités obtenues sur des échantillons simulés Powheg et Madgraph. Cet accord est validé sur la figure 7.37.a. Ensuite, il est vérifié que l'efficacité de sélection du signal obtenue pour la simulation LO corrigée est en bon accord avec une simulation NLO complète, ici réalisée avec MCFM (fig. 7.37.b).

L'efficacité de sélection de veto jet est estimée à $72.8\% \pm 0.3\%(\mathrm{stat})$. Le facteur de correction provenant de l'échantillon $\mathrm{Z} + \mathrm{jets}$ est mesuré à

$$\rho_{jv} = 1.025 \pm 0.006$$

L'efficacité de sélection est sensible à l'échelle d'énergie des jets. Une variation de $\pm 3\%$ de cette échelle d'énergie implique une variation du nombre d'événements obtenus à la fin de la sélection de $+0.9\%$ et -1.3%. Par conséquent, une incertitude systématique de 1.3% est associée à l'efficacité de sélection veto jet en raison de l'imprécision sur l'échelle d'énergie des jets.



(a) (b)

FIGURE 7.37 – *Efficacité de sélection du veto jet pour (a) des événements* Z + jets *provenant des données, de la simulation Powheg et Madgraph et (b) pour la simulation Pythia corrigée NLO et la simulation NLO MCFM. Les données et la simulation proviennent des échantillons de 2010.*

7.7.4 Efficacité des coupures $\not{E}_T{}^{\text{corr}}$/balance/alignement

Un échantillon de contrôle dédié est utilisé pour étudier les efficacités de sélection des coupures sur $\not{E}_T{}^{\text{corr}}$, $B_{\not{E}_T}$ et des coupures d'alignement.

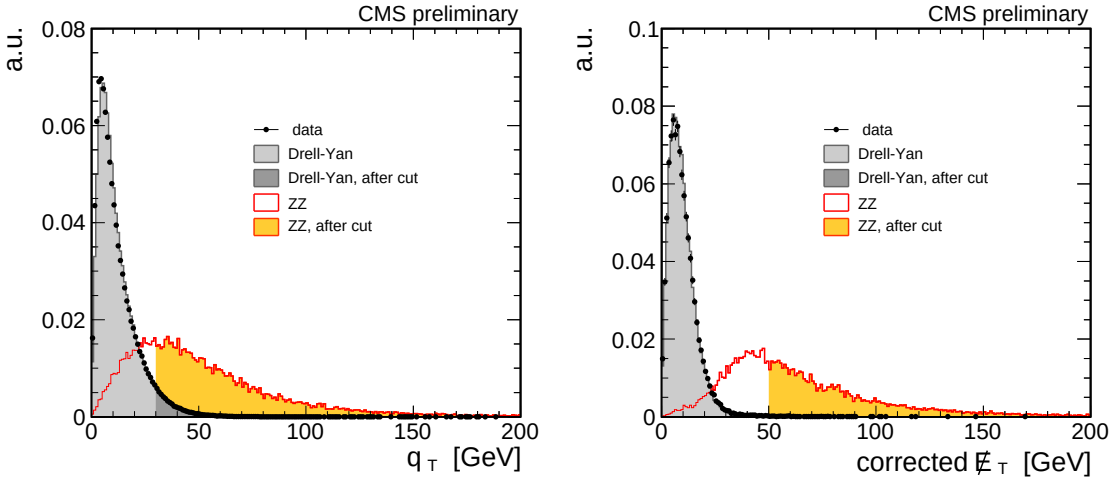
Des événements avec un candidat Z et exactement un jet avec une énergie transverse supérieure à 30 GeV sont sélectionnés [8]. L'échantillon de contrôle sélectionné est noté Z + 1-jet et est défini dans les données et dans la simulation.

Les spectres de q_{T} et de $\not{E}_T{}^{\text{corr}}$ pour l'échantillon Z + 1-jet sont illustrés sur la figure 7.38 pour la simulation et les données.

Afin de reproduire une topologie identique à celle du signal après le veto jet, la contribution du jet de l'échantillon Z + 1-jet est « supprimée » lors du calcul de $\not{E}_T{}^{\text{PU}}$, créant ainsi une énergie transverse manquante dans la direction opposée au Z, comme c'est le cas pour le signal. Les événements Z + 1-jet sont pondérés à partir du spectre d'impulsion transverse du Z dans les événements ZZ, de telle sorte que les spectres de q_T de l'échantillon de contrôle et du signal simulés soit superposables.

Les distributions de plusieurs observables physiques peuvent alors être comparées entre la simulation du signal et l'échantillon de contrôle obtenu. Le veto lepton est appliqué afin de pouvoir également utiliser cet échantillon de contrôle pour le processus WZ. Les figures 7.39, 7.40 et 7.41 présentent ces comparaisons pour le canal combiné et montrent que le signal ZZ est bien modélisé par l'échantillon de contrôle.

8. Il faut noter que par construction ce jet est forcément associé au vertex principal lors du calcul de $\not{E}_T{}^{\text{PU}}$.



(a) (b)

FIGURE 7.38 – *Spectre (a) de q_{T} (b) de $\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}}$ de l'échantillon de contrôle $\mathrm{Z}+1$ jet pour la simulation et les données. Les distributions pour le signal sont également indiquées. Les coupures à $q_T = 30$ GeV et $\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}} = 50$ GeV sont modélisées par le changement de couleur des dstributions.*

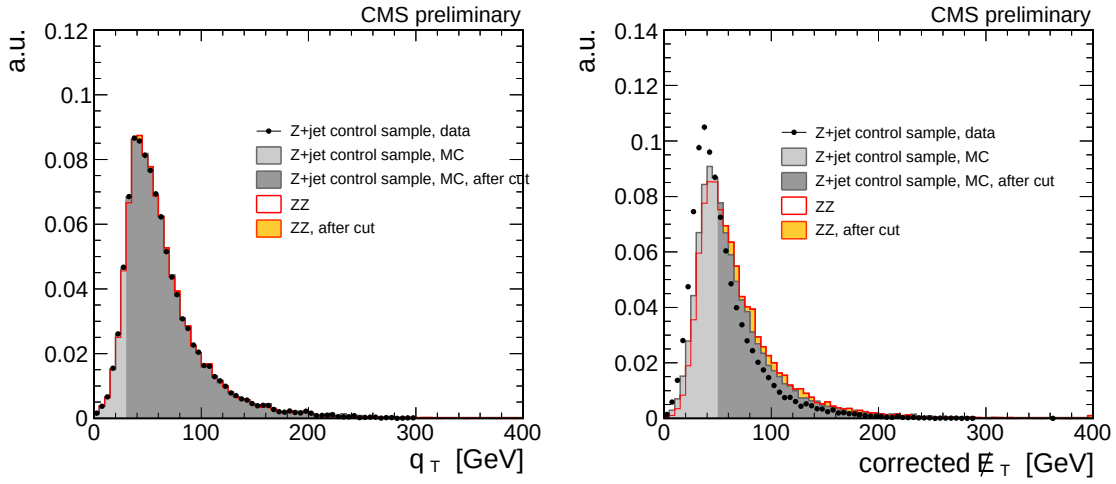
On s'attend à ce que les distributions de $\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}}$ présentent un désaccord entre données et simulation plus important que pour les autres observables, en raison des corrections intervenant dans le calcul de $\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}}$, qui sont différentes dans les données et la simulation. On constate, dans une moindre mesure, une différence entre les distributions de $\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}}$ pour le signal et l'échantillon de contrôle dans la simulation. Cette différence provient majoritairement de la différence de processus physique entre les deux échantillons et cet effet n'est par conséquent pas corrigé. Par contre, la différence d'efficacité de sélection sur $\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}}$ entre l'échantillon de contrôle et le signal est un bon indicateur de la précision obtenue sur l'efficacité de sélection. La différence est alors considérée comme une incertitude systématique sur l'efficacité de sélection de la coupure sur $\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}}$ et donc sur l'efficacité totale de sélection.

Les facteurs de correction pour les sélections sur $\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}}$, $B_{\not{E}_T}$, $\Delta\Phi(\mathrm{jet})$ et $\Delta\Phi(\mathrm{Z})$ sont calculés à partir de l'échantillon de contrôle $\mathrm{Z}+1$-jet :

$$\rho_{\mathrm{coupure}} = \varepsilon^{\mathrm{cs,\,data}}_{\mathrm{coupure}} / \varepsilon^{\mathrm{cs,\,MC}}_{\mathrm{coupure}} \tag{7.19}$$

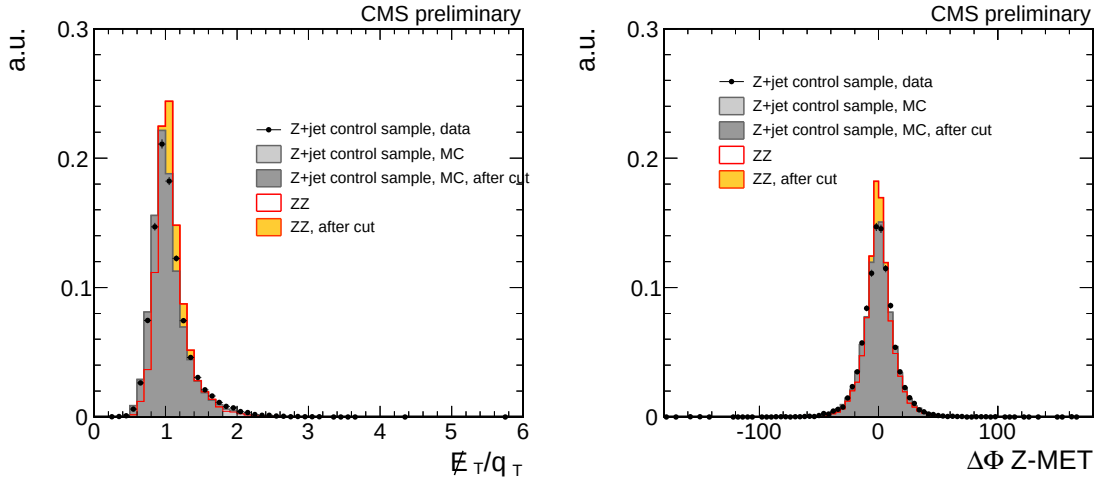
Le tableau 7.22 indique les valeurs des facteurs ρ obtenues pour le canal électronique, muonique et combiné, ainsi que les efficacités relatives des coupures.

La figure 7.41 illustre les spectres de masse invariante pour le canal électronique et le canal muonique après application de l'ensemble de la sélection. Ces distributions sont modélisées par les fonctions présentées dans la section 7.5.3 et les fonctions de densité de probabilité obtenues servent à extraire les nombres d'événements de signal.



(a) (b)

FIGURE 7.39 – *Spectre (a) d'impulsion transverse q_T pour l'échantillon de contrôle Z+1-jet après pondération des événements (b) de $\not{E}_T^{\text{corr}}$ pour l'échantillon de contrôle Z+1-jet après pondération des événements. Les coupures précédentes dans le schéma de sélection sont appliquées.*

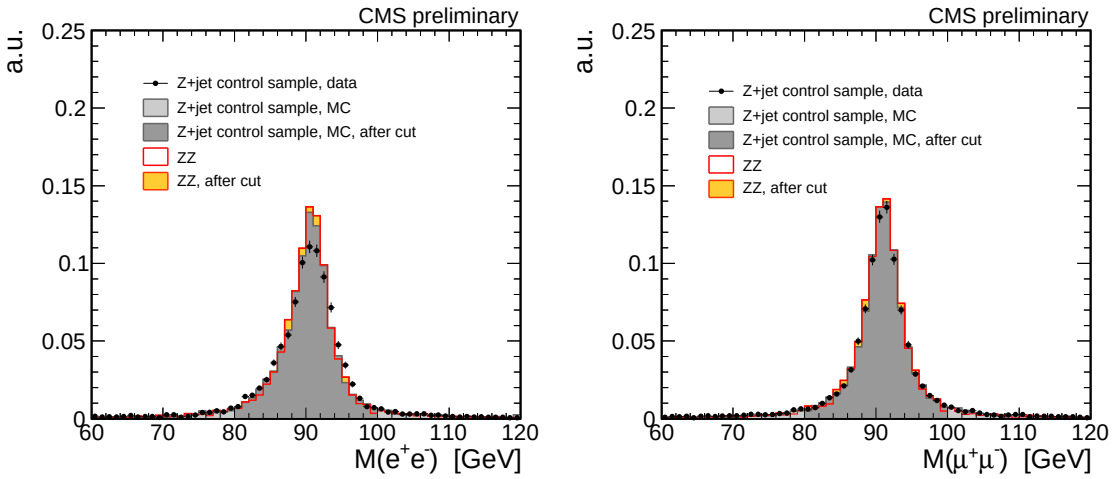


(a) (b)

FIGURE 7.40 – *Spectre de (a) $B_{\not{E}_T}$ (b) $\Delta\Phi$(Z) pour l'échantillon de contrôle Z+1-jet après pondération des événements. Les coupures précédentes dans le schéma de sélection sont appliquées.*

électrons		échantillon de contrôle Z +jet		
	ZZ	MC	données	ρ
coupure $\not{E}_T^{\text{corr}}$	$(63.74 \pm 0.57)\%$	$(58.71 \pm 0.26)\%$	$(45.67 \pm 0.30)\%$	0.778 ± 0.006
coupure balance	$(98.72 \pm 0.16)\%$	$(98.87 \pm 0.08)\%$	$(98.00 \pm 0.15)\%$	0.991 ± 0.002
$\Delta\Phi$(jet)	$(91.27 \pm 0.41)\%$	$(85.81 \pm 0.27)\%$	$(83.25 \pm 0.41)\%$	0.970 ± 0.006
$\Delta\Phi$(Z)	$(99.86 \pm 0.06)\%$	$(99.82 \pm 0.04)\%$	$(99.73 \pm 0.06)\%$	0.999 ± 0.001
total	$(56.32 \pm 0.59)\%$	$(49.72 \pm 0.27)\%$	$(37.16 \pm 0.29)\%$	0.747 ± 0.007
muon		échantillon de contrôle Z +jet		
	ZZ	MC	données	ρ
coupure $\not{E}_T^{\text{corr}}$	$(60.68 \pm 0.48)\%$	$(55.15 \pm 0.22)\%$	$(42.87 \pm 0.24)\%$	0.777 ± 0.005
coupure balance	$(98.51 \pm 0.15)\%$	$(97.56 \pm 0.10)\%$	$(96.45 \pm 0.16)\%$	0.989 ± 0.002
$\Delta\Phi$(jet)	$(91.81 \pm 0.34)\%$	$(84.81 \pm 0.24)\%$	$(84.08 \pm 0.34)\%$	0.991 ± 0.005
$\Delta\Phi$(Z)	$(99.88 \pm 0.04)\%$	$(99.58 \pm 0.05)\%$	$(99.58 \pm 0.07)\%$	1.000 ± 0.001
total	$(54.00 \pm 0.49)\%$	$(45.44 \pm 0.22)\%$	$(34.62 \pm 0.23)\%$	0.762 ± 0.006
leptons		échantillon de contrôle Z +jet		
	ZZ	MC	données	ρ
coupure $\not{E}_T^{\text{corr}}$	$(61.92 \pm 0.37)\%$	$(56.57 \pm 0.17)\%$	$(44.00 \pm 0.19)\%$	0.778 ± 0.004
coupure balance	$(98.60 \pm 0.11)\%$	$(98.10 \pm 0.07)\%$	$(97.09 \pm 0.11)\%$	0.990 ± 0.001
$\Delta\Phi$(jet)	$(91.58 \pm 0.26)\%$	$(85.23 \pm 0.18)\%$	$(83.74 \pm 0.26)\%$	0.983 ± 0.004
$\Delta\Phi$(Z)	$(99.87 \pm 0.03)\%$	$(99.68 \pm 0.03)\%$	$(99.64 \pm 0.05)\%$	1.000 ± 0.006
total	$(56.96 \pm 0.38)\%$	$(47.15 \pm 0.17)\%$	$(35.65 \pm 0.18)\%$	0.756 ± 0.005

TABLE 7.22 – *Facteurs de correction obtenus à partir de l'échantillon de contrôle* Z + 1 *jet.*



(a) (b)

FIGURE 7.41 – *Spectre de masse invariante pour l'échantillon de contrôle* Z+*1-jet après pondération des événements (a) canal électronique (b) canal muonique. L'ensemble des coupures de sélection sont appliquées.*

7.7.5 Efficacité veto b-tag

L'efficacité de veto b-tag (correspondant à la probabilité de mal identifier un jet de quark léger et de le considérer comme un jet de quark b) est contrôlée à partir d'un échantillon Z + jets. La pureté de l'échantillon de contrôle provenant des données est estimée à 98%. L'efficacité de sélection du veto b-tag est mesurée à $94.6 \pm 0.1\%$ dans les données contre $94.8 \pm 0.1\%$ dans la simulation. Le facteur de correction est alors

$$\rho_b = 1.002 \pm 0.002$$

7.7.6 Efficacité veto lepton

Pour le signal ZZ, le veto lepton n'a aucun impact. Seul un faux électron avec $p_T > 20$ GeV provenant d'un jet pourrait déclencher le veto. Ce cas est très rare. L'efficacité de sélection est alors proche de 100% et elle n'est pas corrigée à partir des données.

Pour le processus WZ l'efficacité du veto lepton appliqué juste après le veto jet est estimée à 47% dans les deux canaux électronique et muonique. Comme l'efficacité d'identification d'un véritable lepton est différente dans les données et la simulation, l'efficacité de sélection doit être corrigée à partir des facteurs ρ issus de la méthode *tag and probe*. Le facteur de correction est alors défini par :

$$\rho_{\mathrm{lv}}^{\mathrm{WZ}} = (1 - A_\ell \times \rho_\ell \times \varepsilon_\ell^{MC})/(1 - A \times \varepsilon_\ell^{MC})$$

où A_ℓ est la probabilité que le troisième lepton soit dans l'acceptance lorsque les deux autres leptons provenant du Z le sont, ε_ℓ^{MC} l'efficacité de sélection d'un lepton *loose* dans la simulation et ρ_ℓ le facteur de correction correspondant à ε_ℓ^{MC}. Le facteur de correction du veto lepton obtenu est estimé à

$$\rho_{\mathrm{lv}} = 1.015 \pm 0.009$$

7.8 Incertitudes systématiques

De nombreuses incertitudes systématiques sont présentes dans cette analyse. La nature de ces incertitudes systématiques, leurs évaluations et leurs importances sont discutées dans cette section.

La mesure de la luminosité est affectée par les incertitudes des mesures de courant délivré par le LHC (en lien avec la concentration des faisceaux) et par les incertitudes des analyses de scan de Vand-der-Meer [42] servant à normaliser la luminosité instantanée. La collaboration CMS évalue l'incertitude relative sur la luminosité à 6 % pour l'échantillon de données collecté en 2011 et utilisé dans cette analyse.

Les sections efficaces de production mesurées dans cette analyse sont extrapolées à une acceptance totale (angle solide de 4π dans la sphère $\eta - \phi$). Par conséquent, les mesures réalisées dans ce chapitre sont sensibles aux incertitudes théoriques sur l'acceptance liées aux fonctions de densité de parton (PDF). Les incertitudes sur les PDFs sont estimées à partir de la méthode décrite dans la section 7.2.2. La propagation de ces incertitudes sur la mesure de la section efficace provoque l'apparition d'une incertitude relative de 1.5%

sur la valeur de la section efficace de production.

L'incertitude sur l'efficacité de déclenchement utilisée est celle estimée dans l'analyse $\mathrm{WW} \to \ell\nu\ell\nu$ [41].

L'échelle d'énergie/impulsion transverse des leptons n'est pas connue avec une précision absolue et implique qu'une incertitude systématique doit être assignée à l'efficacité de sélection des leptons. Une variation d'échelle d'énergie transverse de 2(3)% pour les électrons dans EB (EE) et de 3% pour les muons provoque une variation de la mesure de la section efficace de production de 1.5%. Cette valeur est considérée comme l'incertitude systématique provenant de l'échelle d'énergie des leptons. Les incertitudes sur les facteurs de correction d'efficacité de reconstruction/identification/isolation des leptons sont également propagées dans les mesures de sections efficaces.

Les incertitudes provenant de la méthode *tag and probe* sont propagées sur la valeur d'efficacité du veto lepton pour la composante WZ où le troisième lepton est dans l'acceptance du détecteur. Pour les événements ZZ, une incertitude systématique de 1% est attribuée à l'efficacité de sélection du veto lepton (proche de 100%).

L'efficacité du veto jet dépend de l'échelle d'énergie des jets, connue avec une précision de 3% pour une énergie seuil de 30 GeV [25]. Cette incertitude correspond à une incertitude de 3.4% sur l'efficacité de sélection veto jet et à une incertitude relative de 1.4 % lors de la propagation sur la mesure de la section efficace. Une deuxième incertitude systématique de 0.6% sur l'efficacité de sélection du veto jet provient de l'erreur sur le facteur de correction calculé sur l'échantillon de contrôle Z + jets.

Le facteur de correction du veto b-tag est connu avec une précision de 0.2% et est par conséquent une source négligeable d'incertitudes.

La plus grande source d'incertitude systématique sur l'efficacité de sélection du signal est la méconnaissance de l'efficacité de sélection du signal lors des coupures liées à l'énergie transverse manquante.

Comme il a été précisé dans la section 7.4, l'efficacité de sélection du signal lors de la coupure sur $\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}}$ dépend du nombre de vertex additionnels présents dans l'événement. En principe, le facteur de correction calculé sur l'échantillon Z +1-jet doit prendre en compte cet effet, mais il est difficile de croire que l'erreur sur la mesure de l'efficacité se résume à l'erreur d'origine statistique sur le facteur ρ (erreur estimée à 0.1%). Il est même clair que cette erreur ne peut couvrir tous les effets systématiques présents dérivés de la mauvaise description du signal par l'échantillon de contrôle Z +1-jet.

Il a été déjà remarqué que les distributions de $\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}}$ entre l'échantillon de contrôle et le signal diffèrent, induisant une différence de 5% sur la valeur de l'efficacité de sélection. Cette différence est considérée comme l'incertitude systématique sur l'efficacité de sélection du signal.

La déviation maximale d'efficacité de sélection sur $\not{E}_T{}^{\mathrm{corr}}$ entre deux sous échantillons reconstruits avec une différence de vertex additionnels $\Delta n = 1$ est de 5.5% et est également considéré comme une incertitude systématique (liée à la connaissance du nombre de vertex) sur l'efficacité de sélection du signal. La combinaison de ces deux sources donne une incertitude systématique sur la mesure de la section efficace estimée à 11.9 %.

Pour les autres coupures, les incertitudes d'origine statistique sur les facteurs de

correction obtenus dans l'échantillon de contrôle Z +1-jet sont propagées directement sur la mesure de la section efficace.

Les incertitudes liées aux bruits de fond non piqués (top, W + jets, etc.) ont un impact négligeable sur les mesures, contrairement aux incertitudes sur les bruits de fond piqués. Ces dernières représentent la deuxième source d'incertitude systématique sur la mesure de la section efficace.

Le bruit de fond V+γ est estimé directement à partir de la simulation. Par conséquent, une incertitude systématique de 50 % sur la normalisation du processus est prise en compte. Cette incertitude correspond à la précision expérimentale atteinte en 2010 par CMS [8]. L'estimation du bruit de fond V + γ est également limitée par la statistique disponible dans l'échantillon simulé. Cependant, la contamination V + γ est petite et ce manque de précision n'a qu'un effet estimé à 1−2% sur la mesure de la section efficace.

Les incertitudes liées à la section efficace de production WZ proviennent de [31]. La propagation de ces incertitudes sur $\sigma \times \mathcal{B}$ sont estimées à 4.4% et 5.8% pour le canal électronique et muonique, respectivement.

La contamination Z+jets est obtenue en propageant les incertitudes sur les paramètres des fonctions de Novosibirsk (à partir de la matrice de covariance de l'ajustement) sur les intégrales de ces mêmes fonctions sur la fenêtre de $\not{E}_T^{\text{corr}}$]50 : ∞[GeV. Les incertitudes relatives sur le nombre d'événements Z + jets sont évaluées à 28% et 25% pour le canal électronique et muonique, respectivement. Propagées à nouveau sur la mesure de la section efficace, les incertitudes relatives sur $\sigma \times \mathcal{B}$ sont alors estimées à 3.8% et 8.0% pour le canal électronique et muonique, respectivement.

L'incertitude totale provenant de la soustraction du bruit de fond est estimée à 14.3% pour le canal électronique et 10.6% pour le canal muonique.

Le tableau 7.23 résume les sources de systématiques considérées dans cette analyse, ainsi que leurs effets relatifs sur la mesure de $\sigma \times \mathcal{B}$. Les principales sources sont liées à l'énergie transverse manquante et à l'estimation du bruit de fond piqué.

L'incertitude totale sur la mesure est obtenue en sommant en quadrature les incertitudes systématiques relatives indiquées dans la colonne de droite. L'erreur sur la luminosité n'est pas prise en compte dans le calcul. Cette incertitude globale correspond à 18.9 % pour le canal électronique, 16.2 % pour le canal muonique et 17.6 % pour les deux canaux combinés.

7.9 Mesure de la section efficace de production ZZ

La section efficace de production σ s'exprime en fonction de N_d le nombre d'événements obtenus dans les données, N_b le nombre d'événements de bruit attendu ou mesuré, l'acceptance $\mathcal{A}$, la luminosité intégrée $\mathcal{L}$ ainsi que l'efficacité $\varepsilon = \prod_i \varepsilon_i$ et le facteur de correction $\rho = \prod_i \rho_i$ où i représente chaque sélection/facteur de correction associé :

$$\sigma = \frac{N_d - N_b}{\mathcal{A} \times \varepsilon \times \rho \times \mathcal{L}} \tag{7.20}$$

source d'incertitude	incertitude	effet sur	incertitude sur $\sigma \times \mathcal{B}$
luminosité	6 %	$\mathcal{L}$	6 %
incertitudes sur les PDFs	1.5 %	$\mathcal{A}$	1.5 %
déclenchement	1.5 %	$\rho_{\text{eff}} \times \varepsilon_{\text{sim}}$	1.5 %
reco/ID/Iso lepton ($ee/\mu\mu$)	0.2/0.1 %	ρ_{eff}	0.2 %
échelle d'énergie lepton	$2-3$ %	ε_{sim}	1.5 %
veto jet	$3.4 \oplus 0.6$ %	$\rho_{\text{eff}} \times \varepsilon_{\text{sim}}$	1.4 %
veto lepton	1 %	ε_{sim}	1 %
coupure $\not{E}_T^{\text{corr}}$	$8.8 \oplus 8.0 \oplus 0.1$ %	$\rho_{\text{eff}} \times \varepsilon_{\text{sim}}$	11.9 %
coupure balance	0.2 %	ρ_{eff}	0.2 %
$\Delta\Phi$(jet)	0.6 %	ρ_{eff}	0.6 %
$\Delta\Phi$(Z)	0.1 %	ρ_{eff}	0.1 %
veto b-tag	0.2 %	ρ_{eff}	0.2 %
bruits de fond non piqués			1 %
$\text{V}+\gamma$ ($ee/\mu\mu/\ell\ell$)	50 %	$N_{\text{V}+\gamma}$	1.3/0.5/0.9 %
$N^p_{\text{V}+\gamma}$ ($ee/\mu\mu/\ell\ell$)	66.7/100 %	$N^p_{\text{V}+\gamma}$	1.8/1.0/1.4 %
N^p_{WZ} ($ee/\mu\mu/\ell\ell$)	17/18.7 %	N^p_{WZ}	4.4/5.8/5.1 %
$N^p_{\text{Z+jets}}$ ($ee/\mu\mu/\ell\ell$)	28/25 %	$N^p_{\text{Z+jets}}$	8.0/3.8/6.5 %
bruits de fond piqués ($ee/\mu\mu/\ell\ell$)			14.3/10.6/12.5 %
incertitude totale ($ee/\mu\mu/\ell\ell$)			18.9/16.2/17.6 %

TABLE 7.23 – *Résumé des incertitudes systématiques relatives sur la mesure de la section efficace.*

canal électronique	nombre d'événements	commentaires
bruits de fond		
W + jets	$3.4 \pm 1.1 \pm 1.5$	à partir des données
top	0.7 ± 0.4	
$\text{W}+\gamma$	1.5 ± 0.4	à partir de la simulation
non piqué	5.6 ± 2.1	cf. ci-dessus
Z + jets, piqué	3.6 ± 0.9	extrapolation DY et γ + jets
$\text{Z}+\gamma$, piqué	0.3 ± 0.2	à partir de la simulation
dibosons		
WZ, piqué	3.2 ± 0.5	mesure WZ
WW, non piqué	$14.1 \pm 5.2\,(\text{stat}) \pm 1.6\,(\text{bkg})$	modélisation, bruit de fond soustrait
WZ/ZZ, piqué	$14.4 \pm 5.2\,(\text{stat}) \pm 1.1\,(\text{bkg})$	modélisation, bruit de fond soustrait
ZZ, piqué	$11.2 \pm 5.2\,(\text{stat}) \pm 1.6\,(\text{bkg})$	modélisation, WZ soustrait

TABLE 7.24 – *Nombres d'événements finaux de bruit de fond et de signal dans le canal électronique.*

canal muonique	nombre d'événements	commentaires
bruits de fond		
W + jets	$0.0^{+0.9}_{-0.0}$	à partir des données
top	1.0 ± 0.5	
non piqué	$1.0^{\pm 1.4}_{-0.5}$	cf. ci-dessus
Z + jets, piqué	1.6 ± 0.4	extrapolation DY et γ + jets
Z + γ, piqué	0.1 ± 0.1	à partir de la simulation
dibosons		
WZ, piqué	3.2 ± 0.6	mesure WZ
WW, non piqué	$17.9 \pm 5.1\,(\text{stat})^{+0.4}_{-1.0}\,(\text{bkg})$	modélisation, bruit de fond soustrait
WZ/ZZ, piqué	$13.6 \pm 4.8\,(\text{stat}) \pm 0.5\,(\text{bkg})$	modélisation, bruit de fond soustrait
ZZ, piqué	$10.4 \pm 4.8\,(\text{stat}) \pm 1.1\,(\text{bkg})$	modélisation, WZ soustrait

TABLE 7.25 – *Nombre d'événements finaux de bruit de fond et de signal dans le canal muonique.*

canal électronique	facteurs de correction ρ WZ	ZZ	commentaires
électron ID	0.931 ± 0.002		*tag and probe*
veto jet	1.025 ± 0.006		Z + jets
veto lepton	1.015 ± 0.009	1.000 ± 0.000	*tag and probe*
$\not\!\!E_T$ et alignement	0.747 ± 0.007		Z +1-jet
veto b-tag	1.002 ± 0.002		top
total	0.725 ± 0.010	0.714 ± 0.007	

TABLE 7.26 – *Résumé des facteurs de corrections appliqués sur les efficacités de sélection pour le canal électronique.*

canal muonique	facteurs de correction ρ WZ	ZZ	commentaires
muon ID	0.995 ± 0.001		*tag and probe*
veto jet	1.025 ± 0.006		Z + jets
veto lepton	1.015 ± 0.009	1.000 ± 0.000	*tag and probe*
$\not\!\!E_T$ et alignement	0.762 ± 0.006		Z +1-jet
veto b-tag	1.002 ± 0.002		top
total	0.790 ± 0.010	0.779 ± 0.007	

TABLE 7.27 – *Résumé des facteurs de corrections appliqués sur les efficacités de sélection pour le canal muonique.*

A partir des valeurs obtenues dans cette analyse et rassemblées dans les tableaux 7.24, 7.25, 7.26 et 7.27, les sections efficaces de production ZZ $\to ee\nu\nu$ et ZZ $\to \mu\mu\nu\nu$ pour une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV et pour la fenêtre de masse invariante du système di-lepton $[60 - 120]$ GeV sont mesurées :

$$\begin{aligned}
[\sigma \times \mathcal{B}](pp \to \mathrm{ZZ} \to ee\nu\nu) &= 0.180 \pm 0.054_{\,(\mathrm{stat})} \pm 0.034_{\,(\mathrm{syst})} \pm 0.011_{\,(\mathrm{lumi})}\ \mathrm{pb} \\
[\sigma \times \mathcal{B}](pp \to \mathrm{ZZ} \to \mu\mu\nu\nu) &= 0.122 \pm 0.038_{\,(\mathrm{stat})} \pm 0.020_{\,(\mathrm{syst})} \pm 0.007_{\,(\mathrm{lumi})}\ \mathrm{pb}
\end{aligned}$$

La combinaison des deux canaux donne une section efficace de production ZZ $\to \ell\ell\nu\nu$:

$$[\sigma \times \mathcal{B}](pp \to \mathrm{ZZ} \to \ell\ell\nu\nu) = 0.151 \pm 0.047_{\,(\mathrm{stat})} \pm 0.027_{\,(\mathrm{syst})} \pm 0.009_{\,(\mathrm{lumi})}\ \mathrm{pb}$$

avec $\ell = e$ ou μ.

