



Etude des incertitudes
théoriques et expérimentales
sur la mesure de la section efficace
du processus de Drell-Yan
dans l'expérience CMS au LHC

Promoteurs : Messieurs Daniel Baye et Pascal Vanlaer

Université libre de Bruxelles. Faculté des sciences appliquées
Année académique 2006-2007

Raphaël Van Roermund

Mémoire de Fin d'Etudes présenté en vue de l'obtention
du titre d'ingénieur civil physicien

Table des matières

Introduction	iii
1 Les particules élémentaires et leurs interactions	1
1.1 Classification des particules	1
1.1.1 Leptons	1
1.1.2 Quarks	2
1.2 Les interactions fondamentales	3
1.3 Particules composites sensibles à l'interaction forte (hadrons)	3
1.4 Les fonctions de distribution de partons dans les hadrons (PDF)	4
1.5 Mesure des fonctions de distribution de partons	7
1.6 Echelles de factorisation et de renormalisation	8
1.6.1 Renormalisation	8
1.6.2 Factorisation	8
2 Présentation générale du projet LHC	11
2.1 Le détecteur CMS	13
2.2 Le détecteur ATLAS	15
2.3 Repères liés aux détecteurs	16
2.4 Couverture géométrique des différents éléments du détecteur CMS	17
3 Le processus de Drell-Yan	19
3.1 Aperçu théorique	19
3.1.1 Paramètres cinématiques	21
3.1.2 Section efficace	21
3.2 Simulation et analyse du processus	23
3.2.1 Relations entre x_1, x_2 et les grandeurs mesurées	23
3.2.2 Cinématique de production du γ/Z	24
3.2.3 Cinématique de la désintégration en électrons	26

4	Mesure de l'énergie des électrons dans le calorimètre électromagnétique	29
4.1	Description de l'ECAL de CMS	30
4.1.1	Géométrie du détecteur	30
4.1.2	Physique du détecteur	32
4.1.3	Acquisition du signal	33
4.1.4	Résolution en énergie	33
4.1.5	Techniques de calibration	34
4.2	Critères de sélection des paires d'électrons dans l'ECAL	36
4.3	Acceptance des paires d'électrons issus du processus de Drell-Yan	37
5	Etude des erreurs systématiques sur la mesure de la section efficace	43
5.1	Erreur liée aux fonctions de distribution de partons	44
5.2	Erreurs après dégradation des grandeurs mesurées	46
5.2.1	Erreur sur l'énergie des électrons	47
5.2.2	Erreur sur les angles des électrons	49
6	Erreur sur l'efficacité de l'identification des candidats électrons	53
6.1	Association de traces avec le dépôt d'énergie dans l'ECAL	54
6.1.1	Description du trajectographe	54
6.1.2	Association des mesures du trajectographe et de l'ECAL	55
6.2	Identification des candidats électrons	56
6.2.1	Critère $E_{SC}/\ \vec{p}_{in}\ < 3$	59
6.2.2	Critère $ \eta_{SC} - \eta_{in} < 0,02$	63
6.2.3	Critère $ \phi_{SC} - \phi_{in} < 0,1$	64
6.2.4	Critère $H/E_{SC} < 0,2$	64
6.3	Mesure de l'efficacité d'identification à partir des données	64
6.3.1	Sélection d'un échantillon non biaisé d'électrons	65
6.3.2	Mesures d'efficacités	67
6.4	Conclusions et perspectives	70
	Conclusion	73
A	Notations covariantes	I

Remerciements

Je tiens à remercier Monsieur Daniel Baye d'avoir accepté de me soutenir dans le cadre d'un sujet en physique des particules. Par ailleurs, je me souviendrai toujours des passionnants cours de mécanique quantique qu'il nous a dispensés et qui ont largement contribué à développer mon goût pour la physique.

Toute mon affection et ma gratitude vont également à Monsieur Pascal Vanlaer, dont la disponibilité et les conseils me furent d'une aide précieuse. Grâce à lui, j'ai pu découvrir de nombreuses facettes de la physique des particules et approfondir ma connaissance dans le domaine. Je suis également particulièrement reconnaissant à Monsieur Pierre Marage, qui m'a dispensé un cours de quatre heures sur les fonctions de distribution des partons après un réveil à 3 h 30 du matin et 7 h de train... Ses nombreux conseils et critiques m'ont en outre permis de peaufiner de nombreux détails de mon travail. Je suis aussi très heureux d'avoir pu profiter des conseils de Madame Barbara Clerbaux, Messieurs Gilles Delentdecker et Otman Charaf. Merci enfin à toute l'équipe de l'IIHE pour son accueil chaleureux.

Je désire également remercier Monsieur Benjamin Trocmé, qui m'a aidé à avancer dans mon travail lors de mon séjour à Grenoble.

Résumé

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à l'étude des incertitudes sur la mesure de la section efficace du processus de Drell-Yan. Nous avons dû nous familiariser avec la théorie de la physique des particules, afin de comprendre ses mécanismes et les motivations d'expériences telles que celles au LHC, appelées à démarrer dans un avenir proche. Ceci constitue la toile de fond de notre travail, et nous nous sommes efforcés de la présenter le plus clairement possible.

Nous avons ensuite focalisé notre intérêt sur le processus de Drell-Yan, dont les caractéristiques ont été étudiées en utilisant le programme de simulation Monte-Carlo PYTHIA pour analyser les spectres des différentes grandeurs cinématiques du processus. Nous avons étudié l'erreur sur la section efficace induite par les incertitudes théoriques de la simulation.

D'autre part, la mesure d'une section efficace se fait en comptant un nombre d'événements mesurés dans le détecteur. Afin de lier les deux grandeurs, il est nécessaire de détailler les caractéristiques du détecteur. En simulant le processus de Drell-Yan, nous avons dans un premier temps déterminé son acceptance géométrique.

Ensuite, nous avons dégradé les différentes données mesurées dans le détecteur en fonction de sa résolution. Nous avons ainsi estimé l'influence de ces erreurs sur le spectre en masse invariante.

Enfin, nous nous sommes intéressés à la reconstruction des électrons à partir des grandeurs mesurées. L'efficacité de cette étape d'identification constitue en effet un autre facteur conditionnant le nombre d'événements mesurés. Pour cette étude, nous avons eu recours à un second programme, simulant l'ensemble des signaux émis par le détecteur lors d'un processus de Drell-Yan. Nous avons étudié l'efficacité de différents critères de sélection, et tenté de mettre en place une technique permettant sa mesure à partir des vraies données. Nous présenterons les améliorations pouvant être apportées à la méthode proposée.