A partir de la relation

$$\mathcal{B}(\mathrm{ZZ} \to \ell\ell\nu\nu) = 2 \times \mathcal{B}(\mathrm{Z} \to \ell\ell) \times \mathcal{B}(\mathrm{Z} \to \text{ invisible})$$

où $\mathcal{B}(\mathrm{Z} \to \ell\ell) = (3.3658 \pm 0.0023)\%$ et $\mathcal{B}(\mathrm{Z} \to \text{ invisible}) = (20.00 \pm 0.06)\%$ [29], la section efficace de production du processus ZZ inclusif à $\sqrt{s} = 7$ TeV est mesuré à

$$\sigma(pp \to \mathrm{ZZ}) = 11.24 \pm 3.48_{\,(\mathrm{stat})} \pm 1.98_{\,(\mathrm{syst})} \pm 0.67_{\,(\mathrm{lumi})}\ \mathrm{pb}$$

La prédiction du Modèle Standard de la section efficace de production inclusive ZZ, calculée à l'ordre suivant l'ordre dominant dans la théorie des perturbations par l'outil de simulation MCFM est $\sigma^{th}_{\mathrm{ZZ}} = 6.4$ pb. Le rapport entre la section efficace mesurée et prédite vaut alors :

$$\frac{\sigma_{\mathrm{ZZ}}}{\sigma^{th}_{\mathrm{ZZ}}} = 1.8 \pm 0.7_{\,(\mathrm{mes})} \pm 0.1_{\,(\mathrm{th})} \tag{7.21}$$

La section efficace de production ZZ mesurée avec (1078 ± 64) pb^{-1} par CMS en 2011, pour une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV est cohérente avec les prédictions théoriques NLO (écart de 1.2 déviations standards entre la mesure et la théorie). Les incertitudes systématiques sur la mesure sont dominées par l'erreur statistique liée à la quantité d'événements sélectionnés.

7.10 Limite sur les couplages de jauge trilinéaires anomaux

Comme montré au chapitre 6, une variation des couplages anomaux ZZZ se traduit par une augmentation de la section efficace totale de production ZZ, ainsi qu'à une éventuelle déformation des spectres des sections efficaces différentielles.

Comme la production d'événements ZZ permet de sonder les couplages de jauge trilinéaires neutres ZZZ et ZZγ, interdits par le Modèle Standard, des limites sont apposées sur les constantes de couplage associées.

Les couplages de jauge trilinéaires sont modélisés dans cette section par un Lagrangien effectif où chaque opérateur est associé à une constante de couplage. En suivant la discussion sur l'unitarité présentée dans le chapitre 6, aucun facteur de forme n'est utilisé dans ce Lagrangien.

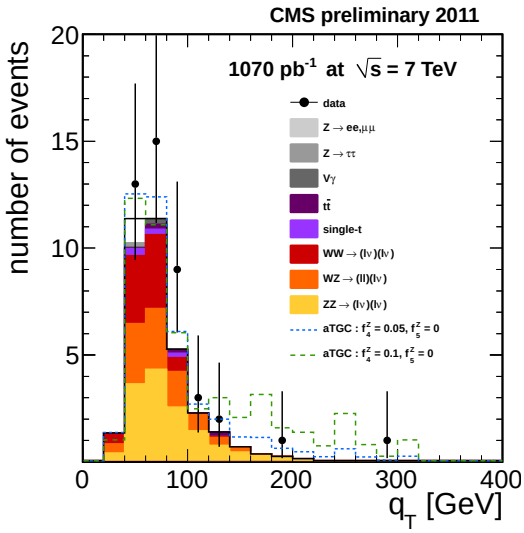


FIGURE 7.42 – *Spectre d'impulsion transverse q_T du candidat Z pour l'échantillon final $ee/\mu\mu$. Les distributions de signal ZZ contenant une valeur de couplage anomal f_4^Z non nulle sont indiquées par la courbe bleue ($f_4^Z = 0.05$) et par la courbe verte ($f_4^Z = 0.1$).*

Comme indiqué dans le chapitre 6, la présence de couplages anomaux modifie le spectre d'impulsion transverse du boson Z et augmente la section efficace de production ZZ. Cet effet est illustré avec l'analyse complète sur la figure 7.42.

Des limites préliminaires sur les couplages anomaux f_4^Z et f_5^Z sont calculées dans cette section, à partir des résultats ZZ $\rightarrow \ell\ell\nu\nu$ présentés dans ce chapitre. L'idée est d'apposer des limites sur de possibles augmentations de la section efficace de production totale mesurée par CMS en 2011 et d'interpréter ces limites comme des contours de limites dans l'espace (f_4^Z,f_5^Z).

Les limites sur une possible augmentation de la section efficace totale de production ZZ sont calculées à partir de la méthode statistique dite CLs [43] développée au LEP et utilisée au Tevatron et au LHC avec des modifications mineures.

La méthode fonctionne à partir de deux hypothèses :

- L'hypothèse « nulle » H_0 où seul le Modèle Standard décrit la physique qui nous entoure.
- L'hypothèse « alternative » H_1 où la section efficace de production ZZ est supérieure à celle du Modèle Standard, à cause de la présence de couplages anomaux. Cette hypothèse correspond alors à une description de la Nature par le Modèle Standard plus de la nouvelle physique.

Le rapport r est défini comme le rapport entre la section efficace de production ZZ mesurée et la section efficace prédite par le Modèle Standard. La variation de la section efficace ξ par rapport au Modèle Standard est alors définie grâce à l'équation $r = 1 + \xi$.

La méthode CLs utilise un rapport de fonctions de vraisemblance :

$$Q = \prod_{canal} \frac{\mathcal{P}_j(N_{(SM+\xi\sigma_{ZZ})}, \theta)}{\mathcal{P}_j(N_{SM}, \theta)}, \tag{7.22}$$

où $\mathcal{P}_j(N_{(SM+\xi\sigma_{ZZ})}, \theta)$ est la probabilité de Poisson d'avoir l'hypothèse H_1 avec une observation de θ événements dans le canal j ($j = ee, \mu\mu$) et $\mathcal{P}_j(N_{SM}, \theta)$ la probabilité de Poisson d'avoir l'hypothèse H_0 pour la même observation θ. Par simplicité de calcul, le logarithme de Q est utilisé comme test statistique :

$$LLR = -\ln Q \tag{7.23}$$

La méthode CLs est une méthode hybride, à la fois fréquentiste et bayésienne. Ceci se voit lorsque les paramètres de nuisance (paramètres inconnus du modèle, comme par exemple les sources des incertitudes systématiques pour cette analyse) sont pris en compte en intégrant les probabilités de Poisson sur ces paramètres de nuisance :

$$\mathcal{P}(x|H) \quad = \quad \int \text{Poisson}(x|H, \eta) LN(\eta) d\eta \tag{7.24}$$

La fonction LN correspond la fonction de densité de probabilité log-normal [44] et est utilisée pour l'ensemble des paramètres de nuisance.

Des pseudo-expériences (tirages Monte Carlo) sont alors réalisées en faisant varier le nombre d'événements θ pour chaque hypothèse H_0 et $H_1(\xi)$ et la valeur de LLR est conservée pour les deux hypothèses. Après 20000 pseudo-expériences, les distributions typiques de LLR obtenues pour les deux hypothèses sont illustrées sur la figure 7.43.

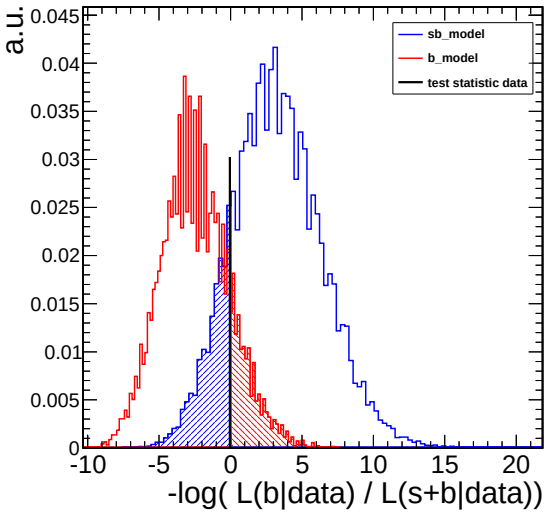


FIGURE 7.43 – *Exemple de distribution du test statistique pour l'hypothèse du Modèle Standard en rouge et pour l'hypothèse du Modèle Standard + nouvelle physique en bleu. La valeur observée dans les données est indiquée par la ligne noire.*

A partir des distributions présentées sur la figure 7.43, les variables CLb et CLsb sont construites. Ces variables correspondent aux probabilités d'obtenir une valeur de LLR supérieure (inférieure) à la valeur observée pour l'hypothèse H_0 ($H_1(\xi)$) :

$$\text{CLsb} \quad = \quad \mathcal{P}(Q \geqslant Q_{obs}|H_1) \tag{7.25}$$

$$\text{CLb} \quad = \quad \mathcal{P}(Q \leqslant Q_{obs}|H_0) \tag{7.26}$$

En considérant α le niveau de confiance, la limite α-CLs est alors définie comme la plus petite valeur de ξ pour laquelle le rapport CLs=CLsb/CLb est égal à $1-\alpha$.

Les valeurs de ξ obtenues à partir de cette méthode sont $\xi = 1.257$ pour un niveau de confiance $\alpha = 95\%$ et $\xi = 0.633$ pour un niveau de confiance $\alpha = 68\%$. En propageant ces valeurs sur le rapport r, les limites obtenues sont $r = 2.257(1.633)$ pour un niveau de confiance de 95% (68%).

Ces valeurs de r sont utilisées pour apposer des limites sur les valeurs des couplages anomaux f_4^{Z} et f_5^{Z}.

Pour chaque point de l'espace $(f_4^{\mathrm{Z}}, f_5^{\mathrm{Z}})$, les événements ZZ simulés et sélectionnés dans l'analyse présentée dans ce chapitre sont pondérés à partir de la masse invariante du système ZZ. Ces poids correspondent au rapport $\dfrac{W_{MS+aTGC}(M_{\mathrm{ZZ}})}{W_{MS}(M_{\mathrm{ZZ}})}$ et sont obtenus à partir d'un générateur développé par U. Baur [45] capable de modéliser des couplages de jauge neutres anomaux. Cette pondération est effectuée pour chaque valeur de f_4^{Z} et f_5^{Z}, avec un pas de 0.01 entre chaque point.

Les points de couplage $(f_4^{\mathrm{Z}}, f_5^{\mathrm{Z}})$ où le rapport $N_{SM+aTGC}/N_{SM}$ ($N_{SM+aTGC}$ représentant le nombre d'événements pondérés à partir des couplages anomaux et N_{SM} le nombre d'événements prédits par le Modèle Standard) est compatible avec le rapport r obtenu par la méthode CLs sont sélectionnés et utilisés pour obtenir le contour de limite à deux dimensions f_4^{Z} / f_5^{Z} (voir fig. 7.44). La région extérieure de l'ellipse rouge (bleue) est exclue par les observations faite en 2011 avec un niveau de confiance de 95% (68%). Les valeurs de couplage présentes à l'intérieure de l'ellipse sont encore compatibles avec les observations.

Les limites unidimentionnelles obtenues avec une luminosité intégrée de (1078 ± 64) pb^{-1} à $\sqrt{s} = 7$ TeV en 2011 sans facteur de forme dans le Lagrangien sont indiquées dans le tableau 7.28.

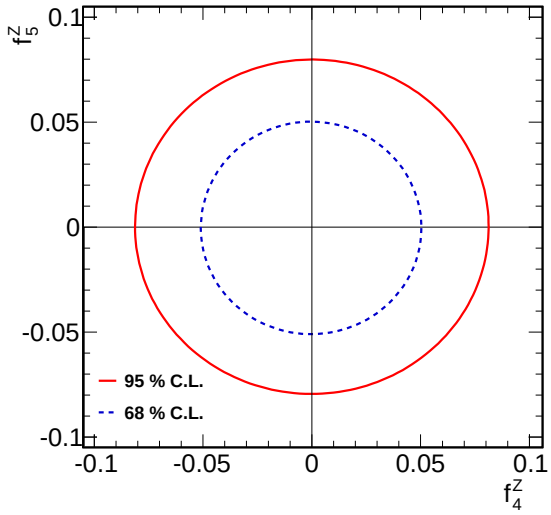


FIGURE 7.44 – *Limites à deux dimensions sur les couplages anomaux f_4^Z et f_5^Z.*

niveau de confiance	limites f_4^Z	limites f_5^Z
95% C.L.	$-0.080 < f_4^Z < 0.080$	$-0.077 < f_5^Z < 0.077$
68% C.L.	$-0.051 < f_4^Z < 0.051$	$-0.051 < f_5^Z < 0.051$

TABLE 7.28 – *Limites unidimentionnelles sur les couplages anomaux f_4^Z et f_5^Z avec (1078 ± 64) pb^{-1} enregistrés par CMS en 2011.*

Bibliographie

[1] G. Hamel de Monchenault, M. Marionneau. Study of ZZ production in the ZZ $\rightarrow 2\ell 2\nu$ channel. *CMS Analysis Note*, AN-11-074, 2010.

[2] V. M. Abazov et al. ZZ —¿ l+ l- v anti-v production in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.96-TeV. *Phys. Rev.*, D78 :072002, 2008.

[3] Darin E. Acosta et al. Search for ZZ and ZW production in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.96-TeV. *Phys. Rev.*, D71 :091105, 2005.

[4] Torbjorn Sjöstrand, Stephen Mrenna, and Peter Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual ; v6.420, tune D6T. *JHEP*, 05 :026, 2006.

[5] Alioli, Simone and Nason, Paolo and Oleari, Carlo and Re, Emanuele. NLO vector-boson production matched with shower in POWHEG. *JHEP*, 07 :060, 2008.

[6] http ://madgraph.hep.uiuc.edu/.

[7] CMS Collaboration. Measurements of inclusive W and Z cross sections in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV. *Journal of High Energy Physics*, 2011 :1–40, 2011. 10.1007/JHEP01(2011)080.

[8] CMS Collaboration. Observation of W-gamma and Z-gamma final states. *CMS Physics Analysis Summary*, EWK-10-008, 2010.

[9] Serguei Chatrchyan et al. Measurement of WW Production and Search for the Higgs Boson in pp Collisions at sqrt(s) = 7 TeV. *Phys. Lett.*, B699 :25–47, 2011.

[10] CMS Collaboration. Measurement of the top-quark pair-production cross section in the lepton+jets channel without the use of b-tagging. *CMS Physics Analysis Summary*, TOP-10-002, 2010.

[11] http ://mcfm.fnal.gov/.

[12] Ryan Gavin, Ye Li, Frank Petriello, and Seth Quackenbush. FEWZ 2.0 : A code for hadronic Z production at next-to- next-to-leading order. 2010.

[13] Mauro Dinardo, Maria Assunta Borgia. Tracking and vertexing performance of the CMS pixel detector. *CMS Analysis Note*, AN-10-137, 2010.

[14] Malgorzata Kazana. CMS trigger and data taking in 2010. *CMS Conference Report*, CR-11-051, 2011.

[15] Hung-Liang Lai et al. New parton distributions for collider physics. *Phys. Rev.*, D82 :074024, 2010.

[16] G. Watt. Parton distribution function dependence of benchmark Standard Model total cross sections at the 7 TeV LHC. 2011.

[17] https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/SimpleCutBasedEleID2011.

[18] Matteo Cacciari and Gavin P. Salam. Pileup subtraction using jet areas. *Phys. Lett.*, B659 :119–126, 2008.

[19] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The Catchment Area of Jets. *JHEP*, 04 :005, 2008.

[20] N. Amapane, S. Baffioni, et al. Search for a Standard Model Hisggs boson produced in the decay channel H-¿ZZ*-¿4l. *CMS Analysis Note*, AN-11-123, 2011.

[21] Bauer, G. and Bendavish, J. and others. Conversion Removal for Electron Fakes and Charge Misidentification. *CMS Analysis Note*, AN-09-173, 2009.

[22] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The anti-kt jet clustering algorithm. *Journal of High Energy Physics*, 2008(04) :063, 2008.

[23] R. Bainbridge et al. Jet Plus Tracks Algorithm for Calorimeter Jet Energy Corrections in CMS. *CMS Analysis Note*, AN-09-031, 2009.

[24] CMS Collaboration. Offset Energy Correction for Jets. *CMS Physics Analysis Summary*, JME-09-003, 2008.

[25] CMS Collaboration. Jet Calibration and Resolution. *CMS Physics Analysis Summary*, JME-10-011, 2010.

[26] http ://www.slac.stanford.edu/babar-pro-new/search.pl ?letter=N.

[27] Ian Tomalin. b Tagging in CMS. *CMS Conference Report*, CR-07-041, 2007.

[28] CMS Collaboration. Status of b-tagging tools for 2011 data analysis. *CMS Analysis Note*, AN-11-180, 2011.

[29] http ://pdg.lbl.gov/.

[30] J. E. Gaiser. Appendix-F Charmonium Spectroscopy from Radiative Decays of the J/Psi and Psi-Prime, Ph.D. Thesis. *SLAC-R-255*, 1982.

[31] Adiguzel, A. and Brigljevic, B. and others. Measurement of the WZ cross section at the CMS Experiment. *CMS Analysis Note*, AN-11-259, 2011.

[32] CMS Collaboration. Measurement of WW and observation of WZ and ZZ in leptonic modes. *CMS Physics Analysis Summary*, EWK-11-010, 2011.

[33] https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/TriggerTables.

[34] CMS Collaboration. Photon reconstruction and identification at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *CMS Physics Analysis Summary*, EGM-10-005, 2010.

[35] CMS Collaboration. CMS MET Performance in Events Containing Electroweak Bosons from pp Collisions at sqrt(s)=7 TeV. *CMS Physics Analysis Summary*, JME-10-005, 2010.

[36] CMS Collaboration. MET Performance in pp Collisions at sqrts=7 TeV. *CMS Physics Analysis Summary*, JME-10-009, 2010.

[37] H. Bakhshian and others. Lepton fake rates in dilepton final states. *CMS Analysis Note*, AN-10-397, 2010.

[38] D. Barge and others. Fake Rates for dilepton Analyses. *CMS Analysis Note*, AN-10-257, 2010.

[39] S. Xie and others. Study of Data-Driven Methods For Estimation of Fake Lepton Backgrounds. *CMS Analysis Note*, AN-09-120, 2009.

[40] Matteo Sani. Electron Efficiency Measurements using Tag and Probe. *CMS Analysis Note*, AN-10-291, 2009.

[41] Brochero, J. and Calderon, A. and others . Search for the Higgs Boson in the Fully Leptonic WW Final State. *CMS Analysis Note*, AN-11-148, 2011.

[42] Vladislav Balagura. Notes on Van der Meer scan for absolute luminosity measurement. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, In Press, Corrected Proof :–, 2011.

[43] A L Read. Modified frequentist analysis of search results (the CL_s method). (CERN-OPEN-2000-205), 2000.

[44] http ://www.itl.nist.gov/div898/handbook/eda/section3/eda3669.htm.

[45] http ://ubhex.physics.buffalo.edu/ baur/.

Conclusion générale

Cette thèse présente une étude des états finaux à deux bosons Z dans l'expérience CMS, en exploitant les premières données de collision pp fournies par le LHC en 2010/2011. Cette étude a mené à la mesure de la section efficace de production ZZ dans des collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV ainsi qu'à l'étude des couplages de jauge neutres anomaux, signature de nouvelle physique au delà du Modèle Standard. L'échantillon de données utilisé a été enregistré par CMS en 2011 et correspond à une luminosité intégrée de (1078 ± 64) pb^{-1}. Le canal de désintégration $\mathrm{ZZ} \to \ell\ell\nu\nu$ a été choisi pour réaliser cette mesure. Ce canal est compétitif avec le canal de désintégration $\mathrm{ZZ} \to 4\ell$ mais il est nécessaire d'extraire le signal de bruits de fond importants et de bien comprendre les observables physiques liées à l'énergie transverse manquante créée par les deux neutrinos.

Afin de bien comprendre les observables physiques et la nature des objets nécessaires à l'étude des états finaux ZZ, trois études liées au calorimètre électromagnétique et à l'énergie transverse manquante ont été présentées dans la première partie de cette thèse.

Une étude du système de lecture sélective du calorimètre a été réalisée afin d'améliorer la suppression des données inintéressantes et de quantifier l'impact de la lecture sélective sur la reconstruction hors-ligne des signaux et la reconstruction des objets de haut niveau. Les poids utilisés lors de la reconstruction en-ligne ont été améliorés. On a montré que l'application d'un seuil sur l'amplitude reconstruite hors-ligne permettrait aux analyses de physique de ne plus dépendre de la lecture sélective et que la reconstruction des jets est actuellement sensible à l'empilement, avec un biais non constant sur l'énergie estimé entre 1 et 5% à basse luminosité et 3 à 10% à luminosité nominale. Enfin, la lecture sélective du ECAL n'a aucun impact sur la reconstruction de l'énergie transverse manquante.

La deuxième analyse décrite dans ce manuscrit a porté sur le système de contrôle laser du calorimètre électromagnétique. Le système de contrôle laser permet de monitorer en temps « réel » la perte de transparence des cristaux du calorimètre lors de l'irradiation de ceux-ci. Une reconstruction précise de l'amplitude des impulsions laser injectées dans le ECAL est nécessaire pour obtenir le niveau de précision de 0.2% demandé sur l'énergie reconstruite. La reconstruction des signaux laser a été améliorée en ajustant par une fonction ad-hoc la forme des signaux obtenus sur des données échantillonnées à 1 ns. Le gain obtenu sur la précision de la reconstruction est estimé à 5%.

Des corrections de transparence sont définies à partir des données laser et la validation de ces corrections sur les premières données de 2010 ont également été effectuées, à partir d'échantillons $\mathrm{Z} \to e^+e^-$ et $\mathrm{W} \to e\nu$.

Le dernier chapitre de la première partie porte sur l'étude de l'énergie transverse manquante dans CMS avec les premières données enregistrées par CMS en 2010, soit 36pb^{-1}. La compréhension des variables liées à l'énergie transverse manquante, la comparaison des différents algorithmes de reconstruction et l'accord entre les formes des distributions obtenus dans la simulation et les données de collision ont été systématiquement contrôlés. L'impact de l'empilement sur l'énergie transverse manquante a été étudié en détail et il en a été conclu que si l'échelle d'énergie de l'énergie transverse manquante n'est pas influencée par l'empilement, la résolution est fortement dégradée par la présence de collisions supplémentaires : la présence d'un événement d'empilement induit une dégradation

de la résolution de l'énergie transverse manquante de 3.5 GeV en quadrature. En 2010 la luminosité instantanée délivrée par le LHC était encore suffisamment faible pour que les analyses de physique ne soient pas extrêmement sensibles, mais l'augmentation du nombre de collisions supplémentaires en 2011 nécessite un traitement de l'énergie transverse manquante pour réduire ces effets.

Les analyses présentées dans ces trois chapitres ont directement contribué à la deuxième partie de la thèse, axée sur la mesure de la section efficace de production ZZ au LHC et sur l'étude des couplages anomaux.

La section efficace de production ZZ a été mesurée à

$$\sigma(pp \to \mathrm{ZZ}) = 11.24 \pm 3.48_{\,(\mathrm{stat})} \pm 1.98_{\,(\mathrm{syst})} \pm 0.67_{\,(\mathrm{lumi})}\ \mathrm{pb}$$

avec (1078 ± 64) pb^{-1} enregistrés en 2011 et la valeur obtenue est cohérente avec les prédictions théoriques du Modèle Standard. Cette mesure a nécessité la construction d'une variable d'énergie transverse manquante insensible à l'empilement, important en 2011. Cette variable repose sur l'association entre les particules et jets reconstruits par la technique du flux de particules et les vertex de l'événement. La contribution des particules identifiés comme provenant de l'empilement est réduite afin de mettre en avant le processus principal. Cette nouvelle variable est ensuite corrigée des derniers effets de l'empilement afin d'obtenir un pouvoir de réjection uniforme du bruit de fond Drell-Yan quelque soit les conditions de luminosité. La simulation ne suffisant pas pour estimer l'efficacité avec laquelle le signal est sélectionné lors de la coupure sur l'énergie transverse manquante, un échantillon de contrôle Z+1-jet dédié mimétisant le signal a été utilisé. Cette analyse a nécessité un contrôle précis du bruit de fond $\mathrm{Z} + \mathrm{jets}$ à partir des données. Un échantillon $\gamma + \mathrm{jets}$ et une extrapolation ont permis une estimation satisfaisante du bruit de fond Drell-Yan. Les autres bruits de fond ont également été estimés majoritairement à partir des données.

Cette analyse a également servi à l'étude des couplages de jauge trilinéaires anomaux, indication de nouvelle physique et test fondamental du Modèle Standard. Des limites sur les valeurs des constantes de couplage anomales f_4^Z et f_5^Z ont été extraites

$$-0.080 < f_4^Z < 0.080$$
$$-0.077 < f_5^Z < 0.077$$

pour un niveau de confiance de 95%. Ces valeurs sont compatibles avec l'absence de couplages anomaux prédite par le Modèle Standard et ont été calculées à partir de la méthode statistique CLs développée au LEP. L'augmentation rapide de la quantité de données fournies par le LHC (passage de 1 fb^{-1} à 2 fb^{-1} en trois mois) devrait permettre d'obtenir une sensibilité améliorée sur les constantes de couplages anomaux fin 2011.

Annexes

Annexe A

Calibration des électrons reconstruits avec la méthode du flux de particules

Ben v'la aut'chose !

Soeur Marie-Thérèse des Batignolles

Avec l'utilisation croissante des objets reconstruits à partir de la technique du flux de particules (PF), la collaboration CMS a décidé d'intégrer les objets PF, tels que les électrons, dans les listes d'objets standards. En plus de n'avoir qu'une seule liste d'électrons accessible par les physiciens, cette intégration permet de calculer l'énergie transverse manquante PF (pf$\not\!\!E_T$) en utilisant le moment transverse des électrons présents dans l'état final. Jusqu'à présent, la pf$\not\!\!E_T$ était estimée à partir des électrons PF, et les électrons dans l'état final étaient généralement issu d'une reconstruction standard (EG) (cf. chapitre 2). La différence de moment transverse entre un même électron reconstruit à partir des deux algorithmes PF et EG est minime, mais il est plus cohérent d'avoir une seule impulsion servant pour l'ensemble des calculs. La meilleure impulsion entre le candidat EG et le candidat PF est déterminée une fois pour toute et la pf$\not\!\!E_T$ est ensuite calculée.

Avant d'estimer quel est le meilleur moment transverse, PF ou EG, il faut s'assurer que l'énergie des super-clusters associés aux électrons PF correspond à la véritable énergie de la particule. Ceci n'est pas le cas par défaut, même après calibration de l'énergie déposée dans les cristaux du ECAL et après corrections des variations de transparence. Effectivement, même si l'algorithme de regroupement inclut les plus gros dépôts des photons Bremsstrahlung, une fraction de cette énergie n'est pas récupérable. De plus, certains effets non triviaux dépendent de la pseudo-rapidité η et de l'énergie transverse E_T du super-cluster.

On calibre alors l'énergie des super-clusters à partir d'électrons simulés, parfaitement connus. Cependant, l'algorithme de regroupement PF a été amélioré depuis la dernière calibration des super-clusters PF datant de fin 2009. Il est nécessaire de mettre à jour ces corrections d'énergie avec le nouvel algorithme. De plus, la calibration de 2009 ne prenait pas en compte la fraction d'énergie perdue par rayonnement Bremsstrahlung. Afin d'avoir un schéma de calibration semblable aux super-clusters EG, l'étape de correction du rayonnement Bremmstrahlung doit être incluse dans le processus de calibration.

Cette annexe présente la mise à jour des corrections d'énergie des super-clusters PF. La calibration est réalisée à partir d'un échantillon de 1 million d'électrons issus de la simulation, générés avec un spectre d'impulsion transverse uniforme entre 2 et 400 GeV.

On présente d'abord la calibration des électrons déposant leur énergie dans EB, puis dans EE. Un contrôle sur de véritables électrons acquis lors de la prise de données de 2010 est ensuite effectué, par l'étude du pic de masse invariante du boson Z se désintégrant dans le canal $Z \to e^+e^-$.

Modélisation des pertes d'énergie des super-clusters

A partir de la simulation, les pertes d'énergies lors de la reconstruction d'un super-cluster d'électron sont estimées à partir de $R_i = E_{\text{reco}}/E_{\text{true}}$, où E_{reco} est l'énergie reconstruite du super-cluster et E_{true} l'énergie générée par le simulateur. La calibration de l'énergie est une correction moyenne, définie pour un échantillon d'électrons semblables.

Le plus simple estimateur de R_i pour un échantillon d'électrons est la valeur moyenne de la distribution de R_i. Cependant, cet estimateur est très sensible à l'existence de queues de distribution (visibles sur la figure A.1) dans certaines régions de l'espace des phases et ne sera utilisé que pour observer le comportement général de R_i sur les distributions à deux dimensions.

A la place, la distribution de R_i est modélisée une fonction de résolution « Crystal-Ball » [1]. Le paramètre de biais de cette fonction, noté $\rho_{r/t}$, devient l'estimateur de R_i (fig. A.1).

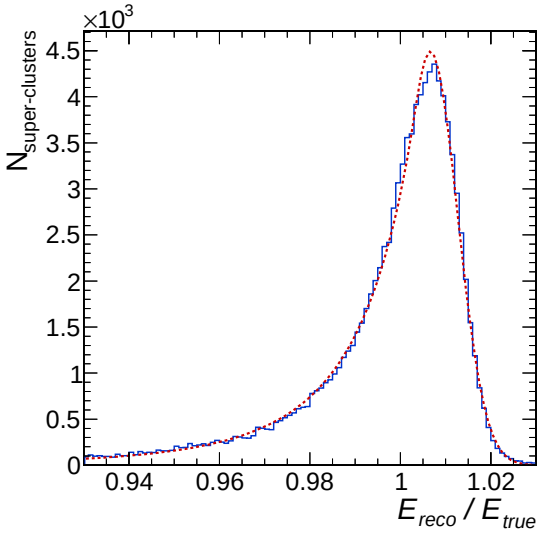


FIGURE A.1 – *Modélisation de la distribution de E_{reco}/E_{true} pour un échantillon de super-clusters d'électrons PF (ligne bleue) à partir d'une fonction Crystal-Ball (pointillés rouges)*

On ne considérera dans cette étude que les super-clusters distants des interstices du calorimètre en η : la dégradation de l'énergie des super-clusters due à la présence de zones mortes sera corrigée au cours de l'année 2011.

A.1 Electrons reconstruits dans EB

La calibration des super-clusters nécessite une approche en deux étapes. La première étape consiste à corriger l'énergie des super-clusters de la perte d'énergie induite par le rayonnement Bremsstrahlung de l'électron. La deuxième étape est plus générale et l'ensemble des effets dépendant de la pseudo-rapidité η et de l'énergie transverse E_T du super-cluster sont corrigés.
Il faut indiquer qu'une correction générale liée au confinement d'une gerbe électromagnétique dans un super-cluster de EB est appliquée par défaut avant toute autre correction [2]. Cette correction standard n'est pas recalculée car elle dépend uniquement du calorimètre.

A.1.1 Correction du rayonnement Bremsstrahlung

La fraction d'énergie f_b d'un électron rayonnée par processus Bremsstrahlung est normalement calculé à partir de la trace associée à l'électron [3]. Dans le cas présent nous n'avons pas accès à la trace et il est nécessaire d'estimer f_b uniquement à partir de la forme du super-cluster.

Plus un électron rayonne par processus Bremsstrahlung, plus la dispersion d'énergie du super-cluster associé selon la direction ϕ (dispersion notée σ_ϕ et définie par l'équation (A.1)) est élevée [3]. La dispersion selon η (σ_η, eq. (A.1)) n'est pas affectée par ce rayonnement car le champ magnétique est solénoïdal. On estime alors f_b par le rapport entre σ_ϕ et σ_η. Si f_b est proche de 1, l'électron a très peu rayonné. Si $f_b \gg 1$, la probabilité que l'électron ait rayonné une partie de son énergie est élevée.

$$\sigma_\eta = \sum_{rechits} \sqrt{\frac{E_i}{E_{SC}}(\eta_i - \eta_{SC})^2} \qquad \sigma_\phi = \sum_{rechits} \sqrt{\frac{E_i}{E_{SC}}(\phi_i - \phi_{SC})^2} \tag{A.1}$$

$$f_b = \frac{\sigma_\phi}{\sigma_\eta} \tag{A.2}$$

Puisque le rayonnement Bremsstrahlung d'un électron dépend de la quantité de matériel traversé par les électrons, f_b dépend logiquement de la pseudo-rapidité η du super-cluster. Le schéma de calibration utilisé par la collaboration ne prend pas en compte cet effet et sa correction est reportée à la deuxième étape. Ceci peut se justifier par l'absence de variation forte de $\rho_{r/t}$ en fonction de f_b et de η (fig.A.2).

Les effets Bremsstrahlung sont quantifiés en modélisant $\rho_{r/t}$ en fonction de f_b par une fonction $c(f_b)$ (fig. A.3).
La fonction $c(f_b)$ est définie par :

$$c(f_b) = \begin{cases} \tau_0 {f_b}^2 + \tau_1 f_b + \tau_2 & \text{si } f_b < \lambda \\ \tau_3({f_b}^2 - \lambda^2) + (2\tau_0\lambda + \tau_1 - 2\tau_3\lambda)(f_b - \lambda) + (\tau_0\lambda^2 + \tau_1\lambda + \tau_2) & \text{si } f_b > \lambda \end{cases}$$

où τ_i avec $i = [0, 4]$ et λ sont les paramètres ajustés sur la courbe $\rho_{r/t}$ (f_b). Le paramètre λ est considéré comme un seuil à partir duquel le comportement de $\rho_{r/t}$ change radicalement. Pour $f_b < 1$, le super-cluster est plus étendu en pseudo-rapidité que selon ϕ et il est probable qu'un cluster formé par un photon de Bremsstrahlung n'ait pas été inclus dans la reconstruction du super-cluster. Si $f_b > 1$, le rayonnement Bremmstrahlung peut

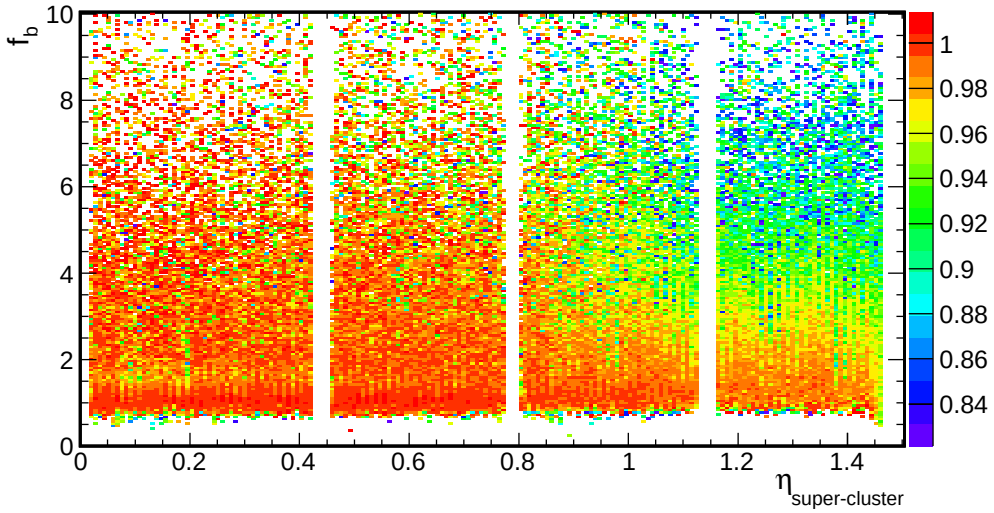


FIGURE A.2 – *Valeur moyenne de E_{reco}/E_{true} en fonction de la fraction f_b et de la pseudo-rapidité η du super-cluster*

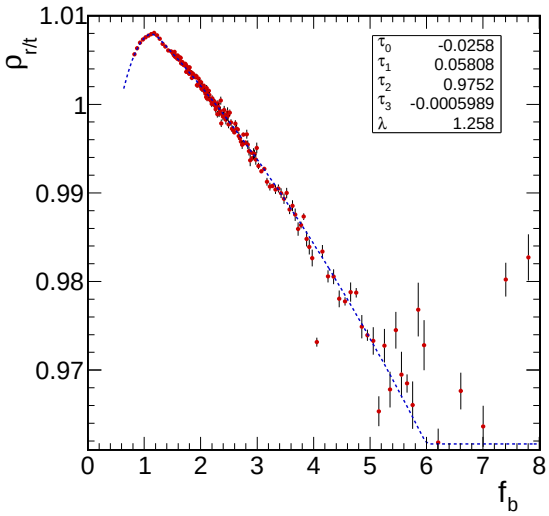


FIGURE A.3 – *Modélisation de $\rho_{r/t}$ en fonction de f_b à partir de la fonction $c(f_b)$*

devenir important et l'étalement en ϕ du super-cluster augmente la dispersion de l'énergie et donc la probabilité de ne pas regrouper l'ensemble de l'énergie rayonnée augmente également. Les valeurs typiques de $\rho_{r/t}$ autour de $f_b = 1$ sont légèrement supérieures à 1 à cause de l'inclusion de bruit ou de clusters de faible énergie non liés à l'électron.

L'énergie corrigée des super-clusters est définie par :

$$E_{\text{bcor}} = \frac{E_{\text{reco}}}{c(f_b)} \tag{A.3}$$

Le rapport R_c est alors défini par $R_c = E_{\text{bcor}}/E_{\text{true}}$ et l'estimateur correspondant à R_c provenant de la fonction Crystal-Ball est noté $\rho_{c/t}$.

A.1.2 Correction des dépendances en énergie transverse et en pseudo-rapidité

La calibration de l'énergie des super-clusters en fonction de E_T et η est une correction ambigue. Tous les effets dépendant de l'énergie propre de l'électron et de sa pseudo-rapidité sont corrigés à ce niveau [1]. Il s'agit donc d'une correction générale, réalisée sans prendre en compte la nature des effets et dépendances observés.

La dépendance de R_c en fonction de E_T et η est illustrée sur la figure A.4.

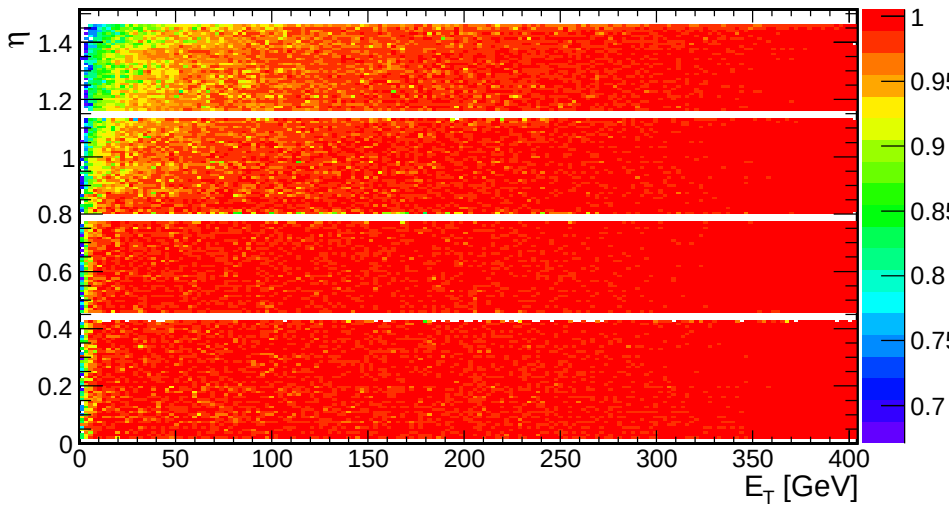


FIGURE A.4 – *Valeur moyenne de E_{bcor}/E_{true} en fonction de l'énergie transverse E_T et de la pseudo-rapidité η du super-cluster*

La méthode de calibration est semblable à celle utilisée pour la correction de rayonnement Bremsstrahlung. La dépendance de $\rho_{c/t}$ en fonction de E_T et η est modélisée par la fonction $f(E_T, \eta)$. Pour simplifier la paramétrisation, la dépendance en E_T de $f(E_T, \eta)$

1. Alors que l'étape précédente devrait déja bénéficier d'un traitement au moins dépendant de η.

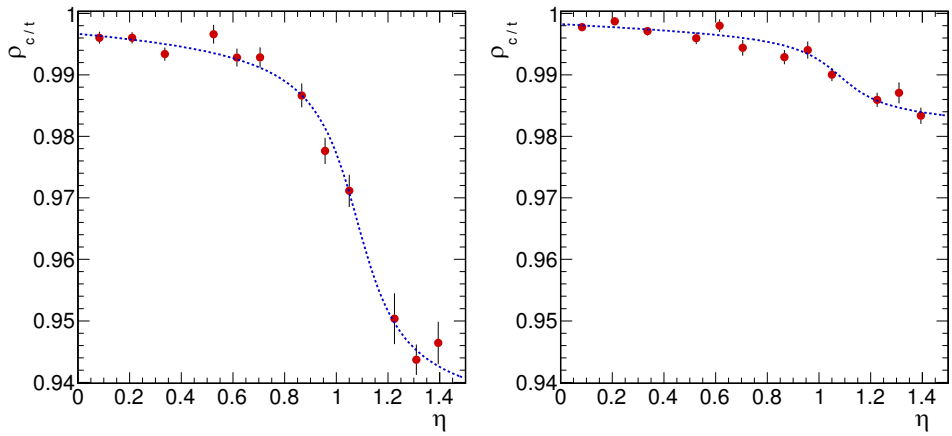
est factorisée :

$$f(E_T,\eta) = p_0(E_T) + a\eta + p_1(E_T)\arctan(b(c-\eta)) \tag{A.4}$$

$$\text{avec} \quad \begin{cases} a = -0.00181 \ ; \ b = 7.6 \ ; \ c = 1.081 \\ p_i(E_T) = c_0^i + \frac{c_1^i}{c_2^i + E_T} + \frac{c_3^i}{c_4^i + {E_T}^2} \quad i = \{0,1\} \end{cases} \tag{A.5}$$

Les paramètres a, b et c sont liés à la corrélation de R_c avec η. Cette corrélation est inhérente à la quantité de matériel du trajectographe et ces paramètres dépendent donc uniquement de la géométrie du trajectographe. Comme cette corrélation a d'ores et déjà été calculée précisément [2], une mise à jour n'est pas nécessaire [2]. La forte variation à $\eta = 1$ est due au changement d'orientation du trajectrographe, passant de la géométrie de type tonneau à la géométrie latérale (chap. 1).

L'ajustement de $f(E_T,\eta)$ sur $\rho_{c/t}$ (E_T,η) est réalisé en deux temps. Premièrement, l'échantillon d'électrons est séparé en régions d'énergie transverse E_T. La courbe $\rho_{c/t}(\eta)$ issue des données est ajustée par la fonction $f(E_T,\eta)$ (fig. A.5) et les paramètres p_0 et p_1 sont extraits, pour chaque valeur de E_T.



(a) (b)

FIGURE A.5 – *Modélisation de la dépendance de $\rho_{c/t}$ en fonction de la pseudo-rapidité η du super-cluster, pour des énergies transverse E_T de (a) 20 GeV (b) 100 GeV*

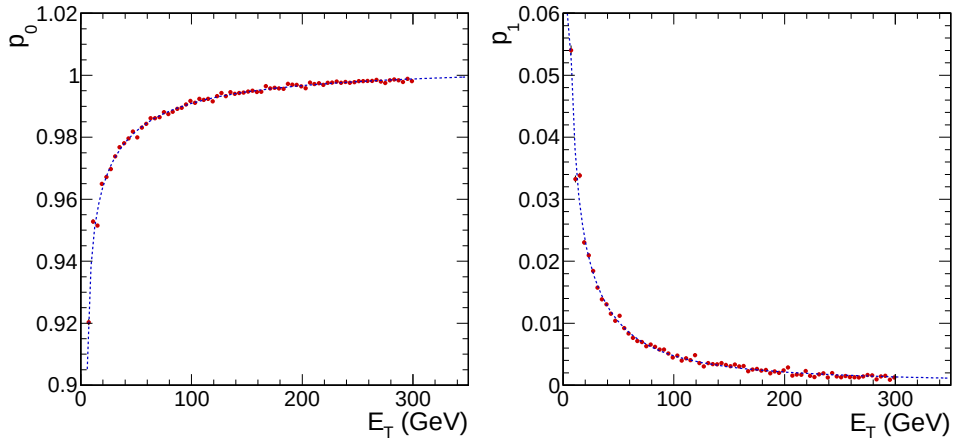
La dépendance en énergie transverse du super-cluster est obtenue par la modélisation de p_0 et p_1 en fonction de E_T (fig. A.6).

L'ensemble des paramètres libres de $f(E_T,\eta)$ est alors connu. Comme la modélisation de $\rho_{c/t}$ dépend de E_T et non de l'énergie des super-clusters, la correction d'énergie est appliquée sur l'énergie transverse des super-clusters :

$$E_T^{\text{cor}} = \frac{E_T^{\text{bcor}}}{f(E_T,\eta)} \tag{A.6}$$

La connaissance de E_T^{cor} permet de redéfinir l'énergie du super-cluster. Ce dernier est alors combiné avec la trace qui lui est associée pour former le candidat électron PF.

2. Une phase de test a permis de vérifier qu'il n'y avait pas de meilleur choix.



(a) (b)

FIGURE A.6 – *Modélisation des dépendances en énergie transverse de $f(E_T, \eta)$: (a) $p_0(E_T)$ (b) $p_1(E_T)$*

A.1.3 Comparaison entre anciennes et nouvelles corrections

Afin de vérifier le bon fonctionnement de la méthode et la qualité des corrections, les courbes de la position du biais ρ de la fonction Crystal-Ball en l'absence de calibration, avec les corrections datant de 2009 et avec les nouvelles corrections calculées précédemment sont comparées. Le résultat est présenté sur la figure A.7.

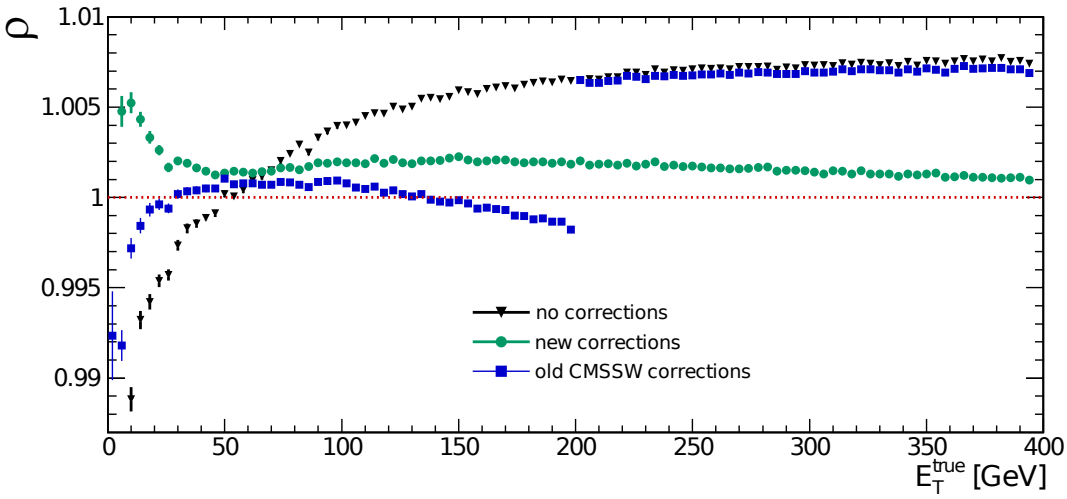
On remarque d'abord la différence de comportement au delà d'une énergie transverse générée de 200 GeV pour $\rho(E_T)$ calibré à partir des corrections de 2009 (fig. A.7.a). Effectivement, les anciennes corrections n'étaient calculées que pour une énergie transverse inférieure à 200 GeV. Afin d'éviter des comportements divergents, une protection était intégrée pour ne pas corriger l'énergie des super-clusters à de hautes énergies. Les nouvelles corrections sont a présent valables jusqu'à des énergies transverse de 400 GeV. L'absence de changement de comportement brusque de $\rho(E_T)$ selon E_T et η montre la cohérence de la nouvelle calibration.

Une sur-correction générale de 0.2% reste visible sur la courbe $\rho(E_T)$, mais est stable pour $E_T > 25$ GeV. Compte tenu du faible niveau et de l'uniformité de cette sur-correction, on considère l'effet comme négligeable. Pour des super-clusters avec $E_T < 25$ GeV, la sur-correction devient plus importante (jusqu'à 0.5%) et diverge à très basse énergie transverse. Un jeu supplémentaire de correction est alors dédié à des super-clusters ayant une énergie transverse basse.

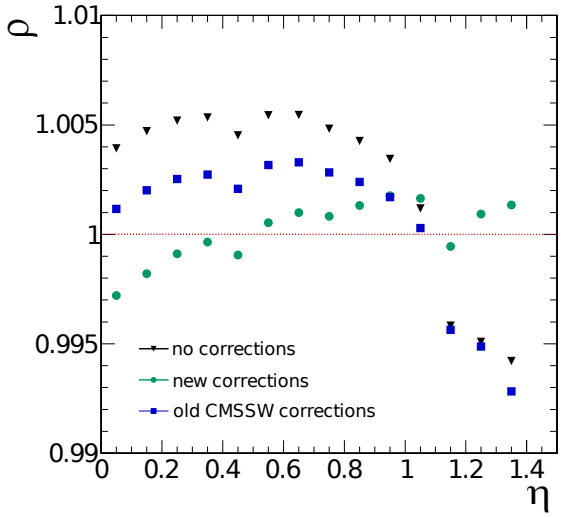
La qualité de la calibration selon η est fortement améliorée (fig. A.7.b). Cette amélioration provient majoritairement de la correction d'énergie perdue par rayonnement Bremsstrahlung, non présente dans l'ancienne calibration.

Amélioration des corrections à basse énergie transverse

Le calcul des corrections à basse énergie transverse est identique au calcul précédent. Un échantillon de 500000 électrons d'énergie transverse comprise entre 2 et 40 GeV est



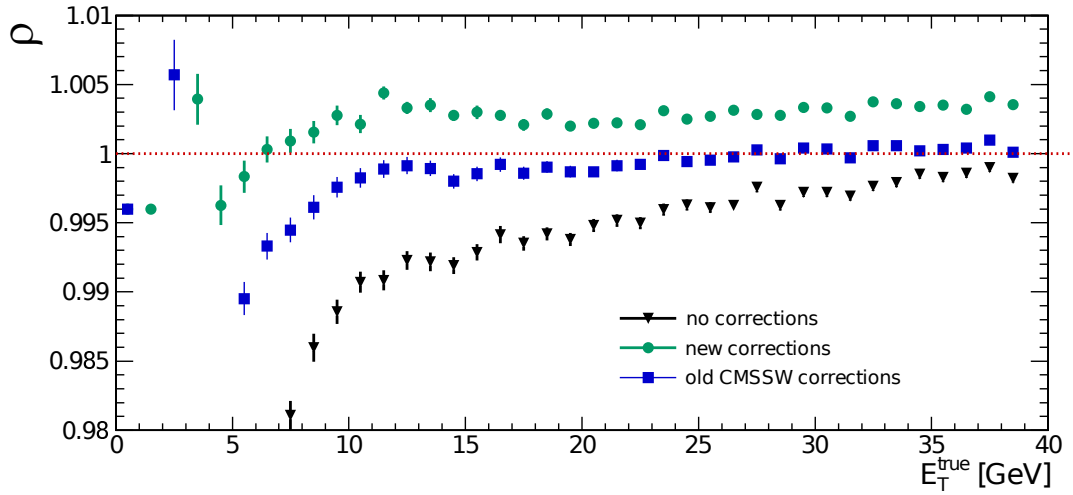
(a)



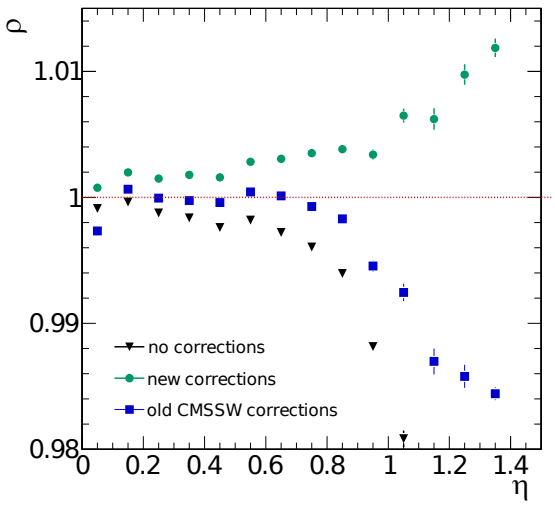
(b)

FIGURE A.7 – *Courbes de ρ en fonction de (a) l'énergie transverse E_T réelle du super-cluster (b) la pseudo-rapidité η du super-cluster en l'absence de correction (triangles noirs), avec les anciennes corrections (carrés bleus) et avec les nouvelles corrections (ronds turquoises)*

utilisé pour améliorer la calibration. Les fonctions de correction $c(f_b)$ et $f(E_T, \eta)$ sont recalculées et la comparaison de $\rho_{r/t}$ en fonction de E_T et η est présentée sur la figure A.8.



(a)



(b)

FIGURE A.8 – *Courbes de* ρ *en fonction de (a) l'énergie transverse E_T réelle du super-cluster (b) la pseudo-rapidité η du super-cluster en l'absence de correction (triangles noirs), avec les anciennes corrections (carrés bleus) et avec la calibration dédiée aux super-clusters de basse énergie transverse (ronds turquoises).*

La sur-correction de 0.5% est améliorée pour la gamme d'énergie transverse 6 GeV $< E_T <$ 25 GeV. Peu d'analyses utilisent des électrons avec une impulsion transverse plus faible que 10 GeV et en dessous de 10 GeV, la résolution en énergie transverse des électrons est dominée par le trajectographe [4] donc un seuil inférieur de 6 GeV est suffisant. L'échelle d'énergie des super-clusters peut encore être améliorée à grand η, mais la différence est réduite entre l'application des anciennes et des nouvelles corrections (gain de 0.5%). Le raccordement entre les deux jeux de corrections (pour $E_T <$ 25 GeV et $E_T >$ 25 GeV) ne

provoque pas de changement brusque du spectre en énergie des super-clusters.

A.2 Electrons reconstruits dans EE

Le principe de calibration pour des super-clusters reconstruits dans les bouchons est identique à celui réalisé pour le tonneau, avec certains changements de comportement de certaines variables. Comme une partie de l'énergie des électrons reconstruits dans les zones latérales du calorimètre est déposée dans le preshower, l'énergie des super-clusters est la somme de l'énergie déposée dans EE et de l'énergie déposée dans la zone du preshower correspondante au super-cluster.

A.2.1 Correction du rayonnement Bremsstrahlung

Contrairement au tonneau, $\rho_{r/t}(f_b)$ présente une forte variation selon la pseudo-rapidité à $\eta = 1.65$ (fig. A.9).

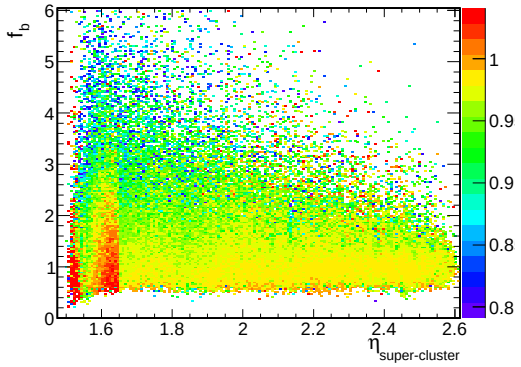


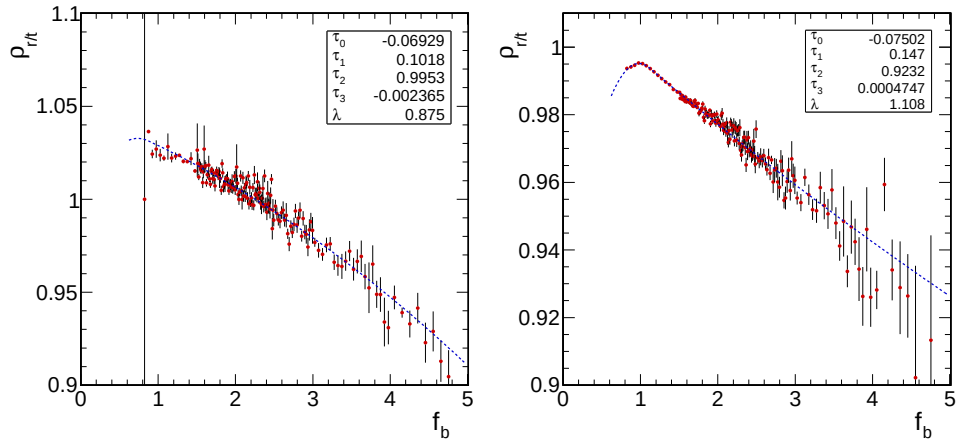
FIGURE A.9 – *Valeur moyenne de E_{reco}/E_{true} en fonction de la fraction f_b et de la pseudo-rapidité η du super-cluster*

Ce changement de comportement est dû à la géométrie du preshower. Le matériel effectif du preshower existe pour $\eta > 1.653$ mais seul le support mécanique est présent pour $1.6 < \eta < 1.653$. Les pertes d'énergies sont donc différentes dans ces deux régions. Afin de prendre en compte la différence de comportement, deux corrections distinctes sont calculées en fonction de la pseudo-rapidité du super-cluster (fig. A.10).

La fonction $c(f_b)$ utilisée pour la modélisation de $\rho_{r/t}(f_b)$ est identique à celle définie pour EB (équation A.3), pour les deux catégories de pseudo-rapidité. De même que pour les super-clusters reconstruits dans EB, l'énergie reconstruite est calibrée en prenant en compte les effets relatifs au rayonnement Bremsstrahlung avant de corriger les dépendances en E_T et η.

A.2.2 Correction des dépendances en énergie transverse et pseudo-rapidité

La calibration de l'énergie des super-clusters en fonction de E_T et η diffère entre EB et EE : la méthode est identique mais le comportement de $\rho_{c/t}$ n'est pas identique car



(a) petit eta (b) grand eta

FIGURE A.10 – *Modélisation de $\rho_{r/t}$ en fonction de f_b à partir de la fonction $c(f_b)$ pour des super-clusters ayant une pseudo-rapidité η (a) inférieure à 1.65 (b) supérieure à 1.65*

le trajectographe ne présente aucun changement de géométrie sur la section de pseudo-rapidité couverte par EE (fig. A.11).

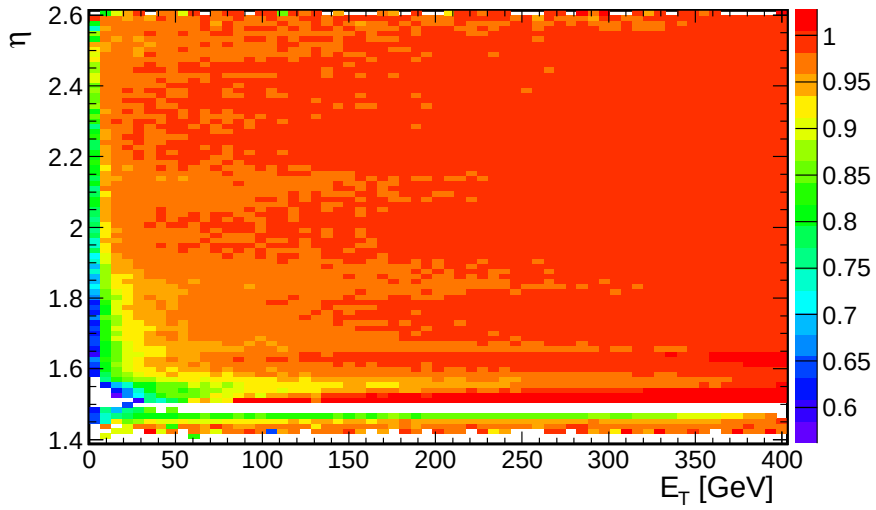


FIGURE A.11 – *Valeur moyenne de E_{bcor}/E_{true} en fonction de l'énergie transverse E_T et de la pseudo-rapidité η du super-cluster*

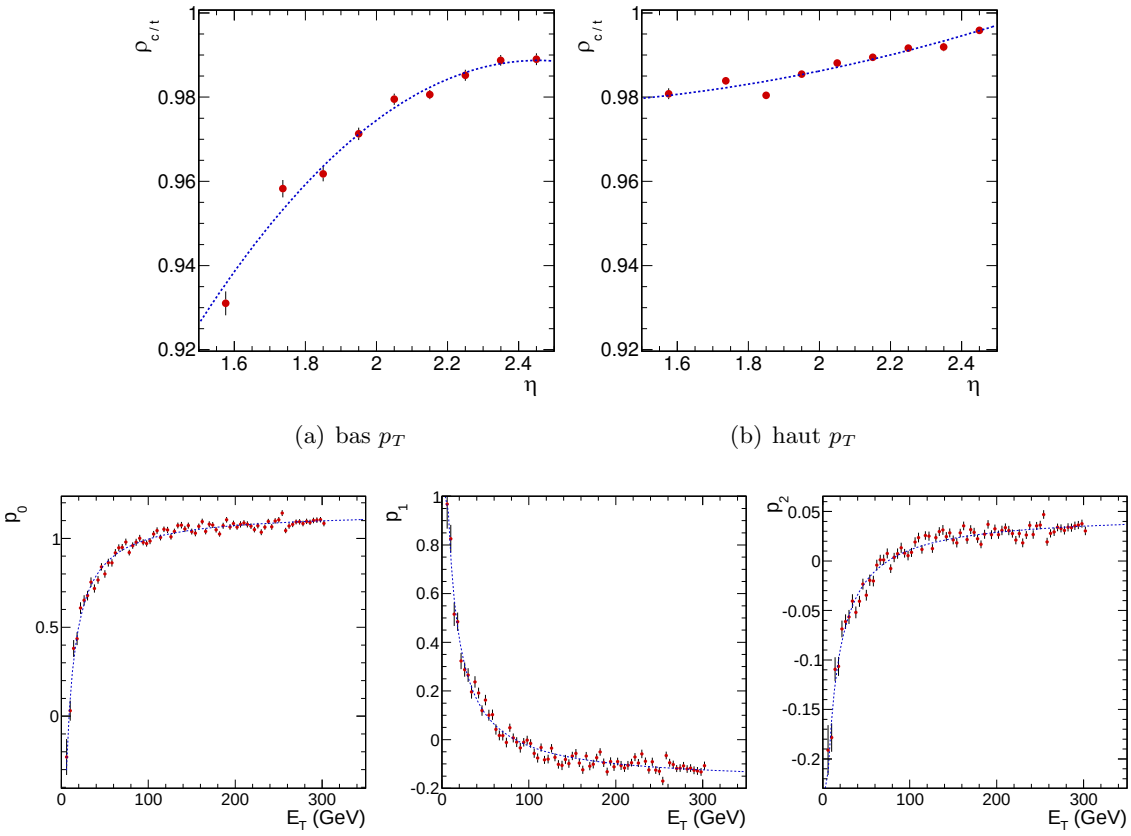
De même que pour les super-clusters du tonneau, la fonction de correction $f(E_T, \eta)$ est une fonction exprimée avec une dépendance en E_T factorisée. Le comportement en η est bien décrit par un simple polynôme de degré 2 avec des coefficients dépendants de E_T.

$$f(E_T, \eta) = p_0(E_T) + p_1(E_T)|\eta| + p_2(E_T)|\eta|^2 \quad (A.7)$$

$$p_i = c_0^i + \frac{c_1^i}{E_T + c_2^i} \quad \forall i \quad (A.8)$$

L'ajustement de $f(E_T, \eta)$ sur $\rho_{c/t}(E_T, \eta)$ est similaire à celui réalisé pour EB. On

débute par une séquence d'ajustement en η en séparant l'échantillon d'électrons en sous échantillons par fenêtres d'énergie transverse. La deuxième partie du calcul des corrections consiste à ajuster p_0, p_1 et p_2 pour chaque valeur de E_T (fig. A.12).



(a) bas p_T (b) haut p_T

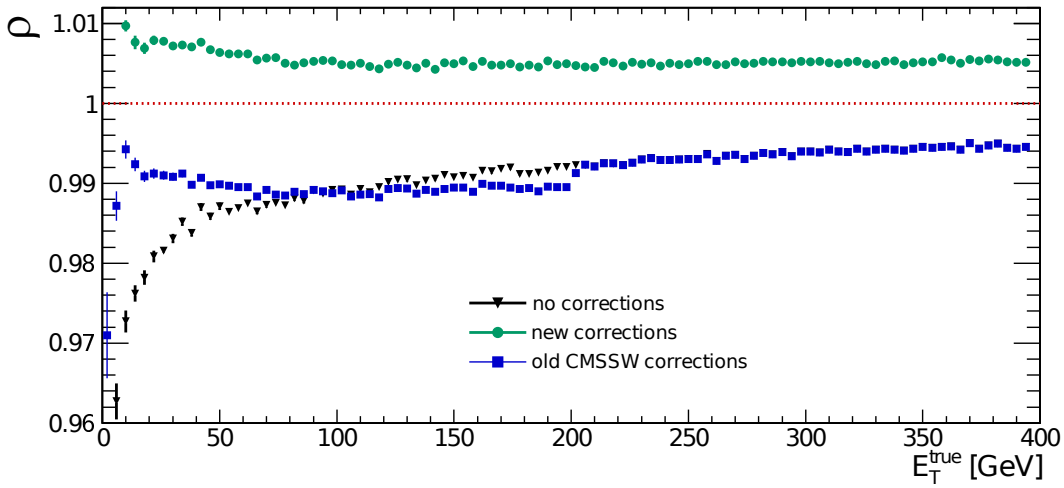
(c) p0 (d) p1 (e) p2

FIGURE A.12 – *Modélisation de la dépendance de $\rho_{c/t}$ en fonction de la pseudo-rapidité η du super-cluster, pour des énergies transverse E_T de (a) 20 GeV (b) 100 GeV et modélisation des dépendances de en E_T (c) $p_0(E_T)$ (d) $p_1(E_T)$ (e) $p_2(E_T)$*

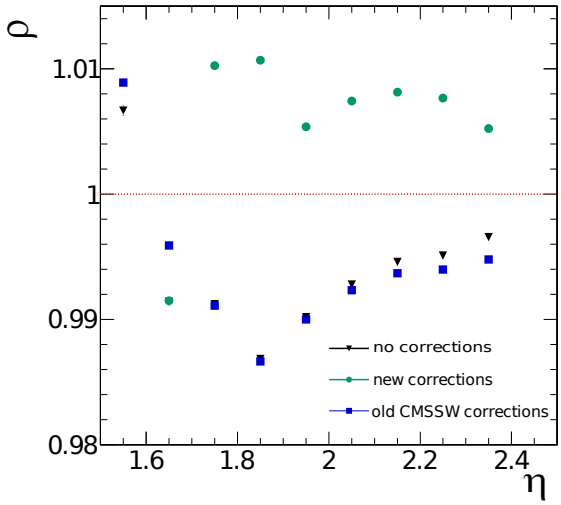
L'énergie du super-cluster est alors calibrée via l'énergie transverse avec l'application de l'équation (A.6).