Introduction

On appelle **Modèle Standard** de la physique des particules la théorie qui constitue à ce jour la meilleure description des constituants élémentaires de la matière et leurs interactions. Le Modèle Standard regroupe la théorie électrofaible GWS (Glashow-Weinberg-Salam) et la théorie QCD (chromodynamique quantique) qui décrit les interactions fortes.

Le principal aspect du Modèle Standard qui n'ait encore pu être vérifié expérimentalement est l'existence du boson de Higgs, prévu par la théorie pour expliquer la masse non nulle des bosons vecteurs de l'interaction faible (W^+ , W^- , Z^0) selon le mécanisme de brisure de symétrie de Higgs-Englert-Brout.

Par ailleurs, plusieurs résultats expérimentaux, tels que les oscillations de neutrinos qui impliquent que ces derniers sont de masse non nulle, présentent des déviations par rapport au Modèle Standard qui pourraient s'expliquer par des théories plus élaborées telles que la supersymétrie (SUSY) ou des modèles à dimensions supplémentaires. Ces théories sont appelées BSM (Beyond the Standard Model).

Les expériences au **LHC (Large Hadron Collider)** au CERN ambitionnent d'éclaircir les points cités ci-dessus, en observant des phénomènes se produisant à des énergies jamais atteintes auparavant. Ces énergies seront obtenues lors de la collision de faisceaux de protons de 7 TeV. Quatre expériences auront lieu au LHC, mais nous nous intéressons ici plus particulièrement à l'expérience **CMS (Compact Muon Solenoid)** destinée à couvrir une large gamme de processus physiques.

Dans ce travail, nous étudierons un des processus entrant alors en jeu, dit de **Drell-Yan**, dans lequel une paire quark-antiquark s'annihile pour donner un état virtuel γ ou Z^0 , qui se désintègre en une paire électron-positron ($q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z^0 \rightarrow e^+e^-$). L'étude de ce processus se révèle particulièrement intéressante : d'une part l'état Z^0 implique

la présence d'un pic autour de 91 GeV¹ pour la masse invariante de la paire e^+e^- , ce qui permet la calibration du détecteur; d'autre part nous verrons que la distribution de cette masse invariante décroît très vite, et il sera intéressant de vérifier si les mesures au LHC révèlent la présence d'un pic à haute énergie qui se superpose au processus de Drell-Yan, ce qui témoignerait de l'existence d'une nouvelle particule.

Nous allons donc étudier les spectres attendus par le Modèle Standard pour le processus de Drell-Yan afin de comprendre les effets physiques qui y sont liés et de pouvoir estimer le nombre d'événements attendus en fonction de la masse invariante de la paire e^+e^- . Ces études ont été menées en analysant les données fournies par un programme de simulation Monte-Carlo. Nous présenterons plusieurs distributions de la dynamique du processus, et expliquerons les allures observées par des concepts de mécanique relativiste. Après avoir décrit la géométrie du détecteur, nous pourrions ainsi estimer l'acceptance des événements dans ses différentes parties.

Nous passerons ensuite à une étude plus approfondie des incertitudes systématiques sur la section efficace du processus de Drell-Yan. La connaissance de la précision sur cette grandeur, qui détermine les nombres d'événements attendus, est en effet fondamentale. Nous commencerons par présenter une étude des erreurs théoriques irréductibles de la simulation Monte-Carlo.

Nous nous intéresserons ensuite à l'influence d'une dégradation de la résolution des mesures sur le spectre de la masse invariante de la paire électron/positron. Plusieurs erreurs seront considérées et nous essaierons de vérifier si elles induisent des effets observables après un certain temps de prises de données.

Enfin, le dernier chapitre est consacré à la mise en place d'une méthodologie permettant la mesure de l'efficacité de sélection des électrons. Nous aurons pour cela recours à une simulation complète des signaux émis par les différents détecteurs lorsqu'ils sont traversés par les particules émises dans un processus de Drell-Yan. Nous étudierons différents critères de sélection et évaluerons l'erreur sur la mesure de leur efficacité. Le problème de la réjection du bruit de fond sera abordé mais ne constitue pas un objectif du présent travail.

¹Nous posons $c = 1$ dans le cadre de ce travail

Chapitre 1

Les particules élémentaires et leurs interactions

La physique des particules tente d'expliquer les phénomènes observés par des interactions entre les briques élémentaires de la matière, appelées **particules élémentaires**.

Dans ce chapitre, nous rappelons brièvement les classifications de ces particules et les interactions qu'elles subissent. Pour une description plus détaillée, le lecteur est renvoyé aux ouvrages de physique des particules [1] ou [2].

1.1 Classification des particules

On connaît actuellement 12 particules de matière et leurs antiparticules dans le cadre du Modèle Standard : 6 **leptons** sensibles à l'interaction électrofaible et 6 **quarks** sensibles aux interactions électrofaible et forte. Elles portent toutes un spin $1/2$ et une masse non nulle. Toutes sont sensibles à l'interaction gravitationnelle, que nous ne mentionnerons plus ci-dessous. Nous rappelons ici brièvement les propriétés de ces deux familles.

1.1.1 Leptons

Ce sont des particules qui n'interagissent pas par interaction forte. Les 6 leptons sont classés dans le tableau 1.1. Nous distinguons au-dessus les électron, muon et tau qui portent tous la même charge électrique et sont donc sensibles à l'interaction électromagnétique. A chacune de ces particules est associé un neutrino électriquement neutre et n'interagissant que par interaction faible. A chaque colonne du tableau 1.1 est associé

Q=-1	électron e^-	muon μ^-	tau τ^-
Q=0	neutrino électronique ν_e	neutrino muonique ν_μ	neutrino tau ν_τ

TAB. 1.1 – Famille des leptons (Q = fraction de la charge du proton)

un nombre quantique appelé nombre leptonique, et qui est conservé dans les processus qui nous intéressent ici¹. On définit ainsi :

- nombre leptonique électronique : $L_e(e^-) = L_e(\nu_e) = -L_e(e^+) = -L_e(\bar{\nu}_e) = 1$ et $L_e = 0$ pour les autres particules
- nombre leptonique muonique : $L_\mu(\mu^-) = L_\mu(\nu_\mu) = -L_\mu(\mu^+) = -L_\mu(\bar{\nu}_\mu) = 1$ et $L_\mu = 0$ pour les autres particules
- nombre leptonique taunique : $L_\tau(\tau^-) = L_\tau(\nu_\tau) = -L_\tau(\tau^+) = -L_\tau(\bar{\nu}_\tau) = 1$ et $L_\tau = 0$ pour les autres particules

1.1.2 Quarks

Les quarks sont sensibles à toutes les interactions. Ils portent des charges électriques fractionnaires et peuvent exister dans trois états de couleur différents. Il existe en outre 6 saveurs de quarks représentées dans le tableau 1.2. A cause des propriétés de leur

Q=2/3	quark up u	quark charmé c	quark top t
Q=-1/3	quark down d	quark étrange s	quark beau b

TAB. 1.2 – Famille des quarks (Q = fraction de la charge du proton)

couplage par interaction forte, les quarks ne peuvent être observés libres. Ceci rend leur étude beaucoup plus compliquée car les expériences ne peuvent observer que les particules composites.