La comparaison de la valeur du biais de la Crystall-Ball ρ, sans aucune calibration, avec les corrections de 2009 et avec la nouvelle calibration est illustrée sur la figure A.13.

Comme pour les super-clusters reconstruits dans EB, la courbe de $\rho(E_T)$ présente ce changement de comportement à $E_T^{\text{true}} = 200$ GeV. Comme les corrections de 2009 ne prenait pas en compte la perte d'énergie par rayonnement Bremsstrahlung, l'échelle d'énergie globale est inférieure à un, avec un écart de l'ordre du pour-cent. Les nouvelles corrections prennent en compte le rayonnement Bremsstrahlung et une légère sur-correction en résulte. Une amélioration moyenne de 0.3% est visible sur la courbe $\rho(E_T)$. Le rapport ρ selon η est amélioré, avec un effet de 0.2% en moyenne. Seul réside un léger changement de comportement pour $\eta < 1.7$, dû principalement à la correction de perte d'énergie par rayonnement Bremsstrahlung.



(a)



(b)

FIGURE A.13 – *Courbes de $\rho_{c/t}$ en fonction de (a) l'énergie transverse E_T réelle du super-cluster (b) la pseudo-rapidité η du super-cluster en l'absence de calibration (triangles noirs), avec les anciennes corrections (carrés bleus) et avec les nouvelles corrections (ronds turquoises)*

correction	bias (GeV)	CB width (GeV)
old	-0.13±0.09	01.95±0.08
new	0.40±0.12	2.03±0.12
none	-0.59±0.14	2.08±0.13

TABLE A.1 – *Biais et résolution du pic de masse invariante du* Z *pour la catégorie EB-EB.*

A.3 Influence sur la masse invariante du Z

Comme les corrections calculées précédemment sont définies à partir de la simulation, il est important de contrôler la qualité de ces corrections sur des électrons issus de la prise de donnée de 2010. Le pic de masse invariante du boson Z dans le canal $Z \to e^+e^-$ reconstruit avec uniquement les super-clusters est une excellente référence bien que ne concernant qu'une gamme d'énergie transverse restreinte (typiquement de $E_T = 20$ à $E_T = 50$ GeV). On contrôle la pertinence des corrections en comparant la position du pic de masse invariante du Z par rapport à $M_{e^+e^-} = 91.19$ GeV ainsi que la résolution en énergie sur la masse.

De même que pour le contrôle des corrections de transparence calculées au chapitre 4, la modélisation de la masse invariante du Z est donnée par la convolution d'une fonction Breit-Wigner fixée aux paramètres du *Particle Data Group*[5] avec une fonction de résolution Crystal-Ball. Le bruit de fond est modélisé par une fonction exponentielle.

Les catégories d'événements Z définies au chapitre 4 sont contrôlées indépendamment les unes des autres.

A.3.1 Evénements $Z \to e^+e^-$ reconstruits dans EB

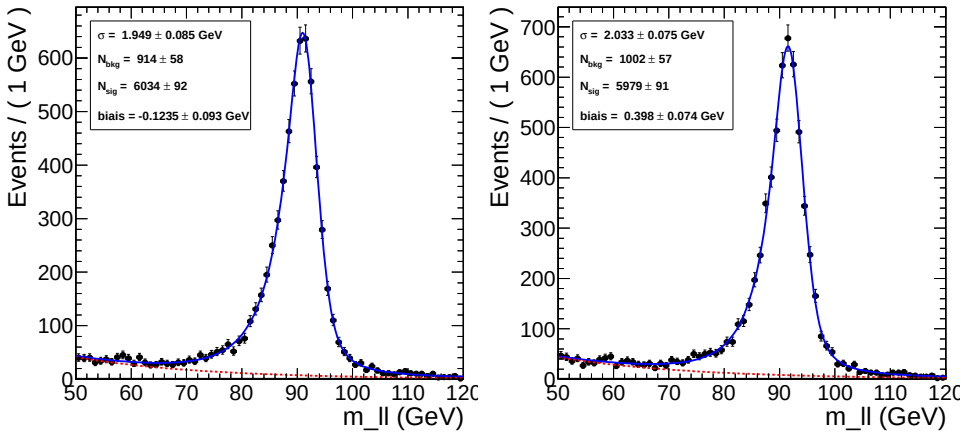
Pour des événements Z reconstruits à partir de deux électrons dans EB, les études de biais et de résolution sont réalisées pour l'échantillon complet ainsi que pour des échantillons sélectionnés dans un espace des phases restreint, où l'amélioration de l'échelle d'énergie des super-clusters doit être particulièrement visible, par exemple à grande pseudo-rapidité. Comme la calibration corrige les pertes d'énergie dues au rayonnement Bremsstrahlung, on compare également les corrections de 2009 et les nouvelles corrections pour des événements Z où au moins un des électron a rayonné une quantité importante de son énergie ($f_b > 2.5$).

Ensemble des événements disponibles

Les résultats des modélisations du spectre de masse invariante du Z reconstruit avec les super-clusters calibrés sont visibles sur la figure A.14 et sont résumés dans le tableau A.1.

La sur-correction visible sur la figure A.7.a explique le décalage du bias sur la position du pic de masse de -0.13 GeV à 0.4 GeV. La résolution ne change pas entre l'application des anciennes et des nouvelles corrections. A première vue, le changement de calibration n'a aucun impact sur la masse invariante du Z.

En fait, l'amélioration est visible sur un échantillon de candidats Z dont l'un des électrons est émis à « grande » pseudo-rapidité.



(a) (b)

FIGURE A.14 – *Spectre de masse invariante des deux super-clusters de plus haute énergie présents dans l'événement (a) avec les corrections de 2009 (b) avec les nouvelles corrections. Les super-clusters ne sont reconstruits que dans EB.*

corrections	biais (GeV)	largeur CB (GeV)
anciennes	-1.99±0.52	3.16±0.50
nouvelles	-0.64±0.17	2.85±0.17
aucune	-3.55±0.19	3.08±0.19

TABLE A.2 – *Biais et résolution du pic de masse invariante du* Z *pour la catégorie EB-EB, avec au moins un super-cluster présent dans la gamme de pseudo-rapidité* $1 < \eta < 1.5$

Sous-échantillon « à grande pseudo-rapidité »

Dans cet échantillon on requiert qu'au moins un des électrons issu de la désintégration du Z ait une pseudo-rapidité η incluse dans la fenêtre $1.1 < \eta < 1.5$.

La position du pic est améliorée de 1.3 GeV et la résolution de 0.4 GeV (tab. A.2) pour ces événements. L'amélioration de l'échelle d'énergie des super-clusters apparente sur la figure A.7.b est bien visible sur des électrons issus des données.

Sous-échantillon : $f_b > 2.5$

L'ancienne calibration ne prenant pas en compte la perte d'énergie par rayonnement Bremsstrahlung, il est logique de contrôler l'amélioration des corrections sur un échantillon $Z \to e^+e^-$ où au moins un des électrons issu de la désintégration du Z respecte la condition $f_b > 2.5$.

A partir du tableau récapitulatif A.3 il est visible que malgré une légère sur-correction apparente le biais en énergie sur la position du pic est diminué de moitié par application des nouvelles corrections. La résolution en énergie n'est pas affectée par la prise en compte de l'énergie perdu par rayonnement.

corrections	biais (GeV)	largeur CB (GeV)
anciennes	-0.79±0.15	2.27±0.14
nouvelles	0.40±0.11	2.24±0.10
aucune	-1.68±0.19	2.58±0.16

TABLE A.3 – *Biais et résolution du pic de masse invariante du* Z *pour la catégorie EB-EB, avec au moins un super-cluster tel que* $f_b > 2.5$

corrections	biais (GeV)	largeur CB (GeV)
anciennes	-1.35±0.11	2.96±0.12
nouvelles	-0.13±0.09	3.09±0.10
aucune	-5.75±0.12	3.67±0.12

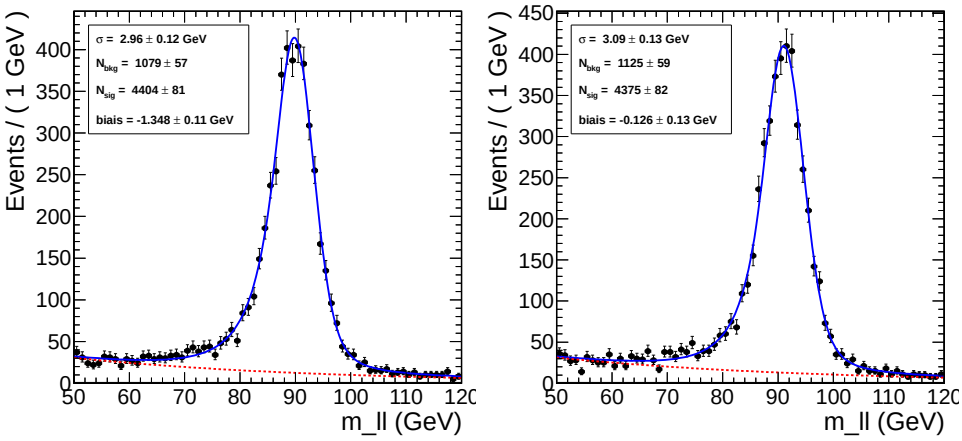
TABLE A.4 – *Biais et résolution du pic de masse invariante du* Z *pour la catégorie EB-EE*

A.3.2 Electrons dans EE

Cette section concerne les échantillons $Z \to e^+e^-$ ou au moins un électron dépose son énergie dans EE. On sépare les catégories EB-EE et EE-EE déjà définies au chapitre 4.

Catégorie EB-EE

L'échelle d'énergie est améliorée par l'utilisation des nouvelles corrections (fig. A.15 et tab. A.4) avec une réduction du biais sur la position du pic de masse invariante de 1.2 GeV. Le changement de calibration n'affecte pas la résolution en énergie sur la masse invariante.



(a) (b)

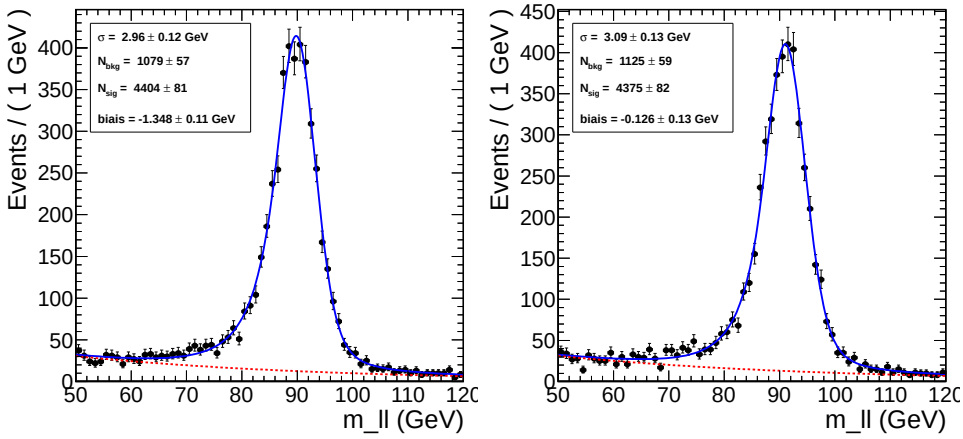
FIGURE A.15 – *Spectre de masse invariante des deux super-clusters de plus haute énergie présents dans l'événement (a) avec les anciennes corrections (b) avec les nouvelles corrections. Un super-cluster est reconstruit dans EB et le deuxième dans EE.*

corrections	biais (GeV)	largeur CB (GeV)
anciennces	-2.36±0.20	2.94±0.22
nouvelles	-0.56±0.19	2.87±0.22
aucune	-8.50±0.28	4.00±0.28

TABLE A.5 – *Biais et résolution du pic de masse invariante du Z pour la catégorie EE-EE.*

Catégorie EE-EE

Enfin, dans la catégorie où les deux électrons déposent leur énergie dans les bouchons du ECAL, la position du pic de masse est fortement améliorée (1.8 GeV). La résolution n'est ni améliorée ni dégradée par le changement de corrections (tab. A.5 et fig. A.16).



(a) (b)

FIGURE A.16 – *Spectre de masse invariante des deux super-clusters de plus haute énergie présents dans l'événement (a) avec les anciennes corrections (b) avec les nouvelles corrections. Les deux super-cluster sont reconstruits dans EE*

Conclusion

Les corrections d'énergie des dépôts d'énergie électromagnétique des électrons reconstruits avec la technique du flux de particule n'était pas à jour. Avec l'intégration des objets PF et du calcul centralisé de l'énergie transverse manquante, il était nécessaire de mettre à jour ces corrections en incluant l'ensemble du processus tel qu'utilisé pour la calibration des électrons EG.

Les corrections d'énergie des super-clusters PF ont été recalculées à partir d'électrons issus de la simulation, en prenant en compte la perte d'énergie par rayonnement Bremsstrahlung. L'échelle d'énergie s'en trouve améliorée, quelque soit la position du super-cluster dans l'espace des phases (pseudo-rapidité et énergie transverse des super-clusters), malgré une sur-correction générale.

Ces corrections ont été validées sur les données pour des super-clusters ayant une gamme d'énergie transverse de 20 à 50 GeV, à partir d'événements contenant un boson Z se désintégrant dans le canal électronique. Aucune dégradation n'a été introduite tant sur la position du pic de masse invariante que sur la résolution en énergie et certains sous échantillons spécifiques présentent une nette amélioration de la position et de la résolution sur la masse invariante du boson Z.

Bibliographie

[1] J. E. Gaiser. Appendix-F Charmonium Spectroscopy from Radiative Decays of the J/Psi and Psi-Prime, Ph.D. Thesis. *SLAC-R-255*, 1982.

[2] Anderson, M. and Askew, A. and others. Review of clustering algorithms and energy corrections in ECAL. *CMS Internal Note*, IN-10-008, 2010.

[3] S. Baffioni and others. Electron identification in CMS. *CMS Analysis Note*, AN-09-178, 2009.

[4] S. Baffioni, C. Charlot, F. Ferri, D. Futyan, P. Meridiani, I. Puljak, C. Rovelli, R. Salerno, Y. Sirois. Electron reconstruction in CMS. *CMS Note*, CMS-06-040, 2006.

[5] http ://pdg.lbl.gov/.

Annexe B

Missing transverse energy performances in CMS

EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH (CERN)

CERN-PH-EP/2011-051
2011/06/24

CMS-JME-10-009

Missing transverse energy performance of the CMS detector

The CMS Collaboration*

arXiv:submit/0271575 [hep-ex] 24 Jun 2011

Abstract

During 2010 the LHC delivered pp collisions with a centre-of-mass energy of 7 TeV. In this paper, the results of comprehensive studies of missing transverse energy as measured by the CMS detector are presented. The results cover the measurements of the scale and resolution for missing transverse energy, and the effects of multiple pp interactions within the same bunch crossings on the scale and resolution. Anomalous measurements of missing transverse energy are studied, and algorithms for their identification are described. The performances of several reconstruction algorithms for calculating missing transverse energy are compared. An algorithm, called missing-transverse-energy significance, which estimates the compatibility of the reconstructed missing transverse energy with zero, is described, and its performance is demonstrated.

Submitted to the Journal of Instrumentation

*See Appendix B for the list of collaboration members

1 Introduction

Neutral weakly interacting particles, such as neutrinos, escape from typical collider detectors without producing any direct response in the detector elements. The presence of such particles must be inferred from the imbalance of total momentum. The vector momentum imbalance in the plane perpendicular to the beam direction is particularly useful in pp and $p\bar{p}$ colliders, and is known as missing transverse momentum, here denoted $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$. Its magnitude is called missing transverse energy, and is denoted $\not{E}_{\mathrm{T}}$.

Missing transverse energy is one of the most important observables for discriminating leptonic decays of W bosons and top quarks from background events which do not contain neutrinos, such as multijet and Drell–Yan events. It is also an important variable in searches for new weakly interacting, long-lived particles. Many beyond-the-standard-model scenarios, including supersymmetry, predict events with large $\not{E}_{\mathrm{T}}$. The reconstruction of $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$ is very sensitive to particle momentum mismeasurements, particle misidentification, detector malfunctions, particles impinging on poorly instrumented regions of the detector, cosmic-ray particles, and beam-halo particles, which may result in artificial $\not{E}_{\mathrm{T}}$.

In this paper, we present studies of $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$ as measured using the Compact Muon Solenoid (CMS) detector at the Large Hadron Collider (LHC), based on a data sample corresponding to an integrated luminosity of $36\,\mathrm{pb}^{-1}$. In Section 2, the CMS detector is briefly described. In Section 3, particle reconstruction algorithms and identification requirements, together with the basic sample selection requirements, are given. In Section 4, the different algorithms for evaluating $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$ are presented. In Section 5, methods for identifying anomalous $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$ mismeasurements from known detector artifacts are described. In Section 6, the scale and resolution are measured using events containing photons or Z bosons. The degradation of the resolution due to the presence of additional soft pp collisions in the same crossing as the hard scatter ("pile-up") is presented. In Section 7 we present distributions from physics processes containing genuine $\not{E}_{\mathrm{T}}$. In Section 8, an algorithm, called "$\not{E}_{\mathrm{T}}$ significance", which is the likelihood that the observed $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$ is due to resolution effects, is described, its performance in jet events is demonstrated, and its efficacy for separating events containing a W boson decaying to either an electron and a neutrino or a muon and a neutrino from multijet backgrounds is shown. Conclusions are given in Section 9. Finally, in the Appendix, the optimization of the parameters used in the correction for the detector response is described.

2 The CMS detector

The central feature of the CMS apparatus is a superconducting solenoid, of 6 m internal diameter, providing a field of 3.8 T. Within the field volume are the silicon pixel and strip tracker, the crystal electromagnetic calorimeter (ECAL), and the brass/scintillator hadron calorimeter (HCAL). Muons are measured in gas-ionization detectors embedded in the steel return yoke. In addition to the barrel and endcap detectors, CMS has extensive forward calorimetry.

CMS uses a right-handed coordinate system, with the origin at the nominal interaction point, the x-axis pointing to the centre of the LHC, the y-axis pointing up (perpendicular to the LHC plane), and the z-axis along the anticlockwise-beam direction. The polar angle, θ, is measured from the positive z-axis and the azimuthal angle, ϕ, is measured in the x-y plane relative to the x-axis. Transverse quantities, such as "transverse momentum" ($\vec{p}_{\mathrm{T}}$), refer to the components in the $x-y$ plane. The magnitude of $\vec{p}_{\mathrm{T}}$ is p_{T}. Transverse energy, E_{T}, is defined as $E\sin\theta$.

The electromagnetic calorimeter (ECAL) consists of nearly 76 000 lead tungstate crystals, which

provide coverage in pseudorapidity $|\eta| < 1.479$ in a barrel region (EB) and $1.479 < |\eta| < 3.0$ in two endcap regions (EE). A preshower detector consisting of two planes of silicon sensors interleaved with a total of $3X_0$ of lead is located in front of the EE. The ECAL has an energy resolution of better than 0.5 % for unconverted photons with $E_T > 100$ GeV.

The HCAL is comprised of four subdetectors, a barrel detector (HB) covering $|\eta| < 1.3$, two endcap detectors (HE) covering $1.3 < |\eta| < 3.0$, two forward detectors (HF) covering $2.8 < |\eta| < 5.0$, and a detector outside of the solenoid (HO) covering $|\eta| < 1.3$. The HCAL, when combined with the ECAL, measures hadrons with a resolution $\Delta E/E \approx 100\%\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]} \oplus 5\,\%$. In the region $|\eta| < 1.74$, the HCAL cells have widths of 0.087 in pseudorapidity and 0.087 rad in azimuth. In the (η, ϕ) plane, and for $|\eta| < 1.48$, the HCAL cells map onto 5×5 ECAL crystal arrays to form calorimeter towers projecting radially outwards from close to the nominal interaction point. At larger values of $|\eta|$, the size of the towers increases and the matching ECAL arrays contain fewer crystals.

The muons are measured in the pseudorapidity window $|\eta| < 2.4$, with detection planes made of three technologies: Drift Tubes, Cathode Strip Chambers, and Resistive Plate Chambers. A global fit of the measurements from the muon system and the central tracker results in a p_T resolution between 1 and 5%, for p_T values up to 1 TeV.

The inner tracker measures charged particles within the $|\eta| < 2.5$ pseudorapidity range. It consists of 1440 silicon pixel and 15 148 silicon strip detector modules and is located in the 3.8 T field of the superconducting solenoid. It provides an impact parameter resolution of $\sim 15\ \mu$m and a p_T resolution of about 1.5% for 100 GeV particles.

The first level (L1) of the CMS trigger system, composed of custom hardware processors, uses information from the calorimeters and muon detectors to select, in less than 1 μs, the most interesting events. The High Level Trigger (HLT) processor farm further decreases the event rate from around 100 kHz to ~ 300 Hz, before data storage.

The calibrations used in this analysis were those available at the beginning of the fall of 2010, which are not the final calibrations for this data sample. Improvements and updates to the calibrations can lead to small improvements in resolution.

A much more detailed description of CMS can be found elsewhere [1].

3 Data sample selection and particle reconstruction

The data sets used for the studies presented in this paper were collected from March through November, 2010, and consist of pp collisions at a centre-of-mass energy $\sqrt{s} = 7$ TeV. An integrated luminosity with all subdetectors certified as fully functional of 36 pb^{-1} was available. The detailed selection criteria for the individual data samples used for each study are given throughout the text. However, all require at least one well-identified primary vertex (PV) whose z position is less than 24 cm away from the nominal centre of the detector and whose transverse distance from the z-axis is less than 2 cm, ensuring that particles coming from collisions are well contained in the CMS detector.

The samples used for the studies in this paper are defined through selection requirements on reconstructed jets, electrons, photons, muons, and b jets. We describe the basic identification requirements used for these particles here.

Jet reconstruction and its performance in CMS are discussed in detail elsewhere [2]. For the analyses described in this paper, jets are reconstructed using an anti-k_T algorithm [3] with a jet

radius parameter R of 0.5. The energy of a jet is corrected, on average, to that which would have been obtained if all particles inside the jet cone at the vertex were measured perfectly (particle-level). CMS uses three different types of jets. Calorimeter jets (Calo Jets) are clusters of calorimeter tower energies. Jet-plus-track jets (JPT Jets) achieve improved response by supplementing the calorimeter information with tracking information. Tracks are associated with Calo Jets if they are within the jet cone at the PV. The measured momentum of these tracks is added to the jet. To avoid double-counting energies, the expected response in the calorimeter is subtracted from the Calo Jet if the particle is still within the cone when it impacts the calorimeter. The response and resolution can be further improved using a global particle-flow reconstruction. Details on the CMS particle-flow algorithm and performance can be found in [4]. The particle-flow technique reconstructs a complete, unique list of particles (PF particles) in each event using an optimized combination of information from all CMS subdetector systems. Reconstructed and identified particles include muons, electrons (with associated bremsstrahlung photons), photons (including conversions in the tracker volume), and charged and neutral hadrons. Particle-flow jets (PF Jets) are constructed from PF particles.

Photon candidates are selected from clusters of energy in the ECAL. They are required to be isolated. The ECAL energy in an annular region in the $\eta - \phi$ plane with inner radius 0.06 and outer radius 0.4, excluding a three-crystal-wide strip along ϕ from the candidate, is required to be less than $4.2 + 0.006\, p_{\mathrm{T}}^{\gamma}$ GeV, where p_{T}^{γ} is the transverse momentum in GeV of the photon candidate. The sum of the p_{T}s of the tracks in the same region must be less than $2.2 + 0.0025\, p_{\mathrm{T}}^{\gamma}$ GeV. The ratio of the HCAL energy in an annular region with inner radius 0.15 and outer radius 0.4 to the ECAL cluster energy is required to be less than 0.05. The shape of the cluster of calorimeter energies must be consistent with that of an electromagnetic shower. In addition, to provide strong rejection against misidentification of electrons as photons, the cluster must not match any track reconstructed in the pixel detector that is consistent with coming from the primary vertex. Photon reconstruction and identification are described in detail in [5].

Electrons are identified using similar criteria. In addition to similar shower shape and isolation requirements, the candidate must match well in both ϕ and η to a charged track, but be isolated from additional tracks. Electron candidates are also required to be in the fiducial portion of the calorimeter ($|\eta| < 1.4442$ or $1.5660 < |\eta| < 2.5$). More details are given in [6]. In addition, photon-conversion rejection is used in some of the analyses presented in this paper.

Muon candidates consist of a track in the tracker which can be linked to one reconstructed in the muon system. The candidate must be isolated from deposits of energy in the ECAL and HCAL that are not consistent with having been deposited by the muon. The sum of the p_{T}s of other tracks within an isolation cone centered on the candidate must also be small.

Several algorithms for the identification of b jets have been developed [7, 8]. Two of them are used in an analysis described in this paper. The `SimpleSecondaryVertex` (SSV) tagging algorithm exploits the significance of the three-dimensional flight distance between the PV and a reconstructed secondary vertex. The `SoftMuonByPt` (SMbyPt) tagger uses the transverse momentum of the muon with respect to the jet axis to construct a discriminant.

The collision data are compared to samples of simulated events that were generated either using PYTHIA 6 [9], with a parameter setting referred to as tune Z2, or with MADGRAPH interfaced with PYTHIA [10]. The generated events are passed through the CMS detector simulation based on GEANT4 [11]. The detector geometry description includes realistic subsystem conditions such as simulation of nonfunctioning channels. The samples used in Section 6.5 include pile-up. The offline event selection for collision data is also applied to simulated events.

4 Reconstruction of $\not{E}_T$

In general, $\vec{\not{E}}_T$ is the negative of the vector sum of the transverse momenta of all final-state particles reconstructed in the detector. CMS has developed three distinct algorithms to reconstruct $\vec{\not{E}}_T$: (a) PF $\not{E}_T$, which is calculated using a complete particle-flow technique [4]; (b) Calo $\not{E}_T$, which is based on calorimeter energies and the calorimeter tower geometry [12]; and (c) TC $\not{E}_T$, which corrects Calo $\not{E}_T$ by including tracks reconstructed in the inner tracker after correcting for the tracks' expected energy depositions in the calorimeter [13].

PF $\not{E}_T$ is calculated from the reconstructed PF particles. PF $\sum E_T$ is the associated scalar sum of the transverse energies of the PF particles.

Calo $\not{E}_T$ is calculated using the energies contained in calorimeter towers and their direction, relative to the centre of the detector, to define pseudo-particles. The sum excludes energy deposits below noise thresholds. Since a muon deposits only a few GeV on average in the calorimeter, independent of its momentum, the muon p_T is included in the Calo $\not{E}_T$ calculation while the small calorimetric energy deposit associated to the muon track is excluded. Calo $\sum E_T$ is the associated scalar sum of the transverse energies of the calorimeter towers and muons.

TC $\not{E}_T$ is based on Calo $\not{E}_T$, but also includes the p_Ts of tracks that have been reconstructed in the inner tracker, while removing the expected calorimetric energy deposit of each track. The predicted energy deposition for charged pions is used for all tracks not identified as electrons or muons. The calorimetric energy deposit is estimated from simulations of single pions, in intervals of p_T and η, and an extrapolation of the track in the CMS magnetic field is used to determine its expected position. No correction is applied for very high p_T tracks ($p_T > 100$ GeV), whose energy is already well measured by the calorimeters. For low-p_T tracks ($p_T < 2$ GeV), the measured momentum is taken into account assuming no response from the calorimeter.

The magnitude of the $\vec{\not{E}}_T$ can be underestimated for a variety of reasons, including the nonlinearity of the response of the calorimeter for neutral and charged hadrons due to its noncompensating nature, neutrinos from semileptonic decays of particles, minimum energy thresholds in the calorimeters, p_T thresholds and inefficiencies in the tracker, and, for Calo $\not{E}_T$, charged particles that are bent by the strong magnetic field of the CMS solenoid and whose calorimetric energies are therefore in a calorimeter cell whose associated angle is very different from the angle of the track at the vertex. The displacement of charged particles with small p_T due to the magnetic field and the calorimeter nonlinearity are the largest of these biases, and thus Calo $\not{E}_T$ is affected most. A two-step correction has been devised in order to remove the bias in the $\vec{\not{E}}_T$ scale. The correction procedure relies on the fact that $\vec{\not{E}}_T$ can be factorized into contributions from jets, isolated high p_T photons, isolated high p_T electrons, muons, and unclustered energies. The contribution due to unclustered energies is the difference between the $\vec{\not{E}}_T$ and the negative of the vector sum of the p_Ts of the other objects. Isolated photons, electrons, and muons are assumed to require no scale corrections.

Jets can be corrected to the particle level using the jet energy correction [2]. The "type-I corrections" for $\vec{\not{E}}_T$ use these jet energy scale corrections for all jets that have less than 0.9 of their energy in the ECAL and corrected $p_T > 20$ GeV for Calo $\not{E}_T$, and for a user-defined selection of jets with $p_T > 10$ GeV for PF $\not{E}_T$. These corrections can be up to a factor of two for Calo $\not{E}_T$ but are less than 1.4 for PF $\not{E}_T$ [14] . In order to correct the remaining soft jets below this threshold, and energy deposits not clustered in any jet, a second correction can be applied to the unclustered energy, which is referred to as the "type-II correction". This correction is obtained from $Z \to ee$ events, as discussed in the Appendix.

In this paper, distributions involving Calo $\not{E}_{\mathrm{T}}$ include both type-I and type-II corrections, those involving PF $\not{E}_{\mathrm{T}}$ include type-I corrections, and those involving TC $\not{E}_{\mathrm{T}}$ are uncorrected, as these were the corrections that were available at the time the analyses presented in this paper were performed and are the versions used most typically in 2010 physics analyses. As discussed in the Appendix, type-II corrections have been developed for PF $\not{E}_{\mathrm{T}}$ and can be used in future analyses. The optimization of both corrections is also discussed in the Appendix.

5 Large $\not{E}_{\mathrm{T}}$ due to misreconstruction

This section describes various instrumental causes of anomalous $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$ measurements, and the methods used to identify, and sometimes to correct, $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$ for these effects. We also examine the contributions to the tails of the $\not{E}_{\mathrm{T}}$ distribution from non-functioning channels, uninstrumented regions of the detector. and particles from sources other than pp interactions.

5.1 Contributions to $\not{E}_{\mathrm{T}}$ from anomalous signals in the calorimeters

The CMS ECAL and HCAL occasionally record anomalous signals that correspond to particles hitting the transducers. Anomalous signals in HCAL can also be produced by rare random discharges of the readout detectors. Some of these effects had already been observed during past test beam and cosmic data taking [15]. Detailed studies of these effects have continued with the 7 TeV data taking, and are documented in detail in Ref. [16] for the HCAL, and in Ref. [17] for the ECAL. For some types of anomalous energies, the number of affected channels is small and the event can still be used in physics analysis after the removal of the anomaly. We refer to the removal process as "cleaning" the event. If a large number of channels are effected, "filters" instead tag the event as not suitable for use in physics analysis.

Anomalous energy deposits in EB are associated with particles striking the sensors and very occasionally interacting to produce secondaries that cause large anomalous signals through direct ionization of the silicon. Three main types of noise have been identified in HF: scintillation light produced in the light guides that carry the light from the quartz fibres to the photomultipliers, Cherenkov light in the photomultiplier tube (PMT) windows, and punch-through particles hitting the PMTs. While the EB, HF scintillation and HF Cherenkov sources typically affect only a single channel, signals generated in the HF by particles that exit the back of the calorimeter can affect clusters of channels per event. In the HB and HE, electronics noise from the Hybrid Photo Diode (HPD) and Readout BoX (RBX) occurs, and can affect from one up to all 72 channels in an RBX. This noise is not related to interactions with particles from pp interactions but instead occurs at a low rate and at random times, so the overlap with pp interactions is very low at the bunch spacings of the 2010 run.

The basic strategy for the identification and removal of anomalous signals (cleaning) is based on information such as unphysical charge sharing between neighbouring channels in η-ϕ and/or depth, and timing and pulse shape information. Each of the calorimeters in CMS measures and samples signals every twenty-five ns and several samples are saved with the event record. The shapes of the pulses for signals that develop from energy deposits in the calorimeters are different than those from anomalous noise signals.

Once a "hit" in an HCAL tower or ECAL crystal is determined to be unphysical, we exclude it from the reconstruction of higher-level objects such as jets or $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$. We thus arrive at a reconstruction of jets and $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$ that is consistently "cleaned" of anomalous detector effects. Studies using simulations of a variety of different physics processes indicate that the amount of energy due to particles produced in a pp scattering that is removed is negligible.

Some features of anomalous signals can be used to identify events contaminated by them most effectively after higher level objects such as jets have been reconstructed. Usually we reject events containing these types of anomalies using filters instead of trying to clean them, although some cleaning is available for PF $\not{E}_T$. For example, we usually exclude events with HPD or RBX noise affecting many channels from our data samples using the requirements described in [15]. We find that this requirement excludes 0.003% of an otherwise good inclusive sample of pp interactions (minimum-bias events).

The Calo $\not{E}_T$ distribution from a data sample that was collected on a trigger that requires a coincidence in the beam pick-up monitors and scintillators in front of the HF calorimeter (minimum bias data) are shown before and after removal of the anomalous signals in Fig. 1, demonstrating the effect of the cleaning and filters. A comparison with simulation, which does not include anomalous energies, shows good agreement. The effect of the cleaning on the other types of $\not{E}_T$ is similar.

The minimum bias triggers used to collect the data shown in Fig. 1 were prescaled for most of the data-taking period. Triggers that require large amounts of energy in the detector, such as $\not{E}_T$ triggers and single jet triggers, are enriched in events with anomalous energies. Filters for cosmic rays, other non-collision-related sources of high $\not{E}_T$, and other types of anomalies have been developed in the context of specific searches for new particle production [18]. An example of a filter for beam-halo muons, which can produce high energy bremsstrahlung photons in the detector, is given in the next section.

Hardware modifications to mitigate one of the largest sources of anomalous energies during the 2010 run, scintillation light produced in part of the light guide reflective sleeves in the HF, were implemented during the winter 2010 shutdown period. During this period, the material that was producing the scintillation light was replaced with Tyvek. These modifications reduce the rate of noise events in HF by an order of magnitude. The HF PMTs will be replaced with multi-anode PMTs with flat, thinner front glass during 2013/2014 winter shutdown, reducing the noise from Cherenkov light and punch-through particles. To reduce the noise observed in HB and HE, HPDs will be replaced by Silicon Photo Multipliers (SiPM) that do not produce this type of noise.

5.2 Removal of beam-induced contributions to $\not{E}_T$

Machine-induced backgrounds, especially the production of muons when beam protons suffer collisions upstream of the detector ("beam halo"), can cause anomalous, large $\not{E}_T$. The CMS beam-halo event filter uses trigger and reconstruction-level information obtained from the Cathode Strip Chambers (CSCs), a subdetector with good reconstruction performance for both collision and non-collision muons [19] and can be used to tag events for removal. The geometry of the CSCs make it difficult for beam-halo particles, with mostly parallel-to-beam trajectories, to traverse the barrel calorimetry without traversing one or both CSC endcaps.

The filter can operate in either a "loose" or "tight" mode. The former is designed for high tagging efficiency at the cost of a modest misidentification probability, while the latter tags only well-identified halo candidates and has a smaller misidentification probability. The tagging efficiencies and misidentification probabilities have been assessed using simulation. For simulated beam-halo particles which impact the calorimeters and produce Calo $\not{E}_T > 15$ GeV, the loose (tight) filter is roughly 92% (65%) efficient. The per-event mistag probability determined from a simulation of inclusive pp interactions (minimum-bias events) for the loose (tight) filter is $\sim 10^{-5}$ (10^{-7}). The tagging inefficiency is due in part to halo muons which do not traverse enough active layers of the CSCs for a well-measured track to be reconstructed and in part to

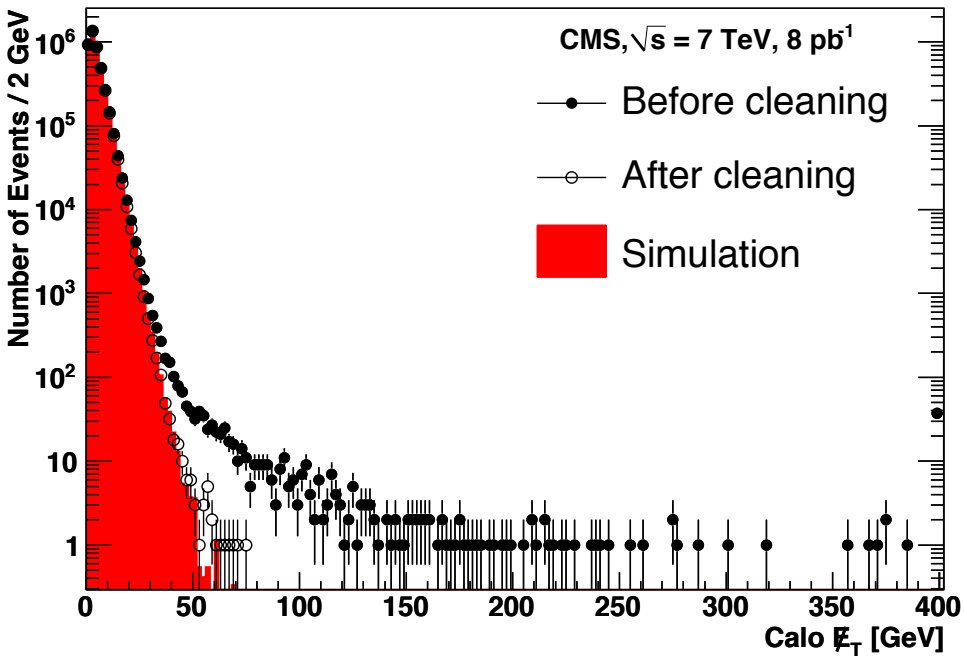


Figure 1: Calo $\not{E}_T$ distributions in a minimum bias data sample without (black dots) and with (open circles) cleaning and filters, compared to simulation. Overflows are included in the highest bin.

muons that do not meet the coincidence requirements of the L1 beam-halo trigger. Many of the mistagged events are from extremely soft and forward muons (i.e. $p_T < 2$ GeV and $|\eta| > 1.7$), from pion decay or from hadron punch through.

The CSC-based beam-halo filter was applied to events passing muon triggers which had p_T thresholds of 9, 11, or 15 GeV, depending on the running period. Beam-halo muons, because their tracks do not point towards the nominal interaction point in the centre of the detector, in general do not fire the triggers for muons from pp interactions. Thus the beam halo muons in this sample are overlaid on events triggered otherwise. This sample therefore provides an unbiased comparison of $\not{E}_T$ in events with and without a beam-halo muon in coincidence. Minimum bias events could have been used as well, but, because the minimum bias trigger was prescaled, the number of available events was small. The fraction of halo-tagged events for each running period is shown versus the average beam intensity, with an uncertainty of approximately 10%, in Fig. 2(left). The fraction of tagged events increases with the beam intensity, as might be expected.

Figure 2(right) shows the PF $\not{E}_T$ distribution for two trigger streams. The distribution from events recorded by collision muon triggers is shown by the dashed curve while that of the subset of these events which met the requirements of the tight halo filter is shown by the red inverted triangles. As can be seen, the halo muons that overlapped with these events did not disproportionately produce events with large PF $\not{E}_T$, which indicates that the probability that a halo muon produces large $\not{E}_T$ in events taken from triggers that are uncorrelated with $\not{E}_T$ is small. However, events from a trigger on Calo $\not{E}_T$ with a minimum trigger threshold of 100 GeV (solid curve), show a substantial fraction identified as halo (blue triangles), since the trigger preferentially selects events in which the beam-halo muon has deposited large amounts

of energy in the calorimeter. A beam-halo filter is therefore necessary for analyses that make use of samples based on this trigger.

5.3 Contributions of non-instrumented or non-functioning detector regions

Particles traversing poorly instrumented regions of the detector can be a cause of apparent $\vec{\not{E}}_T$. While generally hermetic, the CMS calorimeter does have uninstrumented areas (cracks) at the boundary between the barrel and endcap sections, and between the endcap and the forward calorimeters. The gap between the barrel and endcap sections is about 5 cm and contains various services, including cooling, power cables, and silicon detector readout. The crack is not projective to the interaction point. In addition, about 1% of the ECAL crystals are either not operational or have a high level of electronic noise [17], and they are masked in reconstruction. The η-ϕ distribution of these crystals for the barrel, and y-z distribution for the endcaps, is shown in Fig. 3.

In this Section, we illustrate the effect of these features on the $\not{E}_T$ distribution and test the reliability of the simulation for events with jets pointing towards masked ECAL channels or cracks.

Figure 4 shows the $\not{E}_T$ distributions from simulated samples of events containing at least 2 jets, with the leading jet satisfying $p_T > 50$ GeV and the second jet satisfying $p_T > 25$ GeV, for Calo $\not{E}_T$, TC $\not{E}_T$, and PF $\not{E}_T$. For events with $100 < \not{E}_T < 200$ GeV, the contribution from QCD multijet production is 24–42%, depending on the $\vec{\not{E}}_T$ reconstruction algorithm; the rest is from $W/Z/t\bar{t}$ production. In order to illustrate the effect of the cracks, distributions are also shown for those subsets of these samples that have at least one jet that is aligned with the $\vec{\not{E}}_T$ to within $\Delta\phi(\vec{\not{E}}_T, \text{jet}) < 0.2$ and that is pointing towards masked ECAL channels, the barrel-endcap boundary ($1.3 < |\eta| < 1.7$), or the endcap-forward boundary ($2.8 < |\eta| < 3.2$). The masked ECAL channels considered here are those that are part of a group of 5×5 or 5×1 masked channels that are adjacent in η-ϕ, as they have larger impact on the $\not{E}_T$ distributions than isolated masked channels. A jet is considered to be pointing to one of the masked ECAL channels when its jet centroid is within $\Delta R < 0.2$ of a masked ECAL channel, where $\Delta R =$

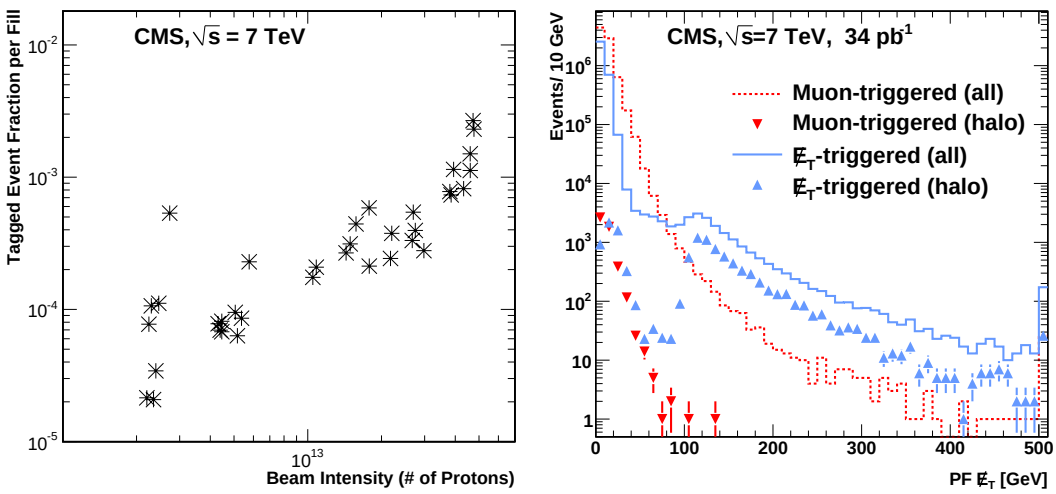


Figure 2: (left) Probability of finding a beam-halo tagged event in muon-triggered events. Results are shown as a function of the beam intensity. (right) PF $\not{E}_T$ distribution for all the events from muon and Calo $\not{E}_T$ triggers that were analyzed, and for the subset of these events that were identified as beam halo.

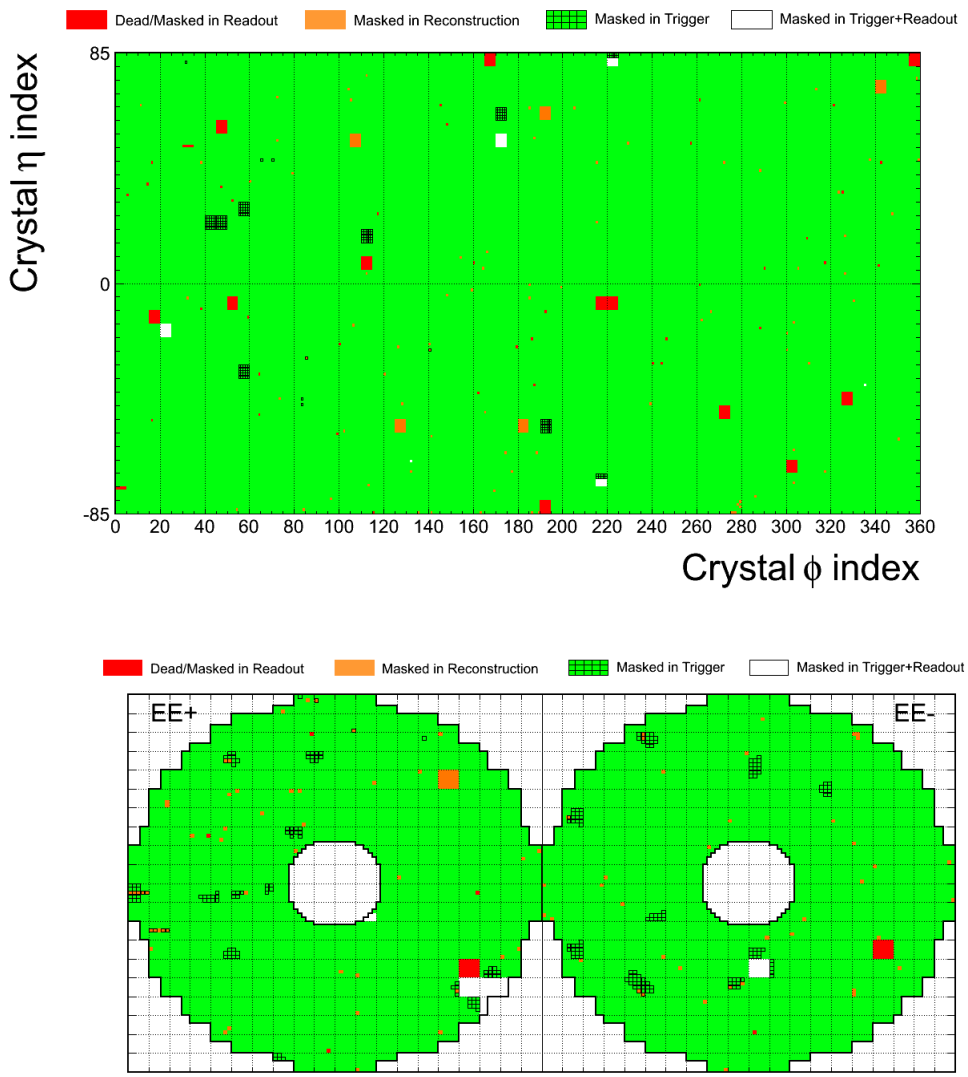


Figure 3: Distribution of masked ECAL channels in (top) barrel: η-ϕ view of 170x360 individual crystals and (bottom) endcaps: y-z view of 2x7400 individual crystals.

$\sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$. We can see effects on the $\not{E}_T$ distribution from masked ECAL channels, while the calorimeter boundaries do not appear to have an enhanced contribution to the events with large $\not{E}_T$.

Figure 5 shows the fraction of dijet events with at least one jet aligned with the $\vec{\not{E}}_T$ and also pointing towards the masked ECAL channels, the barrel-endcap boundary, or endcap-forward boundary for data and for simulation. Figure 5(left) shows that the masked ECAL channels enhance the rate of events with large $\not{E}_T$ in both data and Monte Carlo simulation. Approximately 20% of the events with $\not{E}_T > 80$ GeV have contributions to the measured $\vec{\not{E}}_T$ from mismeasurements due to masked ECAL channels. Results from simulations indicate that the fraction of events with large $\not{E}_T$ due to mismeasurements (excluding the predicted contributions from sources of genuine $\not{E}_T$, such as $W/Z/t\bar{t}$) is 30%. As shown in Figs. 5(middle) and

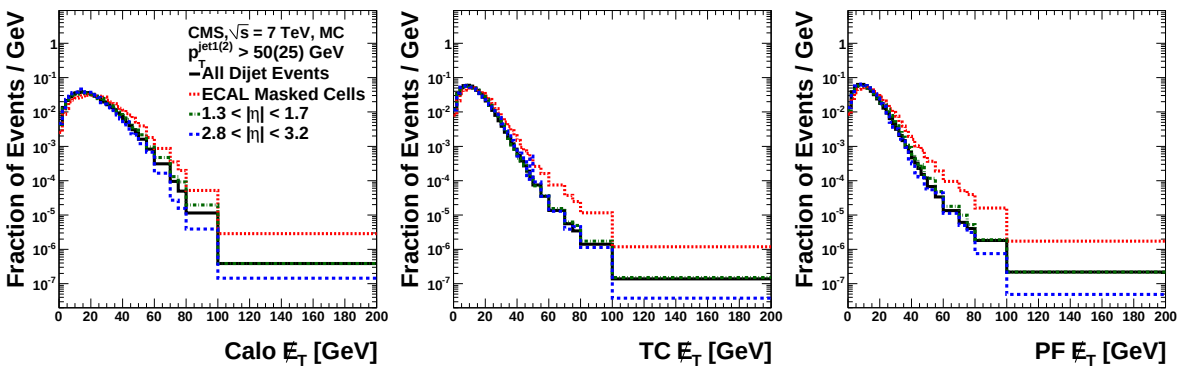


Figure 4: Distribution of (left) Calo $\not{E}_T$, (middle) TC $\not{E}_T$, and (right) PF $\not{E}_T$, normalized to unit area, for events containing at least 2 jets with $p_T^{\mathrm{jet1(2)}} > 50$ (25) GeV (black solid), and for the subsets of these events with a jet aligned with $\vec{\not{E}}_T$ within $\Delta\phi(\vec{\not{E}}_T, \mathrm{jet}) < 0.2$ and pointing towards a masked ECAL cell (red dotted), the barrel-endcap boundary (green dot-dashed), and the endcap-forward boundary (blue dashed) in simulation.

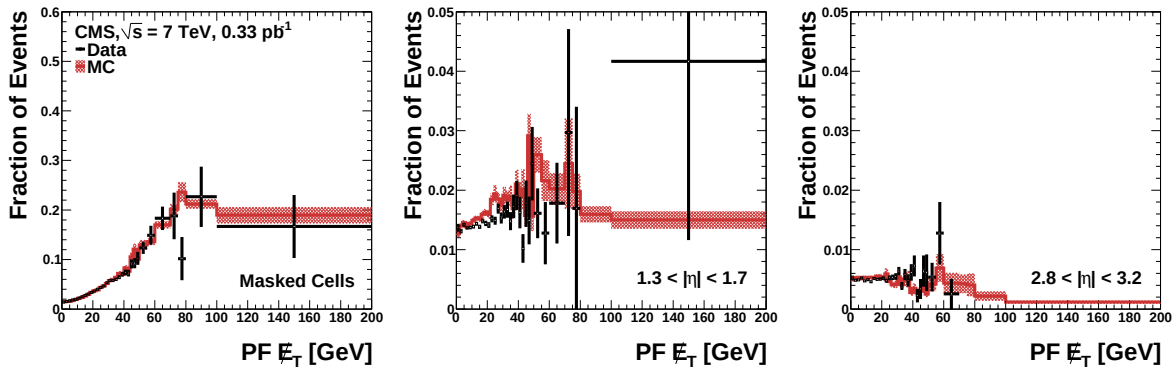


Figure 5: Fraction of dijet events in data (points) and simulation (red band) with a jet aligned to $\vec{\not{E}}_T$ within $\Delta\phi(\vec{\not{E}}_T, \mathrm{jet}) < 0.2$ and pointing towards (left) a masked ECAL channel, (middle) the barrel-endcap boundary, and (right) the endcap-forward boundary, in data and in simulation.

5(right), the fraction of events which contain a jet that is both aligned with the $\vec{\not{E}}_T$ and pointing towards a calorimeter boundary does not have a strong dependence on $\not{E}_T$, indicating that the calorimeter boundaries are not major contributors to events that have large apparent $\not{E}_T$ due to mismeasurements. Unlike the masked ECAL channels, the cracks are not projective to the interaction point, and therefore energies of particles traversing these cracks are still measured, albeit with degraded resolution.

While the impact of the cracks is small, analyses sensitive to events with large $\not{E}_T$ need to take the ECAL masked channels into account. About 70% of the ECAL channels that are masked during offline reconstruction have a useful measurement of their energy from the separate readout of the L1 trigger. Although the trigger readout saturates, it can be used to recover energies smaller than this and to identify events that had more than this amount of energy in a masked channel. This saturation energy has been increased from 64 GeV to 128 GeV in 2011. Analysts can veto events with a jet pointing towards an ECAL masked channel that does not have trigger information or that has trigger-readout energy at the saturation threshold.

6 Missing transverse energy scale and resolution

In this section, we study the performance of $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$ using events where an identified Z boson or isolated γ is present. Events containing vector bosons may be produced in hard parton-parton collisions such as qg$\rightarrow$ qγ, q$\bar{\mathrm{q}}$ $\rightarrow$ Z, qg$\rightarrow$qZ, and q$\bar{\mathrm{q}}$ $\rightarrow$ gZ. While there is no genuine $\not{E}_{\mathrm{T}}$ in these events, we can induce it by removing the vector boson. By comparing the momenta of the well-measured and well-understood vector boson to the $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$ induced this way, we probe the detector response to the global hadronic system and measure the scale and resolution of $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$. While the lowest order underlying processes may be simple, many physics and experimental issues contribute to the measured, induced $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$ in these events. Effects due to jet energy scale corrections and fluctuating jet composition directly impact the measurement of the hadronic products of the hard collision. Underlying event activity, pile-up, detector noise, and finite detector acceptance contribute as well.

The following notation is used: the vector boson momentum in the transverse plane is $\vec{q}_{\mathrm{T}}$, and the hadronic recoil, defined as the vector sum of the transverse momenta of all particles except the vector boson (or its decay products, in the case of Z candidates), is $\vec{u}_{\mathrm{T}}$. Momentum conservation in the transverse plane requires $\vec{q}_{\mathrm{T}} + \vec{u}_{\mathrm{T}} = 0$. The recoil is the negative of the induced $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$.

The presence of a well-measured Z or γ provides both a momentum scale, $q_{\mathrm{T}} \equiv |\vec{q}_{\mathrm{T}}|$, and a unique event axis, $\hat{q}_{\mathrm{T}}$. The hadronic recoil can be projected onto this axis, yielding two signed components, parallel ($u_{\parallel}$) and perpendicular ($u_{\perp}$) to the event axis. Since $u_{\parallel} \equiv \vec{u}_{\mathrm{T}} \cdot \hat{q}_{\mathrm{T}}$, and the observed hadronic system is usually in the opposite hemisphere from the boson, $u_{\parallel}$ is typically negative.

The mean value of the scalar quantity $\langle u_{\parallel} \rangle / q_{\mathrm{T}}$ is the scale factor correction required for $\not{E}_{\mathrm{T}}$ measurements in the classes of events considered here, and is closely related to jet energy scale corrections and jet parton flavour. We refer to $\langle u_{\parallel} \rangle / q_{\mathrm{T}}$ as the "response" and denote distributions of this quantity versus q_{T} as "response curves". Deviations of the response curve from unity probe the $\not{E}_{\mathrm{T}}$ response as a function of q_{T}.

Resolution is assessed by measuring the RMS spread of $u_{\parallel}$ and $u_{\perp}$ about their mean values, after correcting for the response, and is denoted $RMS(u_{\parallel})$ and $RMS(u_{\perp})$. As with the response, we examine the resolutions as functions of q_{T}.

6.1 Direct photon sample

Candidate photon events are selected by requiring each event to contain exactly one reconstructed photon in the barrel portion of the ECAL ($|\eta| < 1.479$), with $q_{\mathrm{T}} > 20$ GeV, and which passes the identification and isolation selection described in Section 3. The total number of events passing all requirements is 157567, of which 67621 have only one reconstructed primary vertex. The prescale factors for the HLT triggers used to collect this sample varied over the course of the 2010 LHC running period. As a result, this sample is dominated by events recorded during the earlier period of the data taking, when the fraction of crossings containing pile-up interactions was smaller.

Figure 6 shows the photon q_{T} spectrum for data and for simulation. About half of the observed rate arises from QCD dijet production where one jet passes all photon identification requirements. Such jets are typically highly enriched in $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ and contain little hadronic activity. The detector response to these jets is similar to that of single photons, and studies indicate that response curves extracted from these QCD background events match the response of true

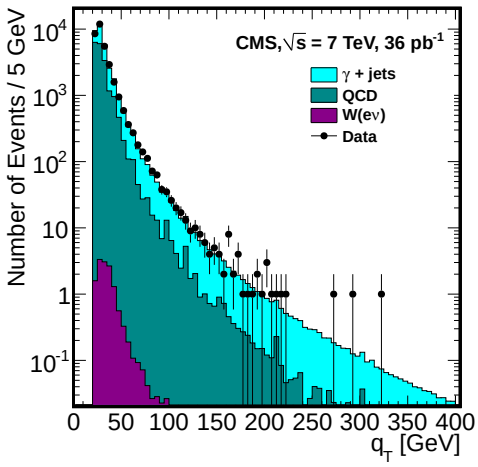


Figure 6: Distribution of q_T for events selected as photon+jet candidates. Predicted rates from simulation for signal and backgrounds are also shown. QCD refers to multijet events.

photon-jet events to within a percent. We therefore make no further attempt to filter them out. The detector response to the jet depends on the type of parton from which it originated. The leading jet in photon events is predicted to predominantly be a quark jet. A prediction for the difference in response for the CMS detector between quark and gluon jets can be found in Ref. [20]. The difference is largest for Calo Jets ($\approx$ 20% for jets with p_T of 20 GeV), and decreases with p_T. The primary reason that the response is lower for gluon jets is that their particles tend to have lower p_Ts, and the calorimeter response is lower at low p_T. For PF jets and PF $\not{E}_T$, which use tracker instead of calorimeter momenta for most charged hadrons, the difference in response is reduced, and varies from about 5% at 20 GeV to a percent a high p_T.

6.2 Z samples

For the $Z \to e^+e^-$ selection (electron channel), we require two well-identified and isolated electrons, with $p_T > 20$ GeV, within the fiducial region of the ECAL. The invariant mass ($M_{\ell\ell}$) of the electron pair is required to be in the range $70 < M_{\ell\ell} < 120$ GeV.

For the $Z \to \mu^+\mu^-$ selection (muon channel), we require two isolated muons with opposite electric charges, that have $p_T > 20$ GeV, and are within the $|\eta| < 2.1$ region. The invariant mass $M_{\ell\ell}$ of the muon pair is required to be at least 60 GeV, and no more than 120 GeV.

We obtain a total of 12 635 (12 383) $Z \to e^+e^-$ ($Z \to \mu^+\mu^-$) candidates. The relative contributions of signal and background are estimated from simulation. By normalizing the invariant mass distribution from simulation of signal and background so that it has the same number of events that is observed in the data, a total background of around 143 (35) events is estimated to have a contribution of 97 (2) events from QCD, 28 (9) events from electroweak, and 18 (24) from final states containing top quarks.

Figure 7 shows the $M_{\ell\ell}$ distribution for the electron and muon samples. Figure 8 shows their q_T spectrum. Except at very low q_T, the leading jet in Z events, as with the γ events, should usually be a quark jet.

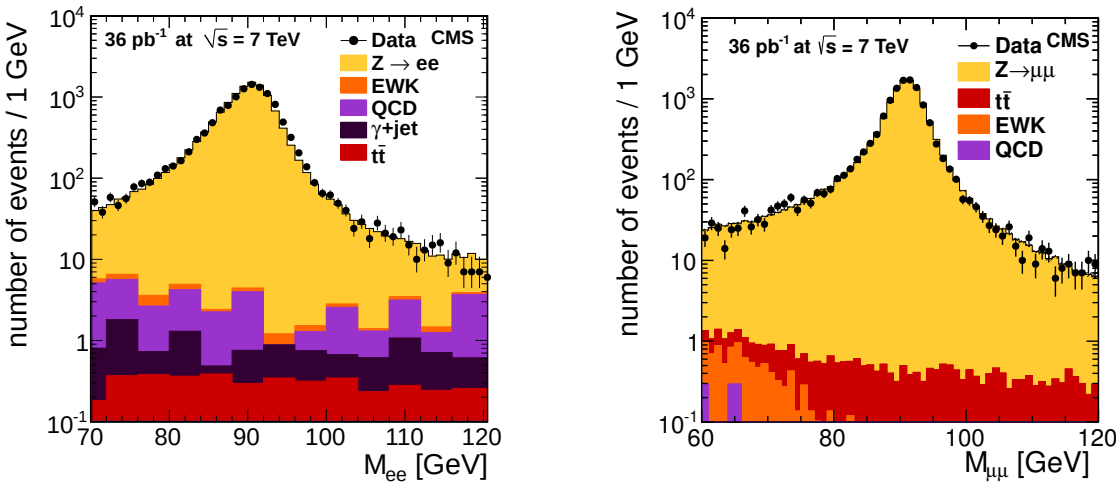


Figure 7: (left) Invariant mass distribution of the two leading electrons and (right) invariant mass distribution of the two leading muons, for the Z boson candidates, along with the predicted distribution from simulation. QCD refers to multijet events.

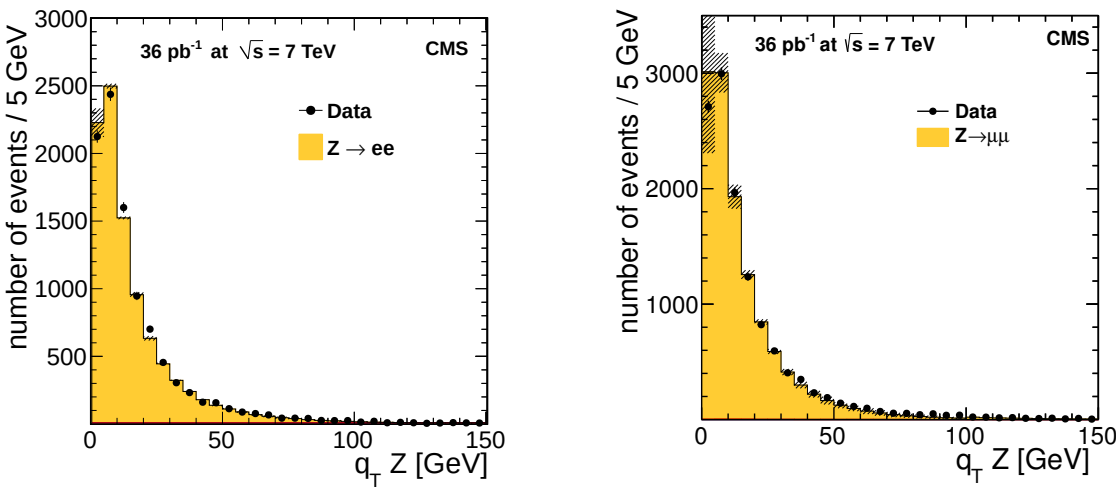


Figure 8: The q_T distribution for Z boson candidates in (left) the electron channel and (right) the muon channel, along with the prediction from simulation. Systematic uncertainties are shown as grey bands.

6.3 Scale and resolution for events with one primary vertex

To study the $\not{E}_T$ scale and resolution, we decompose the recoil with respect to the boson (γ or Z) direction in the transverse plane. We restrict ourselves to events containing one reconstructed primary vertex. Z yields are thus reduced to 2611 $Z \to e^+e^-$ candidates and 2438 $Z \to \mu^+\mu^-$ candidates. The effect of pile-up on the scale and the resolution is studied in Section 6.5.1. Distributions of the components of the recoil calculated from PF $\not{E}_T$ that are parallel and perpendicular to the boson axis, $u_{\parallel}$ and $u_{\perp}$, are shown in Fig. 9 for direct photon candidates, $Z \to e^+e^-$ candidates, and $Z \to \mu^+\mu^-$ candidates. As expected, the parallel component is mainly negative, consistent with the back-to-back nature of the events, while the perpendicular component is symmetric.