¹La violation de la conservation du nombre leptonique a été établie dans les expériences d'oscillations de neutrinos

1.2 Les interactions fondamentales

La Physique est décrite par quatre interactions fondamentales :

- la gravitation
- l'interaction électromagnétique
- l'interaction nucléaire forte
- l'interaction nucléaire faible.

Les trois dernières interactions sont décrites par une théorie unique portant le nom de **Modèle Standard de la physique des particules**.

Dans cette théorie, les interactions sont représentées par l'échange de bosons virtuels (c.à.d ne vérifiant pas la relation $E^2 = |\vec{p}|^2 + m^2$) entre les particules interagissant, ce qui peut se représenter à l'aide de diagrammes de Feynman².

Ainsi, l'interaction électromagnétique est décrite par l'échange de photons virtuels, qui peuvent se coupler à toute particule portant une charge électrique. La théorie correspondante est appelée électrodynamique quantique (QED) et permet d'obtenir des résultats très précis en utilisant des méthodes perturbatives car elle fait intervenir une constante de couplage ($\alpha = 1/137$) petite par rapport à 1.

L'interaction faible peut quant à elle se faire par échange de trois bosons massifs W^+ , W^- et Z^0 . La masse de ces bosons ($M_{W^\pm} = 80,4$ GeV et $M_{Z^0} = 91$ GeV) explique la faible portée de ces interactions.

Enfin, l'interaction forte se fait par échange de huit gluons sans masse porteurs de couleur. Deux aspects compliquent donc les calculs ; d'une part, la constante de couplage est proche de 1 pour des énergies de l'ordre du GeV, ce qui rend le traitement perturbatif plus délicat, et d'autre part, les gluons peuvent se coupler entre eux.

La gravitation est du ressort de la relativité générale et est tout à fait négligeable au niveau subatomique. Il n'existe pas encore de théorie vérifiée expérimentalement pour unifier la relativité générale et le Modèle Standard, mais des indices expérimentaux de plusieurs modèles de la gravité seront recherchés au LHC.

1.3 Particules composites sensibles à l'interaction forte (hadrons)

Les particules composites sensibles à l'interaction forte, appelées **hadrons**, sont constituées d'assemblages de quarks liés par l'interaction forte et donc décrits par la chromodynamique quantique (QCD). Nous obtenons ainsi deux types de systèmes possibles :

²Voir [1] et [3] pour une dérivation des règles de Feynman

- les **mésons** caractérisés par une paire quark-antiquark (ex : les pions $\pi^+ \equiv u\bar{d}$, $\pi^- \equiv d\bar{u}$, etc.)
- les **baryons** caractérisés par trois quarks (ex : le proton $p \equiv uud$, le neutron $n \equiv udd$, etc.)

Cependant, les fluctuations quantiques d'un système hadronique résultent de l'échange de gluons virtuels entre ses constituants, qui peuvent eux-mêmes former des paires quark/antiquark. Un système hadronique est donc composé des quarks définissant sa nature explicités ci-dessus, appelés **quarks de valence** et d'un ensemble de paires quark/antiquark, appelés **quarks de la mer** et de gluons. De manière générique, nous appelons **partons** les composants (quarks ou gluons) d'un hadron. Lorsqu'on observe un hadron avec une résolution meilleure que le fermi, nous devons tenir compte de cette structure interne.

1.4 Les fonctions de distribution de partons dans les hadrons (PDF)

L'étude de la structure interne des hadrons suit une logique similaire à celle suivie en mécanique quantique où l'on introduit des facteurs de forme pour décrire des particules étendues. Nous nous proposons de rappeler les résultats obtenus pour des particules ponctuelles et de les généraliser en montrant le parallèle avec les méthodes utilisées en mécanique quantique.

Pour des objets ponctuels de spin nul et de charge unité, la section efficace de la diffusion élastique d'une particule incidente sur une particule cible de masse infinie et de charge unitaire est donnée en mécanique quantique par la formule de Rutherford

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4(\theta/2)}, \quad (1.1)$$

où E est l'énergie de la particule incidente et θ est l'angle entre ses directions initiale et finale. Ce résultat se généralise pour la diffusion d'une particule de spin 1/2 (ici un électron de masse négligeable) sur un objet ponctuel sans spin, donnée par la formule de Mott

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4(\theta/2)} \frac{E'}{E} \cos^2(\theta/2), \quad (1.2)$$

On retrouve dans l'équation (1.2) la section efficace de Rutherford multipliée par un premier facteur E'/E qui tient compte de la masse finie du noyau et un second $\cos^2(\theta/2)$

1.4. LES FONCTIONS DE DISTRIBUTION DE PARTONS DANS LES HADRONS (PDF)

lié au spin de l'électron. Enfin, la section efficace de diffusion entre deux particules ponctuelles de spin 1/2 peut être calculée en électrodynamique quantique (QED)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4(\theta/2)} \frac{E'}{E} \left[\cos^2(\theta/2) + \frac{Q^2}{2M^2} \sin^2(\theta/2) \right] = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{Mott}) \left[1 + \frac{Q^2}{2M^2} \tan^2(\theta/2) \right],$$

où $Q^2 = -q^2 > 0$ est l'opposé du carré de la quadri-impulsion transférée entre les deux objets³. On remarque qu'un terme d'interaction magnétique s'ajoute au terme de Mott.

Par ailleurs, la théorie de la diffusion de particules ponctuelles sur un noyau de charge Z étendu, en mécanique quantique, avait mené à généraliser la formule de Rutherford (1.1) par l'ajout d'un facteur supplémentaire :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z^2 \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4(\theta/2)} \cdot F(\|\vec{q}\|^2), \quad (1.4)$$

où \vec{q} est la quantité de mouvement transférée entre la particule et le noyau. Dans cette formule, on voit apparaître un facteur de forme $F(\|\vec{q}\|^2)$ qui permet de sonder la structure du noyau. $F(\|\vec{q}\|^2)$ est la transformée de Fourier de la distribution de charge du noyau.

Cette méthode peut être généralisée pour l'étude de la diffusion d'un électron sur une cible hadronique étendue de spin 1/2 (par exemple un proton) afin de sonder sa structure. On parle alors de **diffusion profondément inélastique DIS** (Deep Inelastic Scattering) et on écrit⁴ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4(\theta/2)} \frac{E'}{E} [W_2(\nu, Q^2) \cos^2(\theta/2) + 2W_1(\nu, Q^2) \sin^2(\theta/2)], \quad (1.5)$$

où

- nous avons défini deux fonctions W_1 et W_2 qui rendent compte de la nature non ponctuelle du hadron (généralisation du facteur de forme F), et qui seront les quantités mesurées.
- nous avons introduit les variables $\nu = p \cdot q/M$ et $Q^2 = -q^2$, où p est la quadri-impulsion de la particule cible et q est la quadri-impulsion transférée.

³Voir annexe A pour les conventions des notations quadri-vectorielles

⁴La formule (1.5) est valable pour une interaction électromagnétique. Si on veut tenir compte de l'interaction faible, il faut ajouter un terme supplémentaire faisant intervenir une nouvelle fonction W_3 .

CHAPITRE 1. LES PARTICULES ÉLÉMENTAIRES ET LEURS INTERACTIONS

Dans le repère du laboratoire, on a $\nu = E - E'$ et $Q^2 = 4EE' \sin^2(\theta/2)$ et l'équation précédente peut se réécrire :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4\alpha^2 E'^3}{Q^4 E} [W_2(\nu, Q^2) \cos^2(\theta/2) + 2W_1(\nu, Q^2) \sin^2(\theta/2)], \quad (1.6)$$

Tout ceci trouve son intérêt grâce à l'observation d'une propriété fondamentale de la diffusion profondément inélastique sur un hadron (avec une grande impulsion transférée Q^2) : **l'invariance d'échelle**. En effet, on a pu observer que la section efficace différentielle multipliée par Q^4 était (presque) indépendante de Q^2 sur une large gamme d'énergies et pour différentes valeurs de ν . Ceci peut s'expliquer en interprétant la collision profondément inélastique sur le hadron comme une collision purement élastique sur un parton ponctuel dans le hadron, ce qui est possible si le temps d'interaction forte entre deux partons est très grand devant le temps d'interaction du parton avec l'électron. Dans ce cas, on peut comparer les équations (1.3) et (1.6) en les réécrivant sous la forme

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^4} \left[\cos^2(\theta/2) + \frac{Q^2}{2M^2} \sin^2(\theta/2) \right] \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right) \quad (1.7)$$

$$= \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^4} [W_2(\nu, Q^2) \cos^2(\theta/2) + 2W_1(\nu, Q^2) \sin^2(\theta/2)], \quad (1.8)$$

ce qui permet de déduire,

$$\boxed{\nu W_2(\nu, Q^2) = e^2 \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2M\nu}\right)} \quad \text{et} \quad \boxed{2MW_1(\nu, Q^2) = e^2 \frac{Q^2}{2M\nu} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2M\nu}\right)}. \quad (1.9)$$

Nous remarquons que les fonctions W_1 et νW_2 ne dépendent plus que d'un seul paramètre $x = Q^2/2\nu M$. Dans un référentiel où les impulsions sont purement longitudinales (ce qui sera notre cas dans la suite), on peut interpréter x comme la fraction d'impulsion du hadron emportée par le parton. Nous sommes alors menés à définir des **fonctions de distribution des partons (PDF)** $f_i(x)$ qui expriment la probabilité de trouver un parton emportant une fraction d'impulsion x du hadron.

Ceci permet de réécrire les sections efficaces hadroniques en sommant sur les partons :

$$\sigma_{tot}(e^- p) = \sum_i \int dx f_i(x) \sigma(e^- q_i) \quad (1.10)$$

où la somme porte sur les différentes saveurs de quarks. Le terme $\sigma(e^- q_i)$ représente la section efficace du processus entre les quarks q_i et l'électron.

1.5 Mesure des fonctions de distribution de partons

Les PDF ne sont pas calculables mais peuvent être déterminées expérimentalement par la mesure de la diffusion profondément inélastique de leptons sur des hadrons ou de collisions de hadrons à haute énergie. La figure 1.1 montre les domaines cinématiques couverts par quelques expériences.

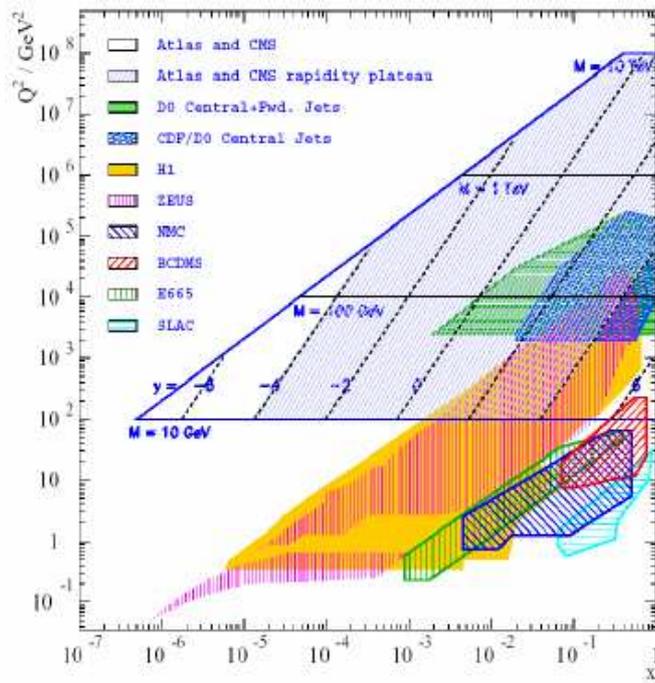


FIG. 1.1 – Domaines cinématiques couverts par différentes expériences pour l'évaluation des PDF.