The distributions are corrected for the residual contamination ($5 \pm 1\%$) from events with more

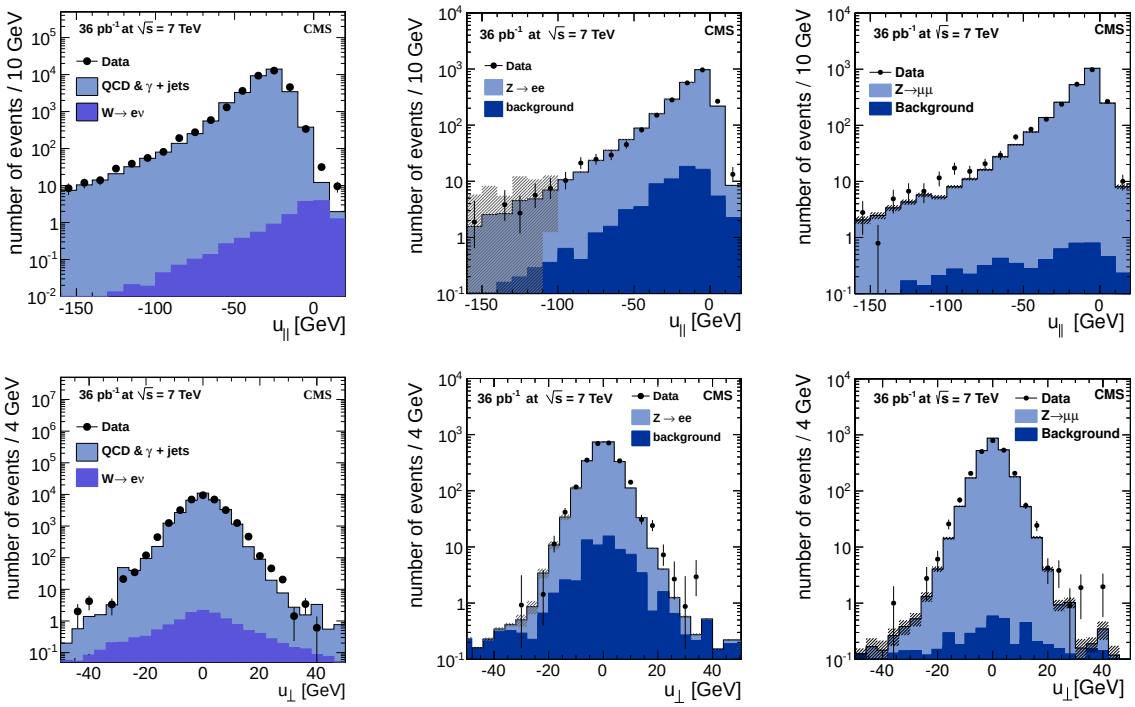


Figure 9: $u_{\parallel}$ distributions for PF $\not{E}_{\mathrm{T}}$ for (top, left) γ, (top, middle) $\mathrm{Z} \to \mathrm{e}^{+}\mathrm{e}^{-}$ and (top, right) $\mathrm{Z} \to \mu^{+}\mu^{-}$ events; $u_{\perp}$ distributions for PF $\not{E}_{\mathrm{T}}$ for (bottom, left) γ, (bottom, middle) $\mathrm{Z} \to \mathrm{e}^{+}\mathrm{e}^{-}$, and (bottom, right) $\mathrm{Z} \to \mu^{+}\mu^{-}$ events. Distributions are for events containing one PV, with a correction for residual pile-up contamination. Statistical uncertainties and systematic uncertainties on the removal of events with more-than-one PV and on the boson q_{T} spectrum are shown as grey bands on the prediction from simulation. QCD refers to multijet production.

than one interaction. The number of events with more than one scattering that are reconstructed as a single PV is estimated by convoluting the efficiency for reconstructing two vertices as a function of the vertex separation with the z distribution of vertices. The distributions are corrected for this contamination by subtracting multi-vertex-event shapes obtained from data, rescaled to the estimated contamination, from the distribution from events with one PV. The systematic uncertainty on the residual contamination is obtained by varying the normalization within its uncertainties.

Events generated with PYTHIA are reweighted so that the q_{T} spectrum matches that predicted by the RESBOS Monte Carlo program [21], in order to take advantage of its resummed calculation of the boson q_{T} spectrum. The systematic uncertainties due to our imperfect knowledge of the true q_{T} distributions for Z bosons are estimated from the difference between the q_{T} distributions predicted by PYTHIA and RESBOS. We set the systematic uncertainty, bin-by-bin in q_{T}, equal to this difference.

In addition, there is a systematic uncertainty on the prediction from the simulation due to the size of the simulation samples. In Fig. 9, the dominant uncertainty on $u_{\parallel}$ for the part of the distribution from the electron channel with $u_{\parallel} < -100$GeV is from this source and from uncertainties on the removal of the multi-PV contamination.

Figure 10 shows the response curves, $|\langle u_{\parallel} \rangle| / q_{\mathrm{T}}$ versus q_{T}, extracted from data, for the three $\not{E}_{\mathrm{T}}$ reconstruction algorithms, Calo $\not{E}_{\mathrm{T}}$, TC $\not{E}_{\mathrm{T}}$, and PF $\not{E}_{\mathrm{T}}$ for γ, $\mathrm{Z} \to \mathrm{e}^{+}\mathrm{e}^{-}$, and $\mathrm{Z} \to \mu^{+}\mu^{-}$ samples. The agreement in response between the different samples is good. The agreement

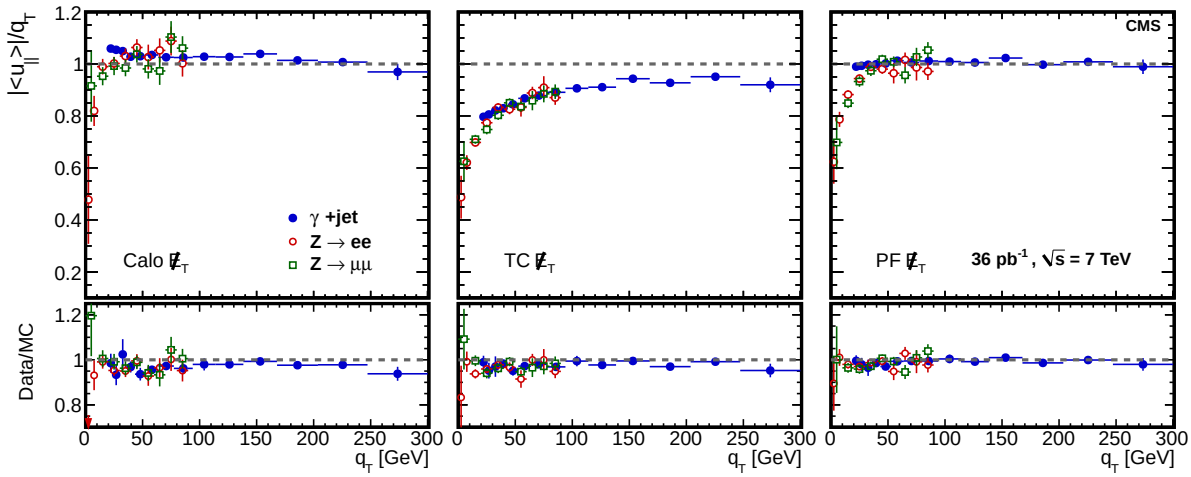


Figure 10: Response curves for events with one primary vertex, for (left) Calo $\not{E}_{\mathrm{T}}$, (middle) TC $\not{E}_{\mathrm{T}}$, and (right) PF $\not{E}_{\mathrm{T}}$. Results are shown for photon events (full blue circles), $\mathrm{Z} \rightarrow \mathrm{e}^{+}\mathrm{e}^{-}$ events (open red circles) and $\mathrm{Z} \rightarrow \mu^{+}\mu^{-}$ events (open green squares). The upper frame of each figure shows the response in data; the lower frame shows the ratio of data to simulation. The vertical axis labels at the far left apply to all three subfigures.

between data and simulation is good, and the results indicate that the three reconstruction algorithms are distinct in their capabilities, performing differently in the recovery of hadronic activity in the detector. The response for Calo $\not{E}_{\mathrm{T}}$ is slightly larger than one because the jet energy scale used in the type-I corrections was determined from a sample with a mixture of quark and gluon jets, while for these samples the leading jet is primarily a quark jet. The TC $\not{E}_{\mathrm{T}}$ response is lower because it has neither type-I nor type-II corrections. The PF $\not{E}_{\mathrm{T}}$ response is lower than the Calo $\not{E}_{\mathrm{T}}$ response at low values of q_{T} because Calo $\not{E}_{\mathrm{T}}$ has type-II corrections

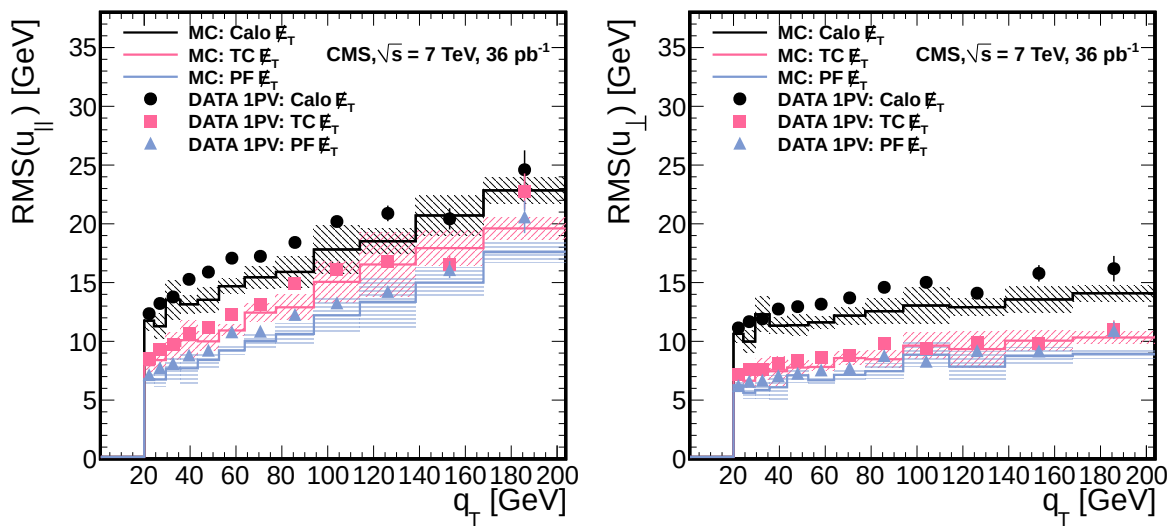


Figure 11: Resolution curves for components of hadronic recoil measured in direct photon candidate events with one primary vertex. (left) parallel to boson; (right) perpendicular to boson. Data and simulation are indicated by points and histograms, respectively. Black circles (upper): Calo $\not{E}_{\mathrm{T}}$; Pink squares (middle): TC $\not{E}_{\mathrm{T}}$; Blue triangles (bottom): PF $\not{E}_{\mathrm{T}}$. Shaded regions indicate statistical uncertainties on the simulation.

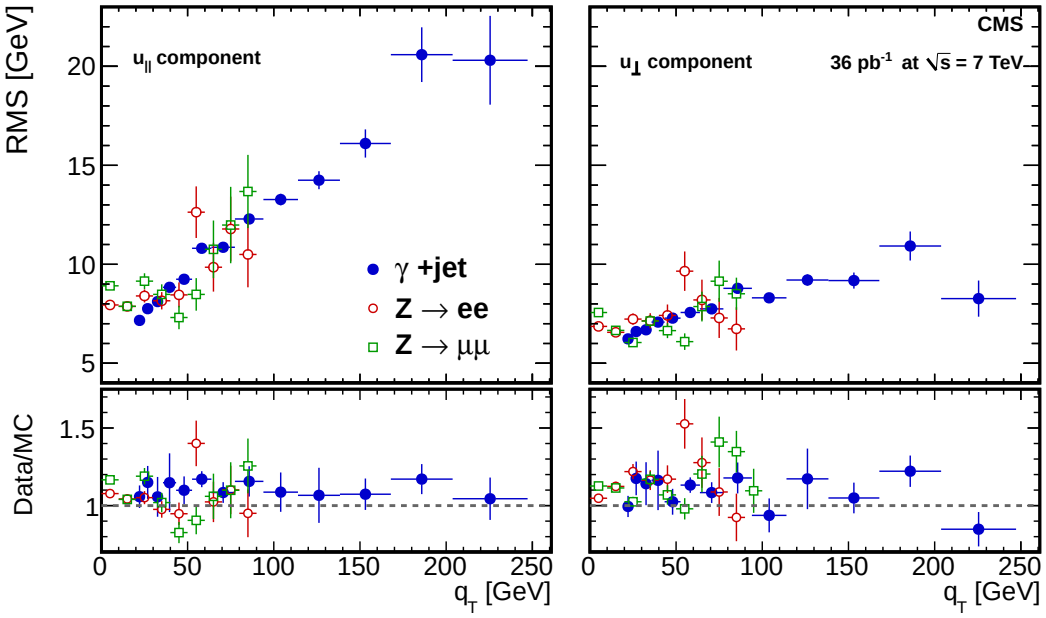


Figure 12: Resolution curves for components of hadronic recoil calculated using PF $\not{E}_T$ measured in events with one primary vertex. Left: parallel to boson; right: perpendicular to boson. $Z \to \mu^+\mu^-$, $Z \to e^+e^-$ and γ events are indicated by open green squares, open red circles and full blue circles, respectively. The lower frame indicates the ratio of data to simulation. The vertical axis labels at the far left apply to both subfigures.

while PF $\not{E}_T$ has only type-I corrections.

Figure 11 shows the resolution curves from photon candidate events for $u_{\parallel}$ and $u_{\perp}$ for data and simulation, for all three reconstruction algorithms. Figure 12 shows the resolution as measured in γ, $Z \to e^+e^-$, and $Z \to \mu^+\mu^-$ events for PF $\not{E}_T$. The measured resolution must be corrected for the scale to avoid a misleading result; e.g., the apparent resolution on $u_{\perp}$ is proportional to the scale and therefore an algorithm with a scale that is smaller than unity could appear to have a better resolution than one with a scale of unity without such a correction. Since only Calo $\not{E}_T$ has been corrected fully for the detector response with both type-I and type-II corrections, the resolution measurements are rescaled, bin by bin, using the corresponding response curves of Fig. 10. The data confirm the prediction from simulation that tracking information significantly enhances the $\vec{\not{E}}_T$ resolution. The resolutions as measured in the different samples are in good agreement, but are $\approx$ 10% worse than expected from the simulation. A similar difference in resolution for jets for the 2010 run is documented in [14]. The small discrepancies between data and simulation shown in Fig. 9 are due to this difference.

6.4 Resolution in multijet events

The $\not{E}_T$ resolution can also be evaluated in events with a purely hadronic final state, where the observed $\not{E}_T$ arises solely from resolution effects. Because the $\not{E}_T$ resolution has a strong dependence on the associated $\sum E_T$, it is presented as a function of $\sum E_T$. We characterize the $\vec{\not{E}}_T$ resolution using the σ of a Gaussian fit to the distribution of the x and y components of $\vec{\not{E}}_T$ ($\not{E}_{x,y}$). In order to make a meaningful comparison, we calibrate the measured $\not{E}_T$ for the different algorithms to the same scale using the response from Fig. 10. These corrections would not be needed if all types of $\vec{\not{E}}_T$ had both type-I and type-II corrections.

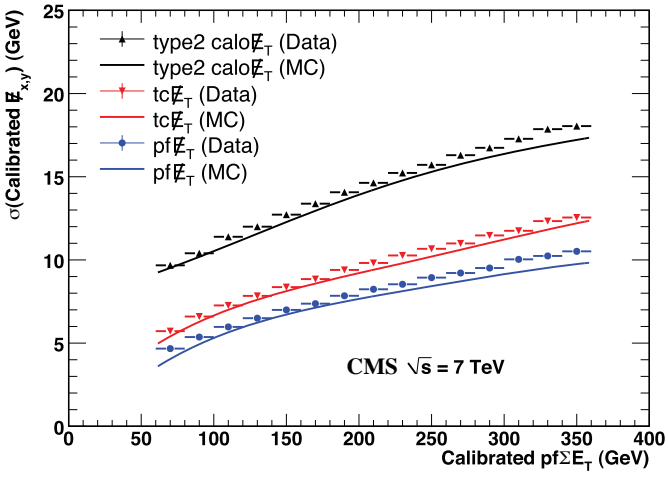


Figure 13: Calibrated $\not{E}_{x,y}$ resolution versus calibrated PF $\sum E_T$ for Calo $\not{E}_T$, TC $\not{E}_T$, and PF $\not{E}_T$ in data and in simulation.

For $\sum E_T$, we use the PF $\sum E_T$ as measured by the particle-flow algorithm for all types of $\not{E}_T$, as it gives the best estimate of the true $\sum E_T$, and hence is an accurate evaluation of the event activity. We use PF $\sum E_T$ for all algorithms to ensure their measure is the same. We calibrate PF $\sum E_T$ to the particle-level $\sum E_T$, on average, using the predicted average mean value as a function of the particle-level $\sum E_T$ from a simulation of events from the PYTHIA 8 event generator [22].

Figure 13 shows the calibrated $\not{E}_{x,y}$ Gaussian core resolution versus the calibrated PF $\sum E_T$ for different $\not{E}_T$ reconstruction algorithms in events containing at least two jets with $p_T > 25$ GeV. Both TC $\not{E}_T$ and PF $\not{E}_T$ show improvements in the $\not{E}_T$ resolution compared to the Calo $\not{E}_T$, and the PF $\not{E}_T$ yields the smallest $\not{E}_T$ resolution.

Figure 14 shows the PF $\not{E}_T$ distributions for different intervals of Calo $\sum E_T$ and for jet multiplicities varying from two to four, normalized to the same area. The jets are required to be above a p_T-threshold of 20 GeV. The good agreement of the normalized shapes in Fig. 14 indicates that PF $\not{E}_T$-performance in events without genuine $\not{E}_T$ is driven by the total amount of calorimetric activity (parametrized by Calo $\sum E_T$) and no residual non-linear contribution from jets to PF $\not{E}_T$ is visible. Similar behaviour is also observed for Calo $\not{E}_T$ and TC $\not{E}_T$.

6.5 Effect of multiple interactions

Pile-up, namely multiple proton collisions within the same bunch crossing, occurs because of high LHC bunch currents and can play an important role in $\vec{\not{E}}_T$ performance.

Because there is no true $\vec{\not{E}}_T$ in minimum bias events and because the average value for a component of $\vec{\not{E}}_T$ in these events is zero (e.g., the x or y component), pile-up should have only a small effect on the scale of the component of the measured $\vec{\not{E}}_T$ projected along the true $\vec{\not{E}}_T$ direction. Pile-up, however, will have a considerable effect on the resolution of the parallel and perpendicular components.

We investigate the effect of pile-up using multijet samples, γ, and Z data.

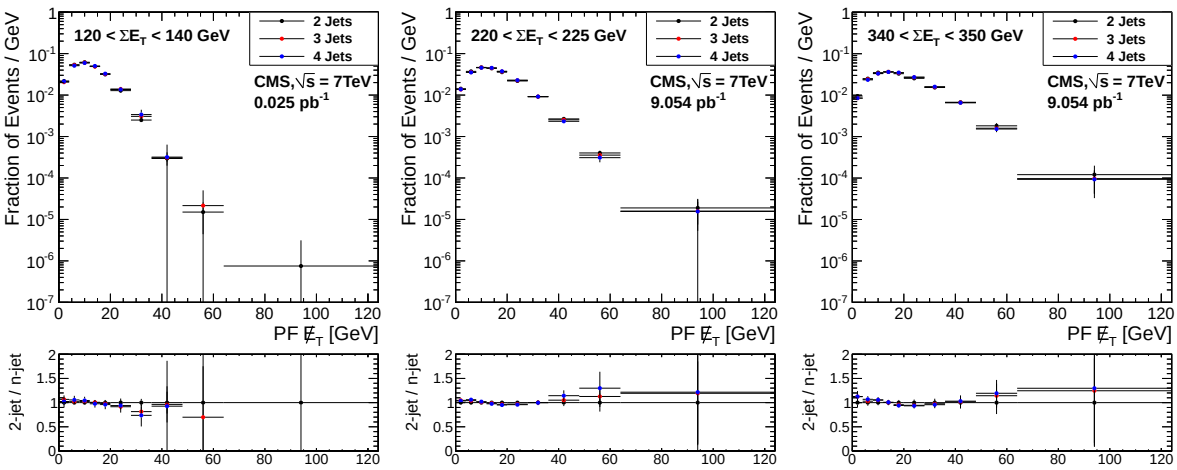


Figure 14: PF $\not\!\!E_{\mathrm{T}}$ distributions in 2-, 3- and 4-jet events, in selected Calo $\sum E_{\mathrm{T}}$ bins.

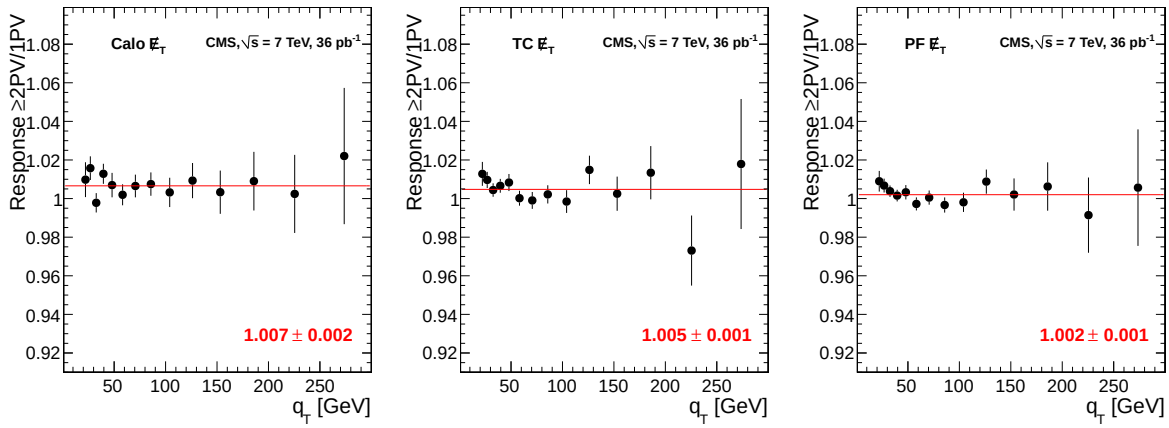


Figure 15: The ratio of the response for the component of the induced $\vec{\not\!\!E}_{\mathrm{T}}$ along the boson direction, measured in γ events for events containing 1 PV and at least 2 PVs for (left) Calo $\not\!\!E_{\mathrm{T}}$, (middle) TC $\not\!\!E_{\mathrm{T}}$, and (right) PF $\not\!\!E_{\mathrm{T}}$. Also given is the best fit value for the average ratio, which corresponds to the solid, red line.

6.5.1 Studies of pile-up effects using photon and Z events

In this section, we use samples containing a vector boson to measure the effect of pile-up on the scale and resolution of a component of $\vec{\not\!\!E}_{\mathrm{T}}$. Figure 15 shows the ratio of the response as measured in γ events for events containing 1 PV and at least 2 PVs. The ratio of the responses of the component of the measured $\vec{\not\!\!E}_{\mathrm{T}}$ along the boson direction is close to one, as expected. It is slightly larger at low q_{T} when pile-up is present. This is expected, as pile-up can reduce energy lost due to zero suppression in the readout of the calorimeter if energy from a pile-up interaction and from the hard scattering are both in the same readout channel. If the sum is larger than the zero suppression thresholds, more of the energy from the hard scattering is recorded.

Figure 16 shows the resolution versus the q_{T} of the γ for the components of the hadronic recoil parallel and perpendicular to the boson direction for 1, 2, and 3 reconstructed PVs. Also shown is the prediction from simulated γ events without pile-up. Figure 17 shows the resolution

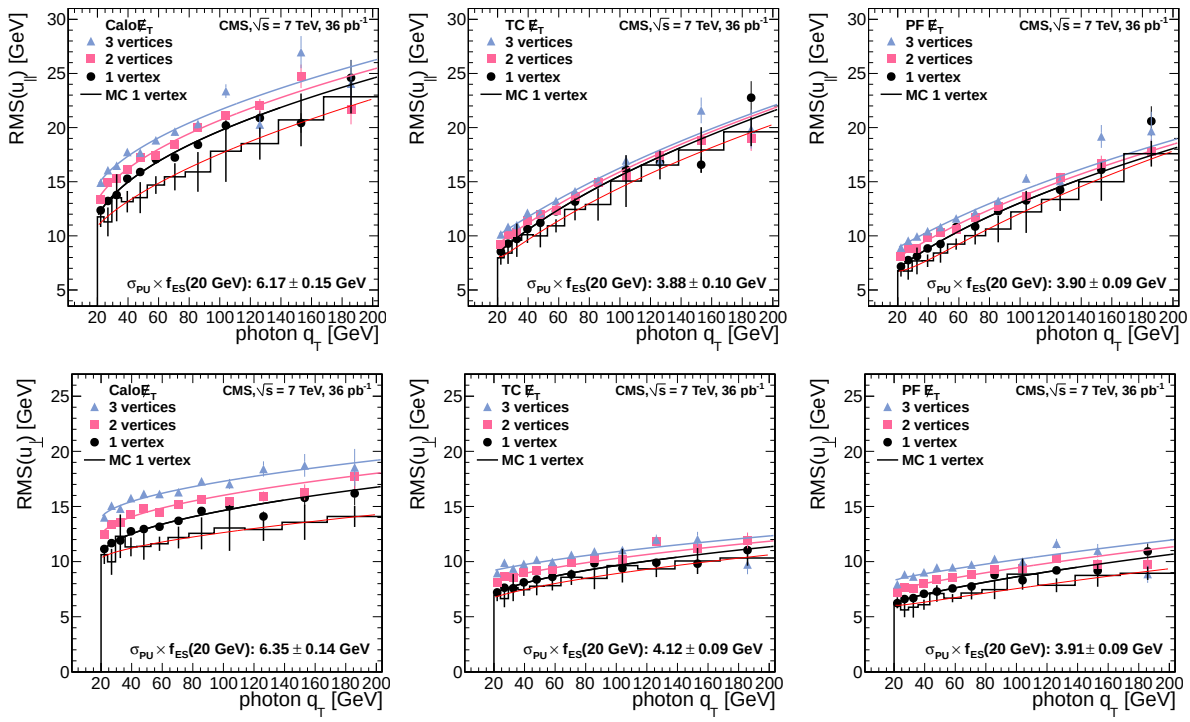


Figure 16: Resolution versus photon q_T for the parallel component (top) and perpendicular component (bottom) for (left to right) Calo $\not{E}_T$, TC $\not{E}_T$, and PF $\not{E}_T$, for events with 1 (circles), 2 (squares), and 3 (triangles) reconstructed primary vertices.

versus the q_T of the Z for the parallel and perpendicular components of the hadronic recoil. The parameterization of $\not{E}_T$ resolution used in Figs. 16 and 17 is given by :

$$\sigma^2_{\text{total}} = (a\sqrt{q_T} + b)^2 \; + \; (\sigma_{\text{noise}} f_{\text{ES}}(q_T))^2 + \; (N-1)\,(\sigma_{\text{PU}} f_{\text{ES}}(q_T))^2 \tag{1}$$

where a and b characterize the hard process, σ_{noise} is the intrinsic noise resolution, N is the number of reconstructed vertices in the event, σ_{PU} is the intrinsic pile-up resolution, and $f_{\text{ES}}(q_T)$ is the energy scale correction applied on each event. At low q_T, the resolution is dominated by contributions from the underlying event and detector noise (σ_{noise}). Since these contributions can not be distinguished from those due to the particles from the recoil, and since the recoil measurement needs to be corrected for the detector response, these contributions are magnified and have a larger contribution at low boson q_T when energy scale corrections are applied. As expected, the resolution is degraded with increasing pile-up interactions. Results from the Z and γ channels are in agreement and are similar to the values obtained in Section 6.5.2 from jet data.

6.5.2 Studies of pile-up effects in jet data

In this Section, we study the behaviour of the PF $\not{E}_T$ distributions in samples containing high p_T jets when pile-up is present. The data are selected using a prescaled H_T trigger with a threshold of 100 GeV, where H_T is defined as the scalar sum of the transverse momenta of PF jets ($p_T > 20$ GeV, $|\eta| < 3$). Additionally, in the offline analysis, each event is required to have H_T (calculated using PF jets)$>$ 200 GeV to avoid bias from the trigger. Figure 18 shows that the widening of the PF $\not{E}_T$ distribution with increasing number of vertices can be modeled by convoluting the x-

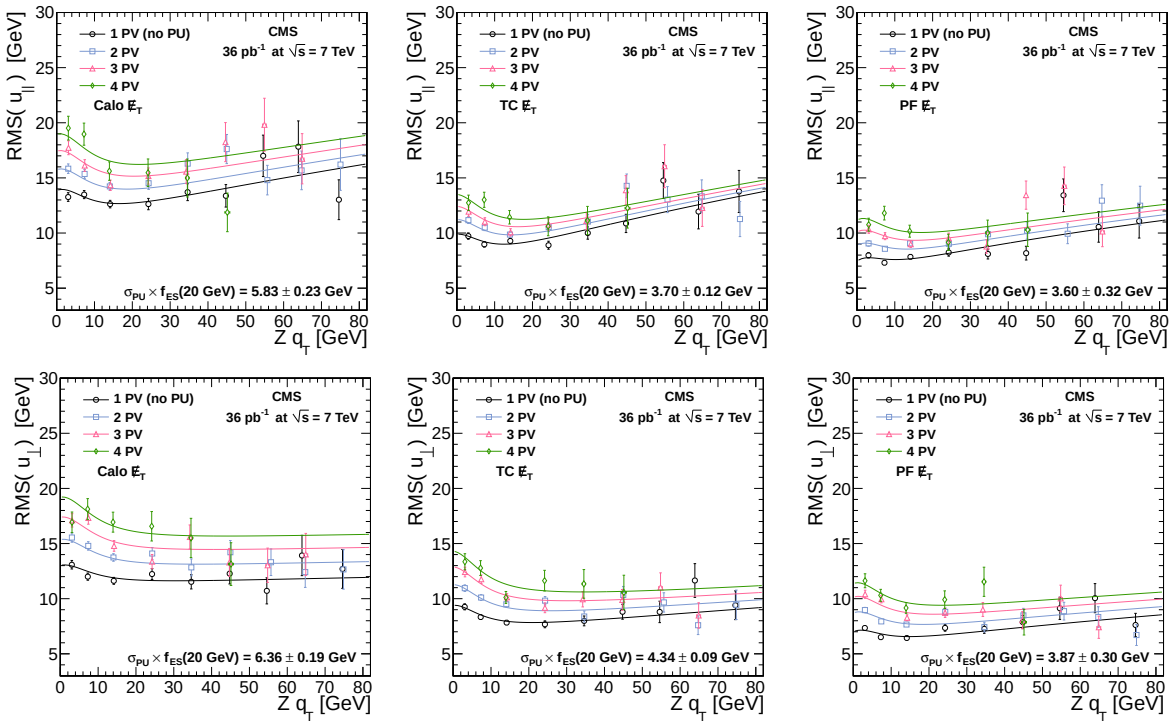


Figure 17: Resolution versus the q_T of the Z for the parallel component (top) and perpendicular component (bottom) for (left to right) Calo $\not{E}_T$, TC $\not{E}_T$, and PF $\not{E}_T$, for events with 1 (circles), 2 (squares), 3 (triangles), and 4 (diamonds) reconstructed primary vertices.

and y-components of the one-vertex $\not{E}_T$ shape with a Gaussian (G) whose mean is $(n-1) \cdot \Delta\mu_x$ and with standard deviation $\sqrt{n-1} \cdot \Delta\sigma_x$:

$$\not{E}_{T,n} = \sqrt{(\not{E}_{x1} \otimes G[(n-1) \cdot \Delta\mu_x, \sqrt{n-1} \cdot \Delta\sigma_x])^2 + (\not{E}_{y1} \otimes G[(n-1) \cdot \Delta\mu_y, \sqrt{n-1} \cdot \Delta\sigma_y])^2} \tag{2}$$

where $\not{E}_{x,y}$ are the x and y components of $\vec{\not{E}}_T$. Here we assume that each additional vertex contributes with a constant $\Delta\sigma_x$ ($\Delta\sigma_y$) to the $\not{E}_T$ resolution such that the resolution with n pile-up interactions is related to that with one primary vertex via: $\sigma^2_{xn} = \sigma^2_{x1} + (n-1)\Delta\sigma^2_x$. In addition we also allow for a linear shift of $\not{E}_x$ and $\not{E}_y$ by $\Delta\mu_x$ ($\Delta\mu_y$) such that $\mu_{xn} = \mu_{x1} + (n-1)\Delta\mu_x$. A fit of Eq. (2) to data results in $\Delta\sigma_x = \Delta\sigma_y = 3.7$ GeV, consistent with the results from Section 6.5.1. This fit is performed simultaneously on the $\not{E}_T$ distributions of events containing two to seven vertices. The shifts of the x and y $\not{E}_T$ components are estimated to be $\Delta\mu_x = 0.5$ GeV and $\Delta\mu_y = -0.3$ GeV respectively, which are small compared to $\Delta\sigma$ and are consistent with the expected shift seen in simulation due to non-functional channels.