Les paramètres de l'ajustement de la mesure des PDF sont connus avec leurs erreurs, ce qui a permis de définir un intervalle de confiance sur la section efficace des processus. Les PDF sont paramétrées par l'intermédiaire de 20 paramètres physiques, qui sont transformés en 20 paramètres indépendants par diagonalisation. Nous verrons plus tard l'effet de la variation de ces paramètres sur la section efficace du processus de Drell-Yan.

1.6 Echelles de factorisation et de renormalisation

Le calcul de la section efficace d'un processus hadronique fait apparaître des divergences qui peuvent être supprimées en introduisant des paramètres supplémentaires. La section efficace doit être indépendante de la valeur choisie pour ces paramètres.

1.6.1 Renormalisation

Le calcul de diagrammes comportant des boucles induit des divergences pour de grands transferts d'énergie Q^2 , appelées divergences ultra-violettes. Pour pallier à ce problème, il est nécessaire d'introduire un paramètre appelé **échelle de renormalisation** μ_r , qui est utilisé comme limite supérieure des intégrales. De manière générale, l'échelle de renormalisation est fixée à une valeur de l'ordre de l'énergie transférée Q . La valeur de la section efficace doit évidemment être indépendante de ce choix.

1.6.2 Factorisation

Des divergences peuvent également apparaître à faible Q^2 , appelées divergences infra-rouges, correspondant à des émissions de faible énergie ou colinéaires de partons. Pour résoudre ce problème, on peut utiliser un théorème dit de **factorisation**, qui permet de scinder le calcul des observables en deux parties. La première partie correspond aux interactions à grand Q^2 (échelle dure à courte distance ; processus partonique), tandis que la seconde, correspondant aux interactions soft (grande distance), ne dépend pas du processus mis en jeu. La limite entre les deux parties est appelée **échelle de renormalisation** μ_f et est prise en général de l'ordre de grandeur de l'énergie transférée Q . La séparation de ces deux notions est représentée figure 1.2. Le théorème de factorisation implique que ces PDF sont universelles pour un hadron donné et peuvent être utilisées pour l'étude de processus partoniques différents.

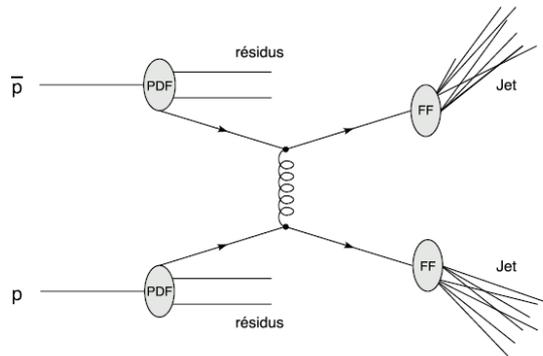


FIG. 1.2 – Illustration de la séparations entre les deux parties à prendre en compte pour le calcul d’une section efficace hadronique ($pp \rightarrow 2 \text{ jets}$). Au centre se trouve le processus partonique calculé à l’aide des diagrammes de Feynman ; les probabilités que les partons d’entrée aient une quadri-impulsion donnée est incluse dans les PDF, la fragmentation des partons de sortie en hadrons, organisés en jets, est contenue dans les FF (Fonctions de Fragmentation).

CHAPITRE 1. LES PARTICULES ÉLÉMENTAIRES ET LEURS INTERACTIONS

Chapitre 2

Présentation générale du projet LHC

L'année 2007 devrait marquer le lancement du collisionneur proton-proton LHC (Large Hadron Collider) situé au CERN. Au cours de cette expérience, des faisceaux de protons seront accélérés jusqu'à une énergie de 7 TeV le long d'un tube à vide de 27 km de circonférence. Ceci permettra de disposer d'une énergie de 14 TeV dans le centre de masse des collisions proton-proton, soit sept fois plus que l'expérience de collisions proton/antiproton Tevatron à Fermilab (Chicago).

L'expérience au LHC est motivée par l'étude de questions très diverses de la physique actuelle. L'un des objectifs majeurs est ainsi la découverte du boson de Higgs, qui permettrait d'effectuer un grand pas dans notre compréhension de la physique en expliquant l'origine des masses des particules. C'est cependant loin d'être le seul aspect scruté par les expérimentateurs, qui traqueront toute manifestation de partenaires supersymétriques, toute déviation prédite par quelque modèle aux dimensions supplémentaires, etc. Elle recherche des signatures des phénomènes au-delà du Modèle Standard et des preuves (ou des réfutations) aux différents modèles théoriques élaborés en physique des particules.

A l'intensité maximale, les faisceaux seront constitués chacun de $3 \cdot 10^{14}$ protons regroupés en 2835 paquets ; ils se croisent et sont focalisés pour créer des collisions toutes les 25 ns à quatre endroits différents (appelés **points d'interaction**) où sont placés les détecteurs. Afin de confiner les protons dans l'anneau circulaire, on a recours à 1200 aimants dipolaires supraconducteurs de 15 m de long produisant un champ magnétique intense (8,4 T) et portés à une très basse température (1,9 K). S'y ajoutent 500 aimants quadrupolaires supraconducteurs pour refocaliser les faisceaux.

Une grandeur couramment utilisée pour décrire le taux d'événements attendus par

ces détecteurs est la **luminosité** \mathcal{L} , qui permet de calculer le nombre d'événements par unité de temps d'un processus pour une section efficace donnée ($N = \sigma\mathcal{L}$). Grâce à la fréquence importante des collisions au LHC (40 MHz) et la petite taille transverse des faisceaux, l'expérience bénéficie d'une grande luminosité : on attend $\mathcal{L} = 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ lorsque l'accélérateur tournera à plein régime.

Quatre expériences entreront en scène pendant le fonctionnement du LHC. Celles-ci sont respectivement (voir figure 2.1) :

- **CMS** (Compact Muon Solenoid)
- **ATLAS** (A Toroidal LHC ApparatuS)
- **ALICE** (A Large Ion Collider Experiment)
- **LHC-b** (Large Hadron Collider beauty)

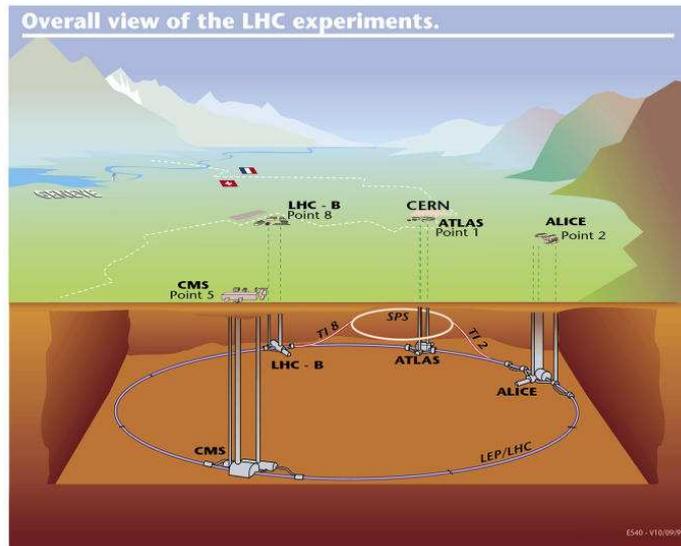


FIG. 2.1 – Vue générale des expériences au LHC

Les deux premiers détecteurs sont des détecteurs universels appelés à couvrir une très large gamme de physique. En effet, ils cherchent essentiellement le boson de Higgs et des traces de nouvelle physique, c'est-à-dire qu'ils doivent par essence scruter des événements très différents en s'affranchissant autant que faire se peut de tout a priori. Par opposition, les deux autres expériences, ALICE et LHC-b, ont des objectifs plus ciblés. ALICE étudiera la formation d'un plasma de quarks et de gluons lors de la collision d'ions lourds tandis que LHC-b étudie la violation de CP à travers l'analyse des mésons beaux (c'est-à-dire contenant un quark b ou un antiquark \bar{b}). Nous ne les

étudierons pas dans le cadre de ce travail.

Comme nous le verrons, l'étude du processus de Drell-Yan est très importante pour les deux expériences CMS et ATLAS. Avant de nous pencher plus profondément sur CMS et ses composants utiles pour l'étude du Drell-Yan, nous effectuons ici une brève description de ces deux détecteurs.

2.1 Le détecteur CMS

Afin de couvrir une large gamme de physique, le détecteur CMS doit être capable d'identifier au mieux différents types de particules, en particulier électrons, muons, photons et jets de hadrons (composés eux-mêmes de plusieurs particules). Pour ce faire, plusieurs sous-détecteurs, ayant chacun sa spécificité propre, entrent en jeu, s'emboîtant les uns dans les autres tels des poupées russes.

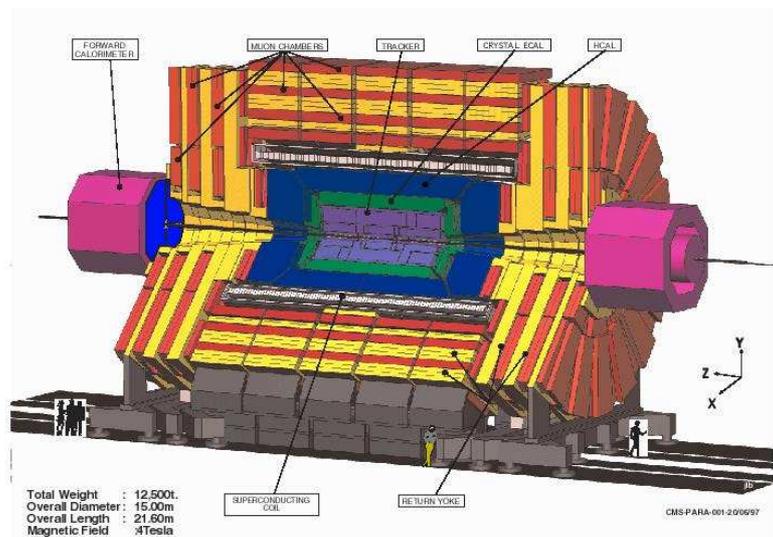


FIG. 2.2 – Schéma des différents composants du détecteur CMS

Sur le schéma du détecteur (fig. 2.2), nous distinguons au centre l'axe des tubes à vide. Immédiatement autour se trouve le **détecteur de traces** (en mauve) qui permet

de reconstruire les trajectoires des particules chargées à l'aide de 60 millions de canaux de détection en silicium. Il s'agit du plus grand détecteur de ce type jamais réalisé.

En vert est représenté le **calorimètre électromagnétique (ECAL)**, permettant la mesure destructive de l'énergie des électrons et photons, par l'intermédiaire de 83000 cristaux de PbWO_4 . L'ECAL est lui-même entouré d'un **calorimètre hadronique (HCAL)** à échantillonnage qui, comme son nom l'indique, est destiné à la mesure de l'énergie des hadrons. On peut aussi distinguer deux calorimètres avant (FCAL) destinés à mesurer d'énergie des particules les plus proches de l'axe du faisceau.

Ces calorimètres sont entourés d'un grand **aimant solénoïdal supraconducteur** (le plus grand jamais construit), en blanc, qui produira un champ de 4 T. Ce champ est créé par une bobine de 12,5 m de long et de 6,3 m de diamètre interne, formée d'un câble unique long de 50 km. Ce solénoïde est refroidi pour atteindre une température de fonctionnement de 4 K. La valeur très élevée du champ est imposée par le choix fait par la collaboration CMS d'opter pour un détecteur compact, ce qui a pour effet de réduire la flèche de la trajectoire des particules chargées et donc la précision de la mesure de la quantité de mouvement.

Enfin, autour du solénoïde se trouvent les **chambres à muons** (en rouge), qui sont placées dans la culasse de l'aimant (en jaune). Le détecteur a des dimensions de 15 mètres de diamètre et 22 mètres de longueur.

La figure 2.3 illustre l'effet des différents sous-détecteurs sur chaque type de particule. Cet effet dépendra des interactions subies par les particules ; ainsi, nous rappelons que les électrons et muons ne sont sensibles qu'à l'interaction électrofaible tandis que les hadrons interagissent aussi par interaction forte.

Les muons perdent peu d'énergie par bremsstrahlung et traversent tout le détecteur ; ils laissent, dans le trajectographe et dans les chambres à muons, une trace dont la courbure permet de mesurer l'impulsion. De même, les électrons laissent une trace dans le trajectographe et interagissent ensuite dans l'ECAL où ils déposent leur énergie. Les hadrons laissent une trace dans le trajectographe s'ils sont chargés ; ils peuvent interagir dans l'ECAL ou dans l'HCAL où ils déposent la majorité de leur énergie. Remarquons cependant que certains hadrons se désintègrent avant d'atteindre le HCAL, par exemple les pions neutres qui se désintègrent en deux photons γ . Enfin, les photons ne sont pas repérés par le trajectographe et déposent toute leur énergie dans l'ECAL.