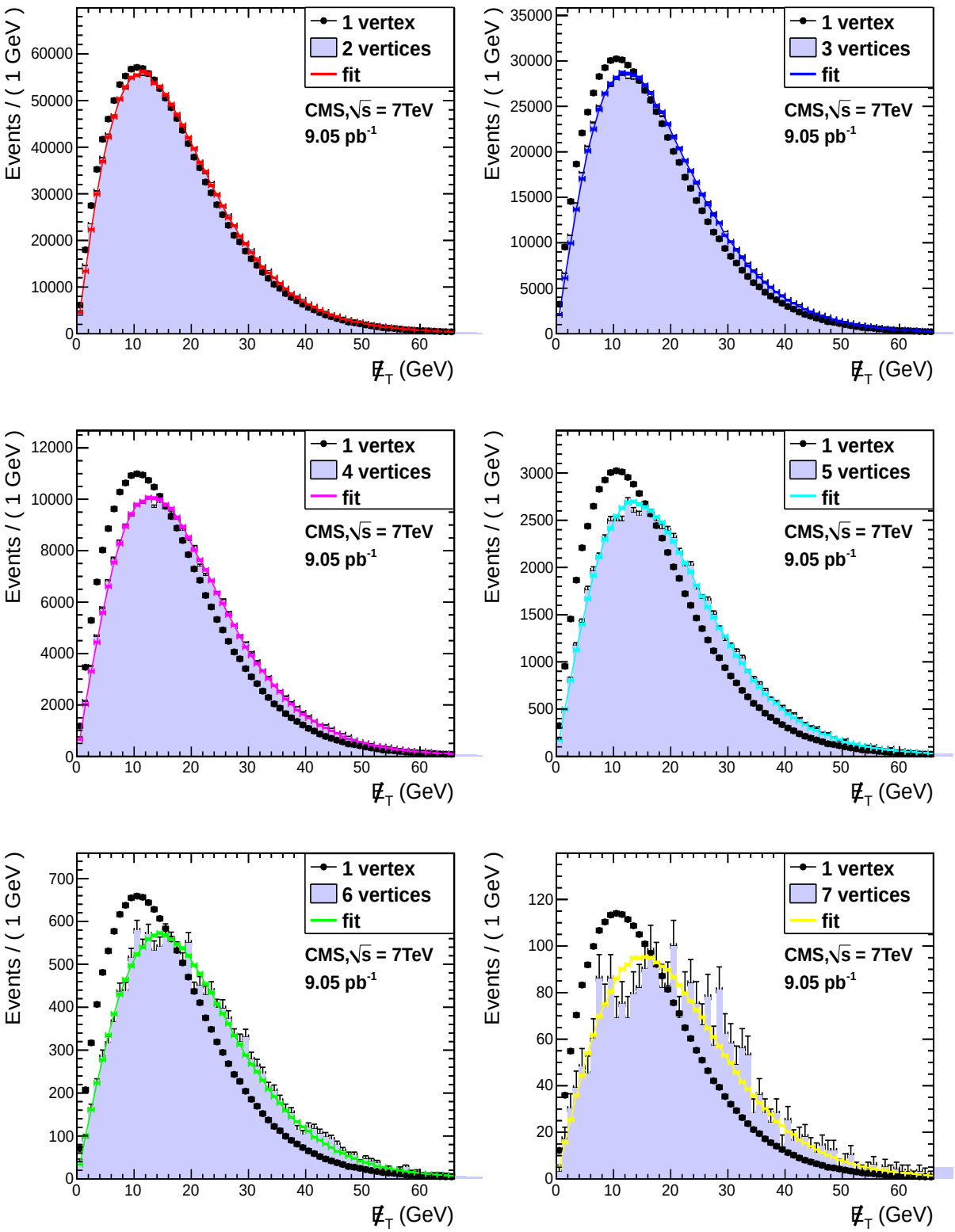


Figure 18: PF $\not{E}_T$ distributions in pile-up events. The figures show a comparison between the one- and n-vertex shapes ($n = 2...7$) and the results of a simultaneous fit of Eq. (2) to the n-vertex shapes. The one-vertex distribution is normalized to the n-vertex distribution for each plot.

7 Studies of physics processes containing genuine $\not{E}_T$

In this section, we examine distributions relevant to $\vec{\not{E}}_T$ in events containing neutrinos. Events containing W bosons and b quarks are studied.

7.1 W events

The performance of $\not{E}_T$ is studied in events that contain large, genuine $\not{E}_T$: $W \to \ell\nu$ events, where ℓ is a muon or electron. For most W events, the magnitude of $\vec{\not{E}}_T$ is approximately equal to the p_T of the charged lepton, but its resolution is dominated by the hadronic recoil. When the W q_T is small compared to the W mass, the $\not{E}_T$ is approximately

$$\not{E}_T \approx p_T(\ell) - 0.5u_\ell$$

where u_ℓ is the component of the recoil parallel to the lepton transverse direction.

In the $W \to \mu\nu$ decay channel, events are required to have been collected by a single-muon high-level trigger. In addition, candidates are selected by requiring a muon with $|\eta| < 2.1$ that has $p_T > 25$ GeV. Events with a second muon with $p_T > 25$ GeV are rejected to suppress Z and $t\bar{t}$ contamination. $W \to e\nu$ decays are identified using similar selection criteria. A single-electron high-level trigger requirement with a p_T threshold of 15 GeV is applied. Events are also required to contain an electron with $p_T > 25$ GeV. Events with a second electron with $p_T > 20$ GeV are rejected, and rejection against γ conversions is applied. A total of 24 628 (29 200) $W \to \mu\nu$ ($W \to e\nu$) events with only one primary vertex are selected.

The main sources of background to the $W \to \ell\nu$ signal are jet events with one jet falsely identified as a high-p_T muon or electron and $Z \to \ell\ell$ events with one lepton escaping detection. The jet events usually have low values of $\not{E}_T$. The apparent $\not{E}_T$ in these events (that have no genuine $\not{E}_T$) is amplified by scale corrections to the $\not{E}_T$ (type-I and type-II) because, since they are indistinguishable, artificial $\not{E}_T$ receives the same scale correction factor as genuine $\not{E}_T$, and genuine $\not{E}_T$ tends to be underestimated without corrections. Other backgrounds include W and Z bosons decaying into τ, followed by $\tau \to \ell\nu\bar{\nu}$, and $t\bar{t}$ events, with one top quark decaying semi-leptonically. The relative normalization of the different electroweak (EWK) signal simulation event ensembles, and simulations of those backgrounds that contain an electroweak boson ($W \to \ell\nu$, $Z \to \ell\ell$, $t\bar{t}$), are set by the ratios of their theoretical cross sections computed at next-to-leading order [23]. The normalization of the composite EWK and the QCD contributions are established through a one-parameter binned fit to the $\not{E}_T$ distribution from data.

Figure 19 shows the PF $\not{E}_T$ distribution for the $W \to e\nu$ and $W \to \mu\nu$ candidate samples, along with the expectation from simulation. As for the analyses using Z events, the background distributions include a grey-shaded band indicating the estimated uncertainty due to the size of the simulation samples, modeling of the W q_T spectrum, and the pile-up correction procedure. In most cases this uncertainty is too small to be visible. Data and simulation agree well, and the W shows up prominently as expected.

Figure 19 also shows the u_T distribution. To suppress QCD background, for the u_T studies only, we further require that the W candidate pass a requirement on the transverse mass, defined as $M_T = \sqrt{p_T(\ell) \cdot \not{E}_T \cdot (1 - \cos\Delta\phi)}$, where $\Delta\phi$ is the opening angle in the transverse plane between the lepton candidate and the $\vec{\not{E}}_T$. We require $M_T > 50$ GeV, and a minimum $\not{E}_T$ threshold, $\not{E}_T > 25$ GeV. The $\not{E}_T$ resolution has substantial contributions from the mismeasurement of the many particles in the underlying event. These contributions can be more

clearly seen in the u_T distribution, since they are not obscured by the contributions from the charged lepton. Again we see reasonable agreement between data and simulation.

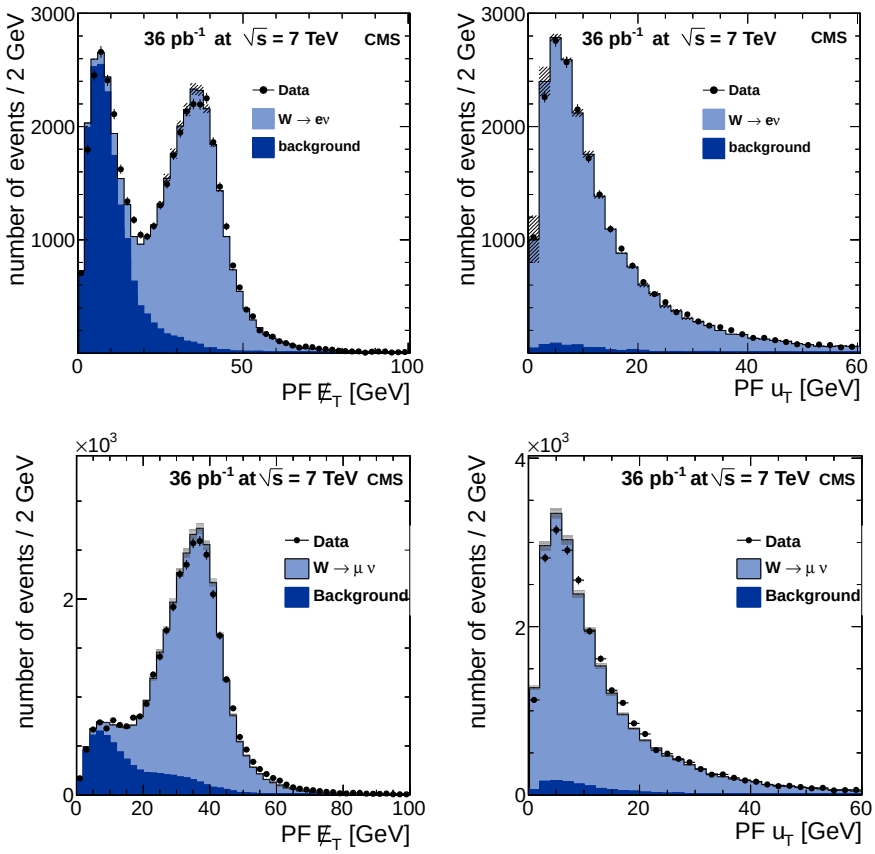


Figure 19: The PF $\not{E}_T$ (left) and $|u_T|$ (right) distribution in $W \to e\nu$ (top) and $W \to \mu\nu$ (bottom) candidate events. Both data (points) and simulation (solid lines) are shown. The plots on the right include selection requirements on $\not{E}_T$ and M_T, while those on the left do not.

7.2 Heavy flavour production and $\not{E}_T$

The $\not{E}_T$ distributions from jet samples containing b quarks can differ from those of inclusive jet samples because the B hadrons have unique fragmentation properties, and sometimes their final states contain neutrinos. Neutrinos from b jets are one of the main sources of severe underestimations of jet energies (the other main source is the ECAL masked channels discussed in Section 5.3). In this section, we study the induced $\not{E}_T$ in an inclusive b-tagged jet sample.

We compare the $\not{E}_T$ distributions in dijet events with and without a secondary vertex, *i.e.*, events where the leading jet has a positive SSV (displaced vertex) tag or a SMbyPt (lepton) tag [7, 8] (Section 3 includes a description of these algorithms). Since these taggers rely on tracking information, we require that the leading jet has $|\eta| < 2.1$. Also, we require the leading two jets to have $p_T > 40$ GeV. Below this value, the b-quark tagging purity is significantly reduced. A prescaled jet trigger with a p_T threshold of 15 GeV was used; the resulting sample corresponds to an integrated luminosity of 0.025 pb^{-1}. Figure 20 shows the fraction of events from this sample with a b-tagged jet as a function of $\not{E}_T$ for the two tagging algorithms. The larger increase in the fraction of b-tagged events at large $\not{E}_T$ for SMbyPt than for SSV is due, in part, to the higher probability of neutrinos in leptonically tagged events.

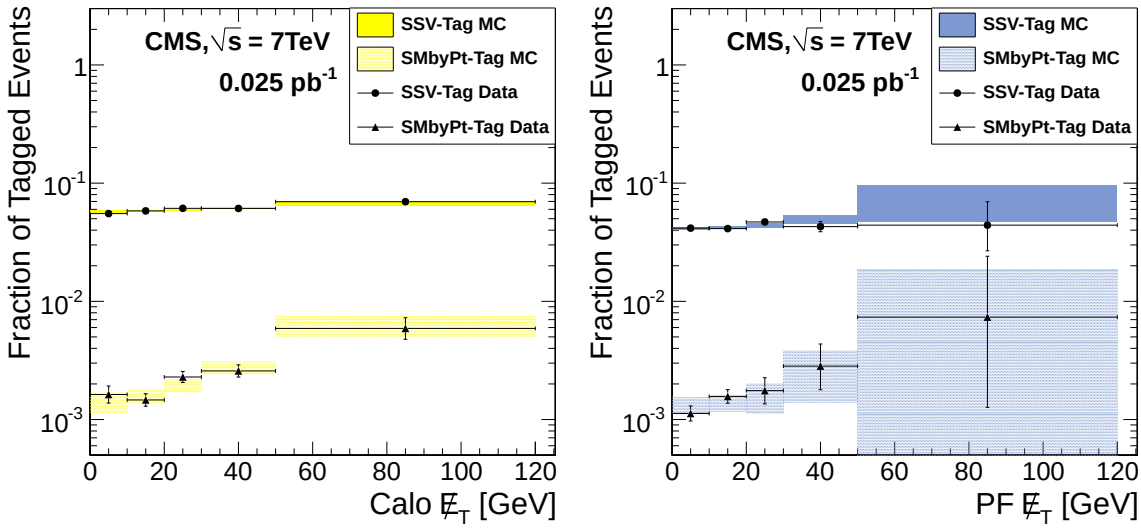


Figure 20: Fraction of events in a jet sample that contain a jet tagged as a b jet by the SSV- and SMbyPt-taggers for (left) Calo $\not\!\!E_T$ and (right) PF $\not\!\!E_T$.

8 $\not\!\!E_T$ significance

A spurious nonzero $\vec{\not\!\!E}_T$ in an event can have contributions from many sources, including measurement resolution, reconstruction inefficiencies, instrumental defects, and improper pattern recognition. Events in which the reconstructed $\vec{\not\!\!E}_T$ is consistent with contributions solely from particle-measurement resolutions and efficiencies can be identified by evaluating the $\vec{\not\!\!E}_T$ significance, $\mathcal{S}$. The significance offers an event-by-event assessment of the likelihood that the observed $\not\!\!E_T$ is consistent with zero given the reconstructed content of the event and known measurement resolutions. A similar variable used by the CDF collaboration is described in [24].

8.1 Definition

The significance requires evaluation of the uncertainty in the total measured transverse energy, which is given by

$$\vec{E}_T^{\,\text{total}} = \sum_{i \in X} \vec{E}_{T_i} = -\vec{\not\!\!E}_T, \tag{3}$$

where $\vec{E}_{T_i} = (E_{x_i}, E_{y_i})$ is the measured transverse momentum of the ith reconstructed object. X is the set of reconstructed objects, such as calorimeter towers (for Calo $\not\!\!E_T$) or PF particles (for PF $\not\!\!E_T$), used to calculate $\not\!\!E_T$. In the derivation of the significance, there are three relevant quantities for each object in the sum. The first of these is $\vec{e}_{T_i}$, the true transverse momentum of the object. The significance provides a measure of whether an event is consistent with the null hypothesis of zero genuine total transverse momentum. Under this hypothesis, $\sum_{i \in X} \vec{e}_{T_i} = 0$. The second is $\vec{E}_{T_i}$, the measured transverse momentum of the object, which is distributed according to $P_i(\vec{E}_{T_i}|\vec{e}_{T_i})$, the probability density function (pdf) for observing the measured transverse momentum given the true transverse momentum of the object. The third is $\vec{\varepsilon}_i = \vec{E}_{T_i} - \vec{e}_{T_i}$. For convenience, we define an equivalent pdf in terms of this difference: $p_i(\vec{\varepsilon}_i|\vec{e}_{T_i}) \equiv P_i(\vec{\varepsilon}_i + \vec{e}_{T_i}|\vec{e}_{T_i})$. Given the null hypothesis, $\sum \vec{E}_{T_i} = \sum \vec{\varepsilon}_i$, so that the ith reconstructed object contributes $\vec{\varepsilon}_i$ to the

measured total transverse momentum.

We first introduce the likelihood that we would observe a total transverse momentum $\vec{\varepsilon}$ under our null hypothesis. For the two object case, the likelihood function is given by

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}(\vec{\varepsilon}) &= \int P_1(\vec{E}_{\mathrm{T}_1}|\vec{e}_{\mathrm{T}_1}))P_2(\vec{E}_{\mathrm{T}_2}|\vec{e}_{\mathrm{T}_2}))\delta(\vec{\varepsilon}-(\vec{E}_{\mathrm{T}_1}+\vec{E}_{\mathrm{T}_2}))\,d\vec{E}_{\mathrm{T}_2}\,d\vec{E}_{\mathrm{T}_2} \\
&= \int p_1(\vec{\varepsilon}_1|\vec{e}_{\mathrm{T}_1})p_2(\vec{\varepsilon}_2|\vec{e}_{\mathrm{T}_2})\delta(\vec{\varepsilon}-(\vec{\varepsilon}_1+\vec{e}_{\mathrm{T}_1}+\vec{\varepsilon}_2+\vec{e}_{\mathrm{T}_2}))\,d\vec{\varepsilon}_1\,d\vec{\varepsilon}_2 \\
&= \int p_1(\vec{\varepsilon}_1|\vec{e}_{\mathrm{T}_1})p_2(\vec{\varepsilon}_2|\vec{e}_{\mathrm{T}_2})\delta(\vec{\varepsilon}-(\vec{\varepsilon}_1+\vec{\varepsilon}_2))\,d\vec{\varepsilon}_1\,d\vec{\varepsilon}_2, \qquad (4)
\end{aligned}$$

since $0 = \sum_i \vec{e}_{\mathrm{T_i}} = \vec{e}_{\mathrm{T}_1} + \vec{e}_{\mathrm{T}_2}$. For an arbitrary number of input objects, the full likelihood function can be generated by a recursive application of Eq. (4). The significance is defined as the log-likelihood ratio

$$\mathcal{S} \equiv 2\ln\left(\frac{\mathcal{L}(\vec{\varepsilon}=\sum\vec{\varepsilon}_i)}{\mathcal{L}(\vec{\varepsilon}=0)}\right), \qquad (5)$$

which compares the likelihood of measuring the total observed $\vec{E}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{total}} = \sum\vec{E}_{\mathrm{T_i}} = \sum\vec{\varepsilon}_i$ to the likelihood of the null hypothesis, $\vec{E}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{total}} = 0$.

This formulation is completely general and accommodates any probability distribution function. In practice, however, we often employ Gaussian uncertainties for measured quantities, for which the integrals of Eq. (4) can be done analytically. The Gaussian probability density function is given by

$$p_i(\vec{\varepsilon}_i|\vec{e}_{\mathrm{T_i}}) \sim \exp\left(-\frac{1}{2}(\vec{\varepsilon}_i)^T\mathbf{V}_i^{-1}(\vec{\varepsilon}_i)\right),$$

where $\mathbf{V}_i$ is the 2×2 covariance matrix associated with the ith measurement. The integration of Eq. (4) yields

$$\mathcal{L}(\vec{\varepsilon}) \sim \exp\left(-\frac{1}{2}(\vec{\varepsilon})^T\,\mathbf{V}^{-1}\,(\vec{\varepsilon})\right)$$

with $\mathbf{V} = \mathbf{V}_1 + \mathbf{V}_2$. When many measurements contribute, the expression generalizes to

$$\mathcal{L}(\vec{\varepsilon}) \sim \exp\left(-\frac{1}{2}(\vec{\varepsilon})^T\left(\sum_i \mathbf{V}_i\right)^{-1}(\vec{\varepsilon})\right). \qquad (6)$$

The covariance matrix $\mathbf{U}_i$ for each reconstructed object in the $\vec{E}_{\mathrm{T}}$ sum is initially specified in a natural coordinate system having one axis aligned with the measured $\vec{E}_{\mathrm{T_i}}$ vector, $\vec{E}_{\mathrm{T_i}} \equiv (E_{T_i}\cos\phi_i,\, E_{T_i}\sin\phi_i)$:

$$\mathbf{U}_i = \begin{pmatrix} \sigma^2_{E_{T_i}} & 0 \\ 0 & E^2_{T_i}\sigma^2_{\phi_i} \end{pmatrix}. \qquad (7)$$

(We adopt the simplifying assumption that E_{T} and ϕ measurements are uncorrelated.) This matrix is rotated into the standard CMS $x - y$ reference frame to give the error matrix

$$\mathbf{V}_i = R(\phi_i)\mathbf{U}_i R^{-1}(\phi_i), \tag{8}$$

where $R(\phi_i)$ is the rotation matrix. The $\mathcal{S}$-matrix summation is then performed in this common reference frame. Combining Eqs. (5), (6), and (8) yields

$$\mathcal{S} = \left(\sum_{i \in X} \vec{E}_{\mathrm{T_i}}\right)^T \left(\sum_{i \in X} R(\phi_i)\mathbf{U}_i R^{-1}(\phi_i)\right)^{-1} \left(\sum_{i \in X} \vec{E}_{\mathrm{T_i}}\right). \tag{9}$$

Equation (9) makes explicit the dependence of $\mathcal{S}$ and $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$ on the set of objects X over which the vectors and matrices are summed. In general $\mathcal{S}$ is small when the $\not{E}_{\mathrm{T}}$ can be attributed to measurement resolution, and large otherwise.

In the Gaussian case, $\mathcal{S}$ is simply a χ^2 with two degrees of freedom. If we rotate into a coordinate system with the x axis parallel to the $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$ axis, instead of the CMS horizontal axis, then Eq. (9) is simplified to $\mathcal{S} = E_T^2/(\sigma_{E_T}^2(1-\rho^2))$, where $\sigma_{E_T}^2$ is the variance of the magnitude of $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$, and ρ is the correlation coefficient between the variances parallel to and perpendicular to the measured $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$. This form emphasizes the essential meaning of $\mathcal{S}$, but obscures the important feature that, through its denominator, $\mathcal{S}$ embodies the full topological information in the event. Essential features such as the angles between the measured $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$ and the reconstructed objects in the event are embedded in the definition of the denominator. This form also makes apparent the relationship between the true significance (in the Gaussian limit) and the more naive measure $\Sigma = \not{E}_{\mathrm{T}}/\sqrt{\sum E_{\mathrm{T}}}$.

The specialization to a Gaussian probability density function is less restrictive than it may appear, as any probability density function expressible as a linear combination of Gaussians is accommodated by the formalism presented here.

To apply Eq. (9) to PF $\not{E}_{\mathrm{T}}$ significance, we note that the Gaussian pdf only accommodates measurement resolution. Using only reconstructed PF particles to determine the covariance matrix would neglect fluctuations in the measured PF particle content itself. These fluctuations arise from finite detection and reconstruction efficiencies, and provide a non-negligible contribution to the PF $\not{E}_{\mathrm{T}}$ resolution. These fluctuations, however, also affect the PF jet resolutions. We can therefore substitute the PF jet resolutions for the combined measurement resolutions of the PF particles that have been clustered into jets. Hence the sum of covariance matrices in Eq. (9) includes contributions from PF jets, PF particles that were not considered during jet finding (e.g. isolated leptons), and PF particles that are not clustered into any jet. This approach inherently takes into account the contributions both from measurement resolution and from fluctuations in the reconstructed particle content.

The covariance matrices $\mathbf{U}_i$ of Eq. (7) are obtained from our knowledge of the response of each type of PF particle or jet as a function of p_{T} and η. The charged hadron and muon resolutions are obtained on a particle-by-particle basis from the error matrix from the final track fit, and the resolutions for electrons are those obtained from studies of data samples of known resonances such as neutral pions, the Z, etc. The jet and photon resolutions are from simulation. No input resolutions were tuned based on the behaviour of the significance distribution itself.

8.2 Performance of $\mathcal{S}_{\mathrm{PF}}$ in dijet events

Because $\mathcal{S}_{\mathrm{PF}}$ is χ^2 distributed, it should exhibit a flat probability of χ^2, $\mathcal{P}(\chi^2)$, for two degrees of freedom in an event sample that nominally has no genuine $\not{E}_{\mathrm{T}}$. (That is, $1 - \mathcal{P}(\chi^2)$ is the standard cumulative distribution function of the χ^2 statistic for two degrees of freedom.) Dijet samples from pp collisions are dominated by such events.

We select dijet events by requiring at least two jets satisfying $|\eta| < 2.3$ and $p_{\mathrm{T}} > p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{min}}$, with thresholds $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{min}}$ of 30 or 60 GeV. One of the jets above threshold must have been responsible for the event passing an HLT single-jet trigger. We use data collected with a 15 GeV trigger threshold for our 30 GeV dijet sample, and a 30 GeV trigger threshold for the 60 GeV dijet sample (Because of different prescale factors applied to the two trigger streams, the 60 GeV dijet sample is not a direct subset of the 30 GeV sample.)

We compare the $\mathcal{S}_{\mathrm{PF}}$ distributions, as well as their corresponding $\mathcal{P}(\chi^2)$ distributions, in data and simulation in Fig. 21 for both values of the $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{min}}$ threshold. The significance distribution very closely follows a pure exponential, and the $\mathcal{P}(\chi^2)$ distribution is populated quite uniformly between zero and unity in both data and simulation. There is a small peak at zero in $\mathcal{P}(\chi^2)$; simulation (Fig. 21) indicates that about half of this peak results from genuine $\not{E}_{\mathrm{T}}$ in the event sample. This $\not{E}_{\mathrm{T}}$ arises from a combination of sources such as the semileptonic decays of heavy quarks and the finite η acceptance of the detector. The data and simulation distributions match well in the 30 GeV threshold sample. MC studies show that the remainder of the excess of low probability events after accounting for genuine $\not{E}_{\mathrm{T}}$ typically have at least one high-p_T jet whose response is in the non-Gaussian tail of the response function.

To probe the stability of the $\mathcal{S}_{\mathrm{PF}}$ behaviour, we have studied dijet samples with different p_T^{min} thresholds, which changes the relative contributions of different detector regions in the covariance matrix calculations. We find that, overall, the $\mathcal{S}_{\mathrm{PF}}$ distributions for the bulk of the data continues to exhibit near-ideal behaviour independent of threshold. As the 60 GeV sample shown here demonstrates, though, the higher threshold data does begins to develop a larger tail in the significance, and a correspondingly larger peak at zero in $\mathcal{P}(\chi^2)$, than we find in the simulation. The discrepancy between data and MC is below the 0.2% level. Visual examination of the events with low probability reveal that the discrepancy arises from a combination of events with a residual anomalous energy contamination and other events with a high-p_T jet with activity straddling the endcap (HE) and forward (HF) calorimetry, for which the non-Gaussian tails are not yet perfectly modeled.

For the $\mathcal{S}_{\mathrm{PF}}$ distributions shown here, the transition point for use of resolutions based on PF jets rather than resolutions from unclustered PF particles in the $\mathcal{S}_{\mathrm{PF}}$ calculation (Eq. (9)) occurs at a jet p_T of 3 GeV. The $\mathcal{S}_{\mathrm{PF}}$ distributions are insensitive to the variation of this transition point between jets and individual particles over the range of 1 to approximately 6 GeV. By 10 GeV, a slope in the $\mathcal{P}(\chi^2)$ distribution has clearly appeared, indicating that we no longer account sufficiently for contributions to the $\not{E}_{\mathrm{T}}$ resolution from fluctuations in the reconstructed particle content.

A powerful feature of the $\not{E}_{\mathrm{T}}$ significance is that its distribution is insensitive to pile-up (for events with no genuine $\not{E}_{\mathrm{T}}$). As long as the correct resolutions are input, the significance should still have a pure exponential behaviour with a uniformly distributed $\mathcal{P}(\chi^2)$. In Fig. 21, no restrictions were made on the number of interaction vertices in the data, while the simulation has no pile-up. In Fig. 22, we compare the shapes of the single-vertex and multiple-vertex significance and $\mathcal{P}(\chi^2)$ distributions in data. The shapes are very similar, as expected. The main difference arises in the low probability region, where the multiple interaction data exhibits

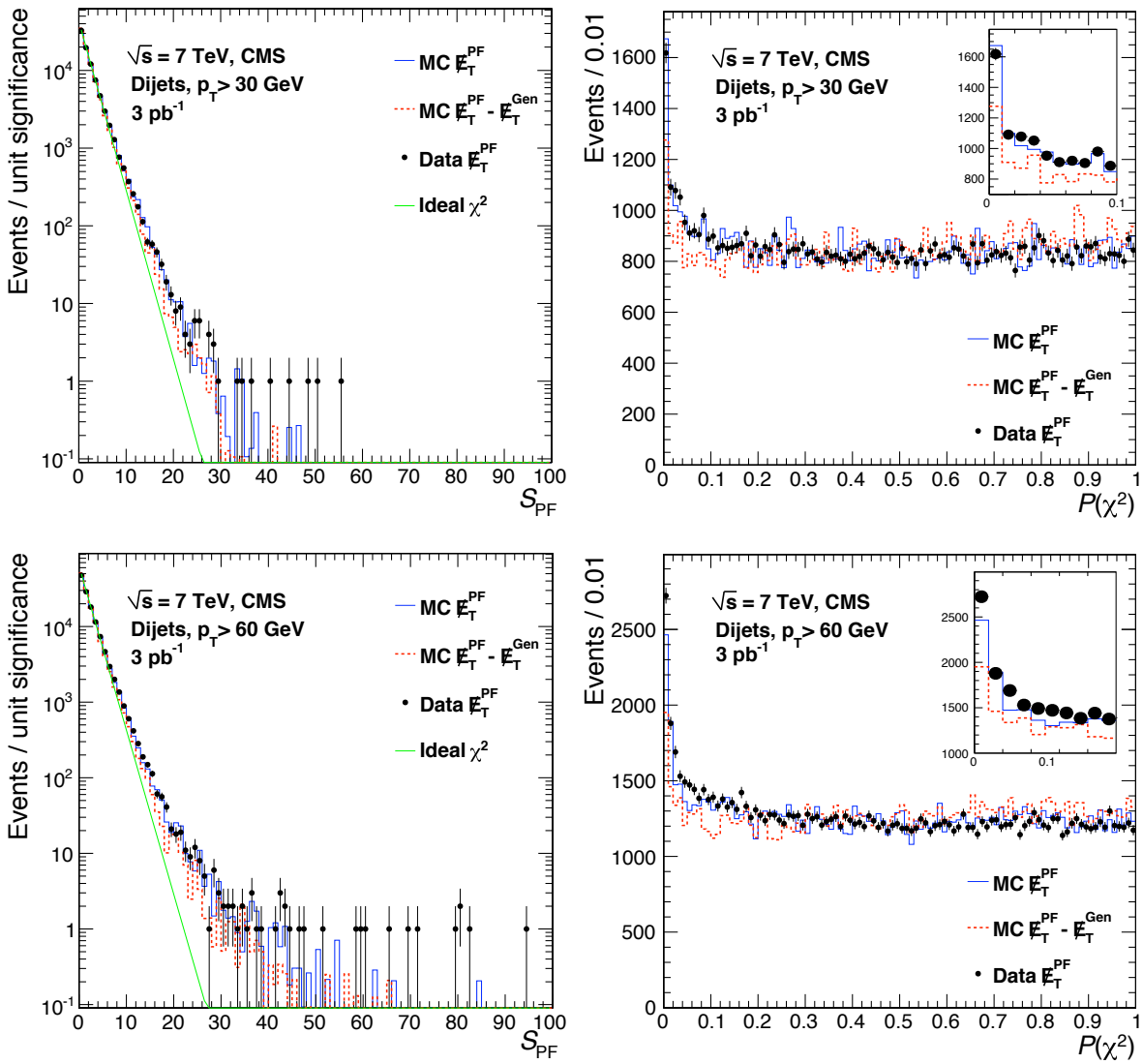


Figure 21: The $\not{E}_T$ significance $\mathcal{S}_{PF}$ distributions (left) and the corresponding probability of χ^2, $\mathcal{P}(\chi^2)$, distributions (right) for dijet event samples in data (points) and simulation (solid histograms) with 30 GeV (top) and 60 GeV (bottom) jet p_T thresholds. The dashed histograms show the simulation distributions with true $\not{E}_T$ contributions, from physics and finite acceptance effects, subtracted event-by-event. The dotted line overlaid on the $\mathcal{S}_{PF}$ distributions shows a reference pure exponential function. Each inset expands the small $\mathcal{P}(\chi^2)$ region.

behaviour closer to the ideal – an example of the central limit theorem. With the additional contributions to the $\not{E}_T$ resolution, the roles of the non-Gaussian response tails and genuine $\not{E}_T$ are diminished. The overall insensitivity can be useful, for example, when extrapolating backgrounds dominated by samples with nominally zero genuine $\not{E}_T$.

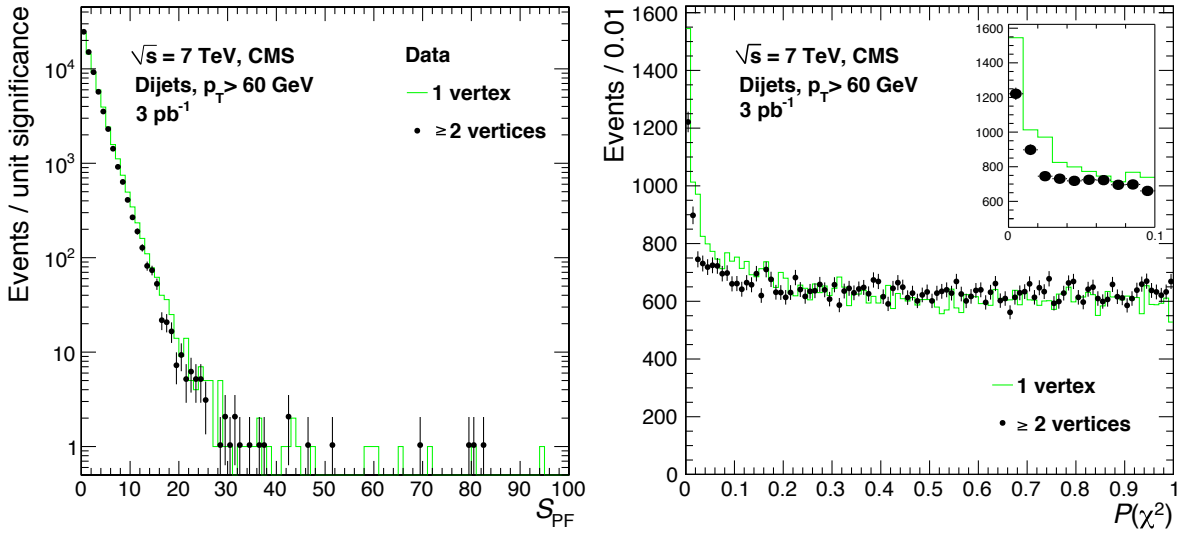


Figure 22: The $\not{E}_T$ significance (left) and $\mathcal{P}(\chi^2)$ (right) distributions for events with a single interaction vertex (histogram) and multiple interaction vertices (points) in the 60 GeV threshold dijet sample. The inset expands the small $\mathcal{P}(\chi^2)$ region.

8.3 Application to W → eν events

As a case study, we examine the potential gain of introducing the significance variable into the selection criteria for W → eν analyses. The set of criteria employed is that of the recent measurement by the CMS collaboration of the W cross section [25], for which backgrounds were controlled using a stringent, 80% efficient, electron isolation criterion. Signal and background yields in that analysis were determined by a fit to the reconstructed $\not{E}_T$ distribution, though because of the large backgrounds at small values of $\not{E}_T$, the signal level is largely determined from the $\not{E}_T > 20$ GeV region.

One analysis option would be to relax the electron isolation from an 80% to a 95% efficient criterion and introduce $\not{E}_T$ significance to help control backgrounds. Figure 23 compares the efficiency for signal versus background in simulation for increasing minimum thresholds on: $\not{E}_T$, with both the 80% and 95% electron isolation criteria applied; $\mathcal{S}_{PF}$, again with both isolation criteria; or $\not{E}_T/\sqrt{\sum E_{T_i}}$ with the 95% isolation criteria. All efficiencies are measured relative to the signal or background yield obtained with the looser 95% electron isolation criterion applied. (As a result, the tighter 80% criterion has an asymptotic value of approximately 84%.) Application of the tighter criterion changes the relative signal and background distributions for $\not{E}_T$ and $\not{E}_T$ significance compared to the looser criterion. When a minimum $\not{E}_T$ threshold is applied, the tighter isolation criterion provides a better signal to background ratio at low background levels than the looser criterion. Application of a minimum $\mathcal{S}_{PF}$ threshold with the looser criterion, however, outperforms all the other combinations for background rejection at a given signal efficiency.

We note that in the calculation of the significance, the isolated signal electron candidate enters as an electron, and in particular with the resolution associated with an electron. This approach

was found to outperform the option where each event was treated as electron-free (as is the case for the dominant background).

Figure 23 also shows that the $\mathcal{S}_{PF}$ distributions for $W \to e\nu$ in data and simulation agree well. As expected, the backgrounds without genuine $\not{E}_T$ are compressed towards low values of $\mathcal{S}_{PF}$ while signal events having real $\not{E}_T$ extend to high values of $\mathcal{S}_{PF}$.

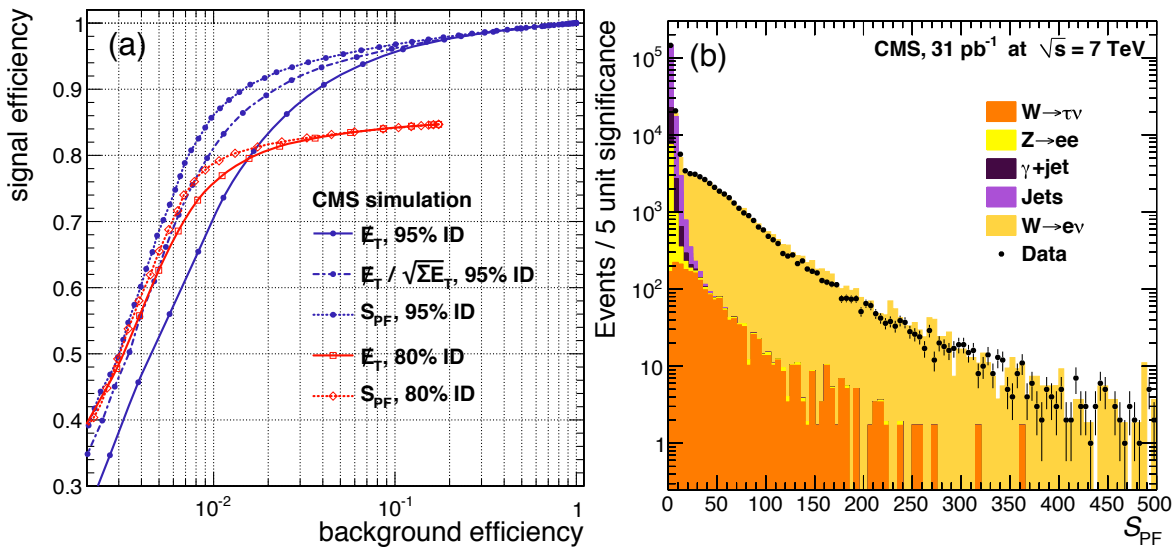


Figure 23: (left) Efficiency curves for $W \to e\nu$ signal versus backgrounds varying the minimum value of $\not{E}_T$ (solid lines), of $\mathcal{S}_{PF}$ (dotted lines), and of $\not{E}_T / \sqrt{\sum E_{T_i}}$ (dot-dash line), with the 95% efficient (blue) or 80% efficient (red) electron isolation criterion applied. (right) Distributions for $\mathcal{S}_{PF}$ in candidate $W \to e\nu$ events from data (points) and simulation (stacked histograms). The simulation components, from top to bottom, are signal (mustard) and backgrounds from jets (purple), $\gamma+$ jets (black), $Z \to e^+e^-$ (yellow), and $W^\pm \to \tau^\pm\nu_\tau$ (orange). The simulation is scaled by a fit to the data with floating normalizations for the signal and the total background.

Figures 24 and 25 contrast the behaviour of signal and total background efficiencies for minimum $\not{E}_T$ or $\mathcal{S}_{PF}$ thresholds for different numbers of interaction vertices (pile-up) in simulation. The jets and $\gamma+$ jets backgrounds, which have no genuine $\not{E}_T$, dominate. The background contribution at higher $\not{E}_T$ grows as pile-up increases, while the $\mathcal{S}_{PF}$ levels remain quite stable. As a result, a background subtraction based on extrapolation of $\not{E}_T$ will be sensitive to the modeling of pile-up, while one based on extrapolation of $\mathcal{S}_{PF}$ would not. As one can see from the signal versus background efficiency curves shown in Fig. 25, differentiation of signal from background degrades for both $\not{E}_T$ and $\mathcal{S}_{PF}$ as pile-up increases. Regardless of the amount of pile-up, however, $\mathcal{S}_{PF}$ always provides a superior signal to background ratio compared to $\not{E}_T$.

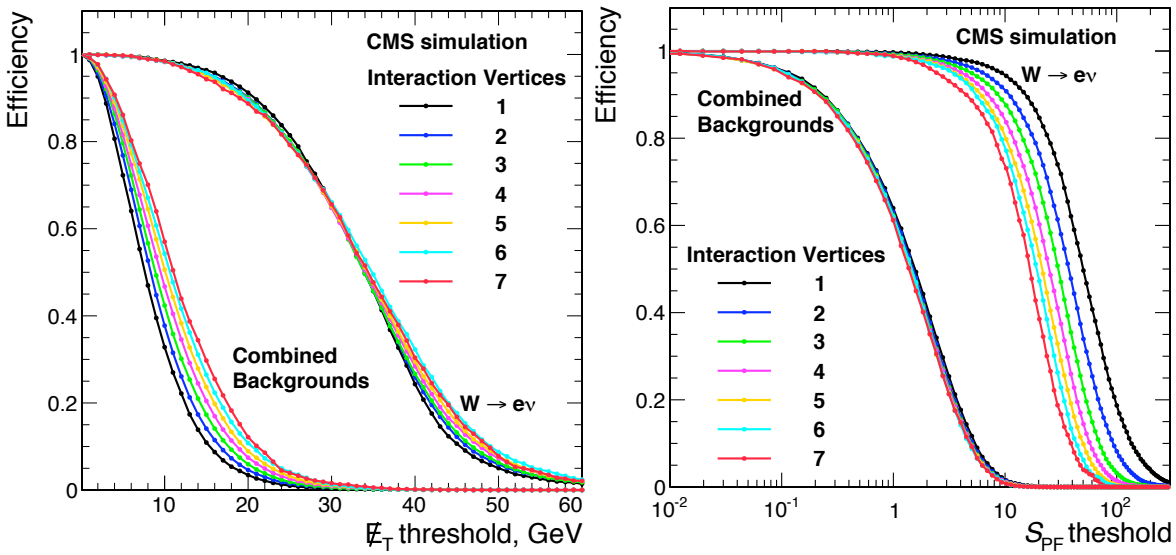


Figure 24: Efficiency versus minimum threshold curves for W → eν signal and for total background for different numbers of interaction vertices with a minimum applied $\not{E}_T$ threshold (left) and a minimum applied $\mathcal{S}_{PF}$ threshold (right).

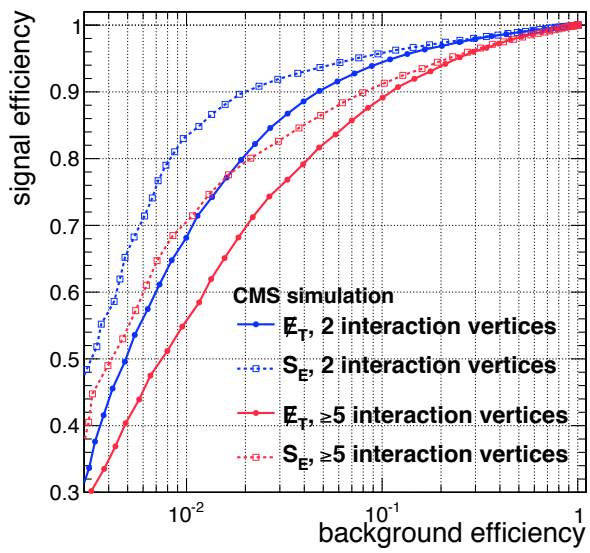


Figure 25: Efficiency curves for W → eν signal versus backgrounds varying the minimum value of $\not{E}_T$ (solid lines) and of $\mathcal{S}_{PF}$ (dotted lines) for events with two interaction vertices (blue) or at least five interaction vertices (red).

9 Conclusions

In conclusion, we studied $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$ as measured by the CMS detector with pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV during the 2010 run of the LHC. We have determined the $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$ scale, resolution, tails, and the degradation of the $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$ performance due to pile-up. We find that we are able to remove most sources of anomalous energies that produce artificial, large $\not{E}_{\mathrm{T}}$. The measured $\not{E}_{\mathrm{T}}$ scale agrees with the expectations of the detector simulation, but the resolution is degraded by 10% in data. CMS has three different algorithms for calculating $\not{E}_{\mathrm{T}}$. Algorithms using tracker information have an improved resolution, and the use of a global particle-flow event reconstruction gives the best resolution. We find that pile-up interactions contribute to the degradation of the $\not{E}_{\mathrm{T}}$ resolution but have little effect on the scale of a component of $\not{E}_{\mathrm{T}}$. We also find that we can model its effects with a simple parameterization.

One of the most important uses of $\not{E}_{\mathrm{T}}$ is to distinguish between genuine $\not{E}_{\mathrm{T}}$ produced by weakly interacting particles and artificial $\not{E}_{\mathrm{T}}$ from detector resolutions. An algorithm, called $\not{E}_{\mathrm{T}}$ significance, for separating genuine $\not{E}_{\mathrm{T}}$ from artificial $\not{E}_{\mathrm{T}}$, is shown to perform better than traditional variables such as $\not{E}_{\mathrm{T}}$ alone or $\not{E}_{\mathrm{T}}$ divided by the square root of the $\sum E_{\mathrm{T}}$.

Because of the demonstrated good measurement of $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T}}$, the CMS detector is ready to be used for a variety of precision physics measurements, such as studies of the W boson, the top quark, and searches for new neutral, weakly interacting particles.

Acknowledgements

We wish to congratulate our colleagues in the CERN accelerator departments for the excellent performance of the LHC machine. We thank the technical and administrative staff at CERN and other CMS institutes. This work was supported by the Austrian Federal Ministry of Science and Research; the Belgium Fonds de la Recherche Scientifique, and Fonds voor Wetenschappelijk Onderzoek; the Brazilian Funding Agencies (CNPq, CAPES, FAPERJ, and FAPESP); the Bulgarian Ministry of Education and Science; CERN; the Chinese Academy of Sciences, Ministry of Science and Technology, and National Natural Science Foundation of China; the Colombian Funding Agency (COLCIENCIAS); the Croatian Ministry of Science, Education and Sport; the Research Promotion Foundation, Cyprus; the Estonian Academy of Sciences and NICPB; the Academy of Finland, Finnish Ministry of Education, and Helsinki Institute of Physics; the Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules / CNRS, and Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives / CEA, France; the Bundesministerium für Bildung und Forschung, Deutsche Forschungsgemeinschaft, and Helmholtz-Gemeinschaft Deutscher Forschungszentren, Germany; the General Secretariat for Research and Technology, Greece; the National Scientific Research Foundation, and National Office for Research and Technology, Hungary; the Department of Atomic Energy, and Department of Science and Technology, India; the Institute for Studies in Theoretical Physics and Mathematics, Iran; the Science Foundation, Ireland; the Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Italy; the Korean Ministry of Education, Science and Technology and the World Class University program of NRF, Korea; the Lithuanian Academy of Sciences; the Mexican Funding Agencies (CINVESTAV, CONACYT, SEP, and UASLP-FAI); the Pakistan Atomic Energy Commission; the State Commission for Scientific Research, Poland; the Fundação para a Ciência e a Tecnologia, Portugal; JINR (Armenia, Belarus, Georgia, Ukraine, Uzbekistan); the Ministry of Science and Technologies of the Russian Federation, and Russian Ministry of Atomic Energy; the Ministry of Science and Technological Development of Serbia; the Ministerio de Ciencia e Innovación, and Programa Consolider-Ingenio 2010, Spain; the Swiss Funding Agencies (ETH Board, ETH Zurich, PSI,

SNF, UniZH, Canton Zurich, and SER); the National Science Council, Taipei; the Scientific and Technical Research Council of Turkey, and Turkish Atomic Energy Authority; the Science and Technology Facilities Council, UK; the US Department of Energy, and the US National Science Foundation.

Individuals have received support from the Marie-Curie programme and the European Research Council (European Union); the Leventis Foundation; the A. P. Sloan Foundation; the Alexander von Humboldt Foundation; the Associazione per lo Sviluppo Scientifico e Tecnologico del Piemonte (Italy); the Belgian Federal Science Policy Office; the Fonds pour la Formation à la Recherche dans l'Industrie et dans l'Agriculture (FRIA-Belgium); and the Agentschap voor Innovatie door Wetenschap en Technologie (IWT-Belgium).

References

[1] CMS Collaboration, "The CMS experiment at the CERN LHC", *JINST* **3** (2008) S08004. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004.

[2] CMS Collaboration, "Jet Performance in pp Collisions at $\sqrt{s}$=7 TeV", *CMS Physics Analysis Summary* **CMS-PAS-JME-10-003** (2010).

[3] M. Cacciari, G. Salam, and G. Soyez, "The anti-k_t jet clustering algorithm", *JHEP* **08** (2008) 063, arXiv:arXiv:0802.1189. doi:10.1088/1126-6708/2008/04/063.

[4] CMS Collaboration, "Particle–Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and $\not{E}_{\mathrm{T}}$", *CMS Physics Analysis Summary* **CMS-PAS-PFT-09-001** (2009).

[5] CMS Collaboration, "Photon reconstruction and identification at $\sqrt{s}$ = 7 TeV", *CMS Physics Analysis Summary* **CMS-PAS-EGM-10-005** (2010).

[6] CMS Collaboration, "Missing Transverse Energy Performance in Minimum-Bias and Jet Events from Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s}$ =7 TeV", *CMS Physics Analysis Summary* **CMS-PAS-JME-10-004** (2010).

[7] CMS Collaboration, "Algorithms for b Jet Identification in CMS", *CMS Physics Analysis Summary* **CMS-PAS-BTV-09-001** (2009).

[8] CMS Collaboration, "Commissioning of b-jet identification with pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV", *CMS Physics Analysis Summary* **CMS-PAS-BTV-10-001** (2010).

[9] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, "PYTHIA 6.4 Physics and Manual; v6.420, tune D6T", *JHEP* **05** (2006) 026, arXiv:hep-ph/0603175. doi:10.1088/1126-6708/2006/05/026.

[10] J. Alwall *et al.*, "MadGraph/MadEvent v4: The New Web Generation", *JHEP* **09** (2007) 028, arXiv:0706.2334. doi:10.1088/1126-6708/2007/09/028.

[11] Geant4 Collaboration, "Geant4: A simulation toolkit", *Nucl. Instrum. and Methods A* **506** (2003) 250. doi:10.1016/S0168-9002(03)01368-8.

[12] CMS Collaboration, "Performance of Jet Algorithms in CMS", *CMS Physics Analysis Summary* **CMS-PAS-JME-07-003** (2007).

[13] CMS Collaboration, "Performance of Track-Corrected Missing E_{T} in CMS", *CMS Physics Analysis Summary* **CMS-PAS-JME-09-010** (2009).

[14] CMS Collaboration, "Jet Energy Resolution in CMS at $\sqrt{s} = 7$ TeV", *CMS Physics Analysis Summary* **CMS-PAS-JME-10-014** (2010).

[15] CMS Collaboration, "Identification and Filtering of Uncharacteristic Noise in the CMS Hadron Calorimeter", *JINST* **5** (2009). doi:10.1088/1748-0221/5/03/T03014.

[16] CMS Collaboration, "HCAL performance from first collisions data", (2011). CMS Detector Performance Summary, to be released.

[17] CMS Collaboration, "Isolated Photon Reconstruction and Identification at $\sqrt{s} = 7$ TeV", *CMS Physics Analysis Summary* **CMS-PAS-EGM-10-006** (2010).

[18] CMS Collaboration, "Search for supersymmetry in pp collisions at 7 TeV in events with jets and missing transverse energy", *Physics Letters B* **698** (2011) 196. doi:DOI: 10.1016/j.physletb.2011.03.021.

[19] CMS Collaboration, "Performance of muon identification in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV", *CMS Physics Analysis Summary* **CMS-PAS-MUO-10-002** (2010).

[20] CMS Collaboration, "Jet Energy Calibration and Transverse Momentum Resolution in CMS", (2010). JME-10-011, to be published.

[21] C. Balazs and C. Yuan, "Soft gluon effects on lepton pairs at hadron colliders", *Phys. Rev.* **D56** (1997) 5558, arXiv:hep-ph/9704258. doi:10.1103/PhysRevD.56.5558.

[22] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, "A Brief Introduction to PYTHIA 8.1", *Comput. Phys. Commun.* **178** (2008) 852, arXiv:0710.3820. doi:10.1016/j.cpc.2008.01.036.

[23] R. Gavin et al., "FEWZ 2.0: A code for hadronic Z production at next-to- next-to-leading order", (2010). arXiv:1011.3540.

[24] CDF Collaboration, "Search for Anomalous Production of Events with Two Photons and Additional Energetic Objects at CDF", *Phys. Rev. D* **82** (2010) 052005, arXiv:0910.5170. doi:10.1103/PhysRevD.82.052005.

[25] CMS Collaboration, "Measurements of Inclusive W and Z Cross Sections in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV", *JHEP* **01** (2011) 80. doi:10.1007/JHEP01(2011)080.

A Appendix: Optimization of $\not{E}_T$ Corrections

In this section, we describe the optimization of the parameters used in the type-I and type-II corrections to $\vec{\not{E}}_T$.

For type-I $\vec{\not{E}}_T$, the p_T threshold used to select the jets that receive the correction was optimized by examining its effect on the $\vec{\not{E}}_T$ resolution and scale, and led to our choice of 10 GeV for PF $\not{E}_T$. We have optimized the p_T threshold to obtain the best $\not{E}_T$ scale and the best $\not{E}_T$ resolution at the same time, under the constraint that very low-p_T jets should not be included in the calculation because their energy corrections have large uncertainties and can degrade the $\not{E}_T$ performances. The use of low p_T jets also makes the measurement more sensitive to the pile-up.

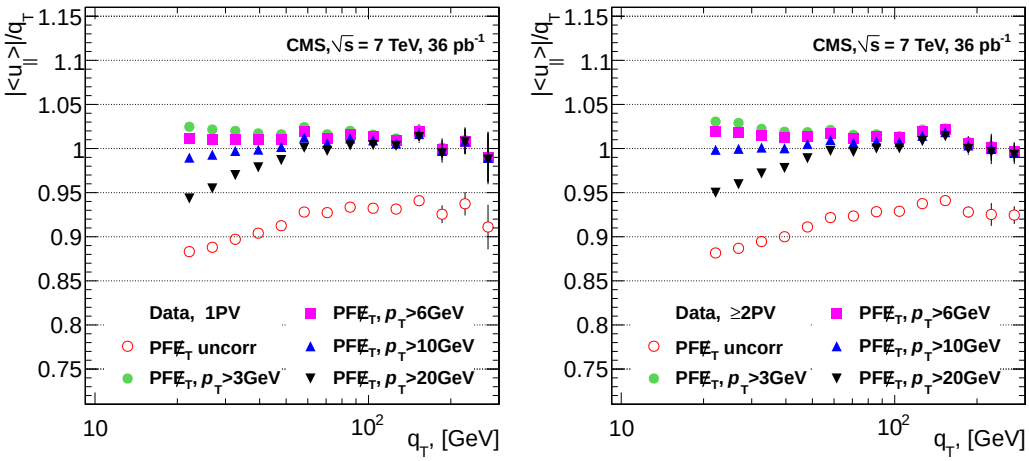


Figure 26: Response for PF $\not{E}_T$ versus γ q_T for various jet corrections thresholds for γ candidate events with 1 primary vertex (left) and more than 1 vertex (right).

Figure 26 shows the PF $\not{E}_T$ response versus q_T for γ candidate events for various jet thresholds for events with and without pile-up. As can be seen from these distributions, the type-I corrections substantially improve the $\not{E}_T$ scale, the dependence on the threshold is small for thresholds $\leq$ 10 GeV, and is independent of the number of additional pile-up interactions.

Figure 27 shows the ratio of the PF $\not{E}_T$ resolution with type-I corrections to the PF $\not{E}_T$ resolution without any type-I corrections for the parallel and perpendicular components of PF $\not{E}_T$ versus q_T for γ candidate events for various jet thresholds and for events with and without pile-up. The optimal resolution for 1 vertex events is obtained for the chosen 10 GeV threshold, and for this threshold, the degradation with pile-up is not large.

The same study has been performed in $Z \to \mu^+\mu^-$ candidate events. The 10 GeV threshold is also the best threshold to combine the improvement of the $\not{E}_T$ scale and $\not{E}_T$ resolution in these events.

Type-II corrections were not used for analyses done using the 2010 data. However, studies were done to optimize the parameters for future use. The type-II correction is obtained using a $Z \to ee$ data sample. Z events constitute an ideal sample for determining the type-II correction, as Z's are generally produced with low q_T and the recoil is often dominated by unclustered energy. We take the vector sum of momenta defined for all calorimeter towers or PF particles not corrected by the type-I correction as a single object denoted $\vec{U}$. The measured value of $\vec{U}$ is defined as:

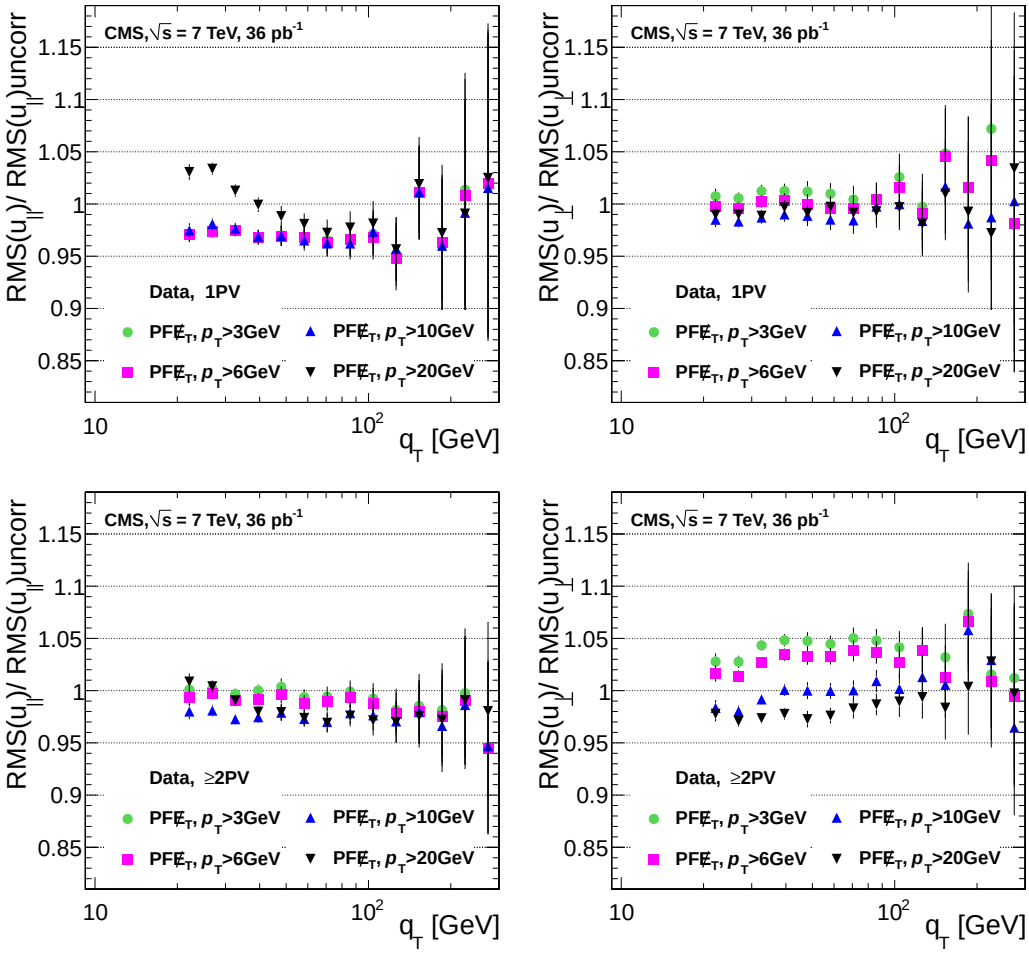


Figure 27: Ratio of PF $\not{E}_T$ resolution with type-I corrections to the the PF $\not{E}_T$ resolution without any type-I corrections for parallel (left) and perpendicular (right) components of PF $\not{E}_T$ versus γ q_T for various jet corrections thresholds for γ candidate events with 1 primary vertex (top) and more than 1 vertex (bottom) after correction for scale, using scale corrections similar to those shown in Fig. 10.

$$\vec{U}_{\mathrm{T,meas}} = -\vec{\not{E}}_{\mathrm{T\,uncorr}} - \sum \vec{p}_{\mathrm{T,jet,uncorr}} - \sum \vec{p}_{\mathrm{T,ele,meas}}, \tag{10}$$

where $\vec{\not{E}}_{\mathrm{T\,uncorr}}$ is the uncorrected $\not{E}_T$, $\vec{p}_{\mathrm{T,jets,uncorr}}$ is the momentum of uncorrected jets, and $\vec{p}_{\mathrm{T,ele,meas}}$ is the momentum of the measured electrons. The sum is over all jets with the corrected $p_T > 20$ GeV for Calo $\not{E}_T$ and $p_T > 10$ GeV for PF $\not{E}_T$.

The type-II correction for the unclustered energy $\vec{U}_{\mathrm{meas}}$ is obtained by selecting events without any reconstructed jets using the correlation between $\vec{U}_{\mathrm{meas}}$ and the q_T of the Z measured from the electrons.

As the direction of the $\vec{U}_{\mathrm{meas}}$ may differ from the direction of q_T due to noise, underlying event, etc., the parallel component of $\vec{U}_{\mathrm{meas}}$ projected on the direction of q_T, $\vec{U}_{\mathrm{meas},||}$, is used for the derivation of the correction. The response of the unclustered energy is then defined as $R(U_{\mathrm{T,meas}}) = U_{\mathrm{T,meas},||}/q_T$. The obtained correction factor, U_{scale}, is parametrized as $2.3 + 1.9\,\exp(-0.2 \cdot U_{\mathrm{T,meas}})$ for Calo $\not{E}_T$. For PF $\not{E}_T$ the obtained correction leads to a U_{scale} of 1.4.

Résumé

Une étude des états finaux ZZ avec les premières données acquises par le détecteur CMS est présentée dans cette thèse. Cette étude exploite les premières données délivrées par le LHC et enregistrées par CMS en 2010 et 2011. La section efficace de production ZZ est mesurée et des limites sont posées sur deux constantes de couplages de jauge électrofaibles anomaux neutres. La présence de tels couplages serait une évidence de nouvelle physique au delà du Modèle Standard et nécessite d'être étudiée en détail. De plus, le processus de création de paire de boson Z dans le Modèle Standard est un bruit de fond pour la recherche du boson de Higgs et doit être connu avec précision.

Une série d'études préalables est effectuée sur le calorimètre électromagnétique de CMS : ces études portent sur le système de lecture sélective et le système de contrôle laser. Une autre étude préalable porte sur le comportement et la mesure de l'énergie transverse manquante dans des événements contenant un boson électrofaible se désintégrant dans le canal électronique. Cette étude montre que l'empilement a un impact important sur la mesure de l'énergie transverse manquante et que des corrections doivent être déployées pour réduire ces effets.

Les conclusions de ces analyses contribuent à la bonne compréhension des résultats obtenus sur les états finaux à deux boson Z.

Mots clés : Dibosons, Energie transverse manquante, Couplages anomaux, Compact Muon Solenoid, Calorimètre électromagnétique, Lecture sélective, Contrôle laser, Electrons

Abstract

Study of ZZ diboson final states in the leptons-neutrinos decay channel with the CMS experiment at the LHC at CERN

This thesis presents a study of ZZ final states performed with data recorded with the CMS detector. This study exploits the first data delivered by the LHC and recorded by CMS in 2010 and 2011. The ZZ production cross section is measured and limits are set on neutral electroweak triple gauge couplings. The existence of such couplings would be an indication of new physics beyond the Standard Model. Moreover, the ZZ process in the Standard Model is a background for Higgs searches and have to be well known.

Some preliminary studies are performed on the CMS electromagnetic calorimeter. These studies are related to the selective readout system and to the laser monitoring system of the electromagnetic calorimeter.

The measurement and the behaviour of the transverse missing energy are also studied in events containing one electroweak boson decaying into electron(s). This study shows that pileup has a important effect on missing transverse energy measurements. Some corrections have to be taken into account to deal with these effects.

Conclusions from these analyses contribute to the good understanding of results obtained in the ZZ final states study.

Keywords : Dibosons, Missing transverse energy, Anomalous couplings, Compact Muon Solenoid, Electromagnetic calorimeter, Selective readout, Laser monitoring, Electrons