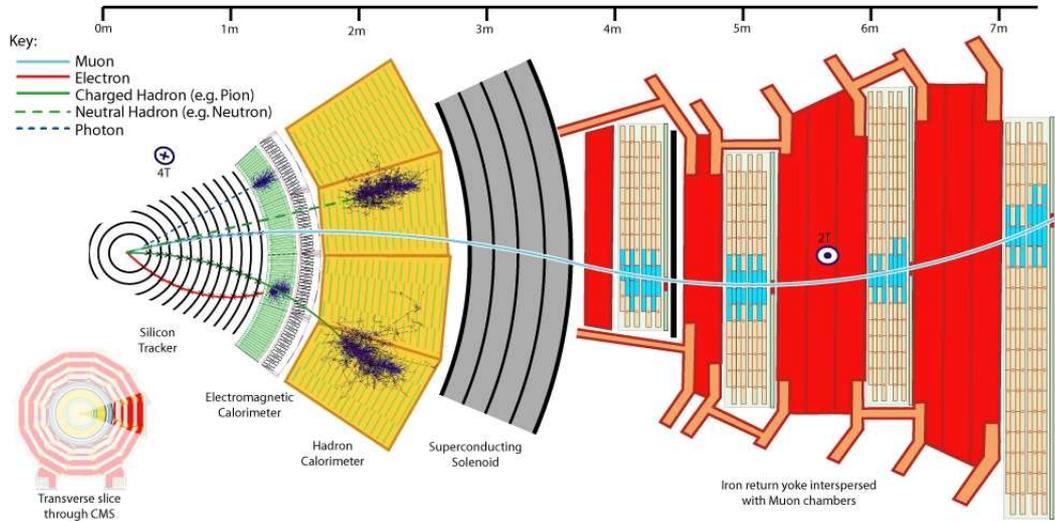


FIG. 2.3 – Représentation des parcours des différentes particules dans le détecteur CMS

2.2 Le détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS reprend les mêmes éléments que CMS, mais avec des technologies différentes. Ceci résulte de la volonté d'étudier les mêmes paramètres de l'expérience à l'aide de deux méthodes différentes, et ainsi apporter une preuve plus convaincante en cas de découverte commune.

Le schéma du détecteur ATLAS est représenté sur la figure 2.4. Nous retrouvons le **détecteur de traces** (en jaune) qui a une structure très similaire à celui de CMS. La grande différence réside dans le fait que le trajectographe est ici directement entouré d'un **aimant** (en orange) dont le champ magnétique s'élève à 2T. Les calorimètres sont donc situés en dehors du champ magnétique, ce qui a permis de s'affranchir de la contrainte imposée sur la taille des calorimètres dans CMS. En contrepartie, une partie de l'énergie des particules est perdue dans la matière des aimants et est donc inaccessible à la mesure. Autour de l'aimant, nous reconnaissons le calorimètre électromagnétique (en vert) et le calorimètre hadronique (en orange), qui sont tous deux des calorimètres à échantillonnage. Enfin, l'ensemble est entouré de **chambres à muons** (en bleu), qui sont situées à l'intérieur d'impressionnants aimants toroïdaux, à nouveau dans l'optique de faire dévier les muons pour déterminer leur charge.

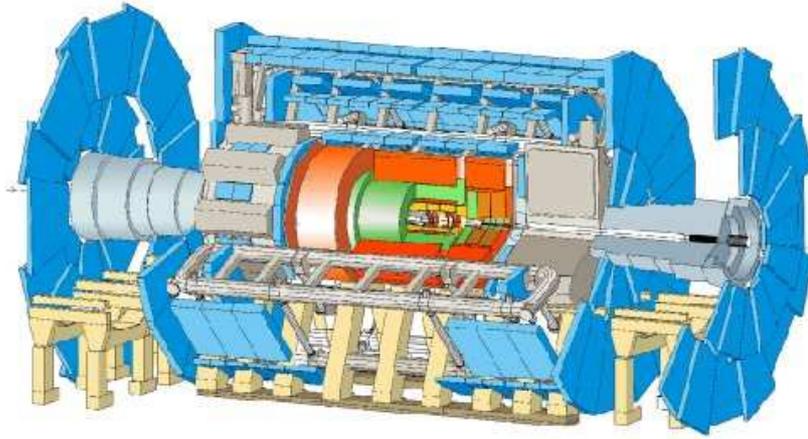


FIG. 2.4 – Vue d'ensemble du détecteur ATLAS

2.3 Repères liés aux détecteurs

Le repère du laboratoire utilisé et par rapport auquel les grandeurs physiques mesurées seront référencées est défini comme suit :

- l'axe z qui correspond à l'axe du faisceau,
- l'axe x qui pointe vers le centre de l'anneau du LHC,
- l'axe y qui est dirigé verticalement vers le haut.

Nous avons ainsi un repère dextrogyre dont l'origine est le point d'interaction des faisceaux. Dans ce repère, nous pouvons définir les angles θ et ϕ des coordonnées sphériques ; l'angle θ est l'angle par rapport à l'axe z , et ϕ est l'angle par rapport à l'axe x dans le plan transverse Oxy .

D'autre part, le problème étant à symétrie cylindrique et non sphérique, on ne s'attend pas à avoir le même nombre d'événements pour toutes les valeurs de θ . Il est donc plus commode de travailler avec une nouvelle grandeur η , appelée **pseudorapidité**, qui lui est directement liée par la relation :

$$\boxed{\eta = -\ln(\tan(\theta/2))}. \quad (2.1)$$

La pseudorapidité est une grandeur pratique car, dans les collisions de hadrons, le nombre de particules émises par unité de pseudorapidité est à peu près constant.

2.4 Couverture géométrique des différents éléments du détecteur CMS

Le détecteur CMS présente une symétrie en ϕ autour de l'axe du faisceau, ainsi qu'une symétrie orthogonale par rapport au plan $\theta = \pi/2$. Par contre, il est évidemment impossible de couvrir l'entièreté des 4π d'angle solide puisqu'il faut laisser passer le faisceau. Les différents sous-détecteurs couvrent ainsi les régions suivantes en η :

- le détecteur de traces couvre la zone $|\eta| < 2,5$,
- le calorimètre électromagnétique couvre la zone $|\eta| < 3$,
- le calorimètre hadronique couvre la zone $|\eta| < 3$,
- les chambres à muons couvrent la zone $|\eta| < 2,4$.

A ceci s'ajoute un calorimètre hadronique avant, qui couvre les zones $3 < |\eta| < 5$.

Chapitre 3

Le processus de Drell-Yan

Ce chapitre présente le processus qui constitue le fil conducteur de ce travail, et qui sera une des manifestations des collisions de protons dans les expériences au LHC. Ce processus, dit de Drell-Yan, présente des caractéristiques très intéressantes. Il permet d'une part la calibration du détecteur à haute énergie grâce à la présence d'une résonance à 91 GeV. D'autre part, nous verrons que le spectre en masse invariante présente une queue de distribution décroissant très rapidement, dont il est important de bien maîtriser la statistique afin de détecter toute déviation indicatrice de nouvelle physique.

3.1 Aperçu théorique

Le processus de Drell-Yan correspond à l'annihilation d'une paire quark-antiquark en un état qui se désintègre en une paire lepton-antilepton. Dans le cadre de ce travail, nous focalisons notre attention au cas où les leptons sont des électrons. Les électrons comme les muons fournissent un signal clair comparé aux états finals hadroniques, mais la mesure des électrons est plus précise à grande énergie. L'interaction s'effectue via l'échange d'un boson virtuel (figure 3.1); un photon γ dans le cas d'une interaction électromagnétique et un boson Z dans le cas d'une interaction faible. Nous obtenons donc deux diagrammes de Feynman à l'ordre le plus bas, et les observables physiques vont être déterminées par la somme de ces diagrammes qui interfèrent. Dans la suite du travail, nous noterons γ/Z le boson échangé pour rappeler le terme d'interférence; $M_{\gamma/Z}$ désignera la masse invariante du système, qui est donc aussi la masse invariante des électrons¹.

¹Sauf mention contraire, nous utiliserons le même terme "électron" pour les électrons et les positrons.

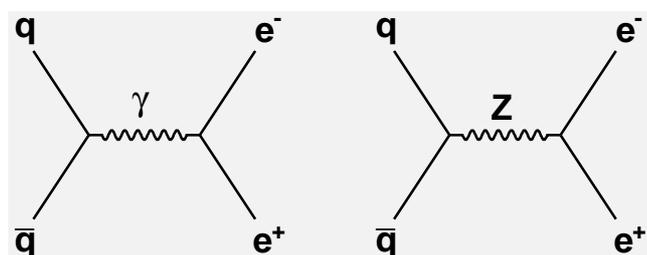


FIG. 3.1 – Représentation diagrammatique du processus de Drell-Yan à l'ordre le plus bas

Par ailleurs, remarquons qu'un autre processus possible lors de l'interaction $q\bar{q}$ serait celui où l'on retrouve une paire $q\bar{q}$ en sortie, tel que représenté à la figure 3.2. Cependant,

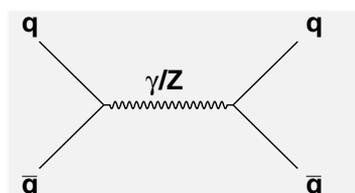


FIG. 3.2 – Processus avec paire $q\bar{q}$ en sortie

ce processus est presque impossible à étudier car il interfère avec un bruit de fond irréductible énorme dû à la diffusion entre quarks par un processus hadronique dont l'un est présenté fig. 3.3. C'est pour cette raison qu'on procède par détection de leptons

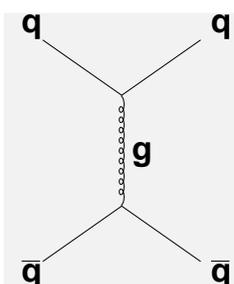


FIG. 3.3 – Une des sources de bruit pour la mesure du processus représenté fig. 3.2

(électrons, muons et taus), particules insensibles à l'interaction forte, et qui présentent ainsi un signal beaucoup plus clair (le bruit de fond étant beaucoup plus faible).

3.1.1 Paramètres cinématiques

A partir de la mesure de l'impulsion des électrons (et de leur identification), il est possible de reconstruire la masse invariante du boson virtuel en utilisant la conservation de l'énergie-impulsion lors de la désintégration du γ ou du Z . On a donc, en notation covariante de Lorentz²,

$$M_{\gamma/Z}^2 = (p_{e^-}^\mu + p_{e^+}^\mu)^2 = p_{e^-}^2 + p_{e^+}^2 + 2g_{\mu\nu}p_{e^-}^\mu p_{e^+}^\nu, \quad (3.1)$$

où les indices μ, ν parcourent les valeurs 0, 1, 2, 3 (0 pour l'énergie et 1, 2, 3 pour les trois composantes de la quantité de mouvement).

En négligeant les masses des électrons $m_e^2 = g_{\mu\nu}p_e^\mu p_e^\nu$ (ce qui implique $E_e \approx \|\vec{p}_e\|$), on obtient :

$$\boxed{M_{\gamma/Z}^2 \approx 2E_{e^-}E_{e^+} - 2\vec{p}_{e^-} \cdot \vec{p}_{e^+} \approx 2E_{e^-}E_{e^+}(1 - \cos\theta)}, \quad (3.2)$$

où θ est l'angle entre les deux électrons.

Cette relation indique que la masse invariante peut être calculée à partir de la mesure des énergies des électrons et de l'angle entre leurs quantités de mouvement. Dans la suite, nous nous intéresserons spécifiquement aux parties du détecteur permettant de mesurer ces informations.

3.1.2 Section efficace

Afin de déterminer le taux d'événements attendus, nous devons connaître la section efficace différentielle $d\sigma/dM_{\gamma/Z}$ du processus. Celle-ci peut être calculée à l'ordre le plus bas par des programmes Monte-Carlo (ici PYTHIA) et est représentée à la figure 3.4 ; on observe qu'elle décroît très rapidement avec $M_{\gamma/Z}$ aux hautes énergies. On observe un pic de résonance près de 91 GeV, qui correspond à la masse du Z .

A partir de l'allure de cette section efficace, nous pouvons déduire deux motivations principales pour l'étude du processus de Drell-Yan. Premièrement, nous pouvons profiter de la présence du pic du Z , dont la masse est bien connue, afin de calibrer le détecteur à haute énergie dès les premiers instants de prise de données. Deuxièmement, le Modèle Standard prévoit que la queue de distribution du processus de Drell-Yan à très haute masse ($M_{\gamma/Z} > 200$ GeV) décroît très rapidement. Il est donc intéressant de scruter ces hautes énergies car toute déviation à ce comportement pourrait témoigner

²voir annexe A

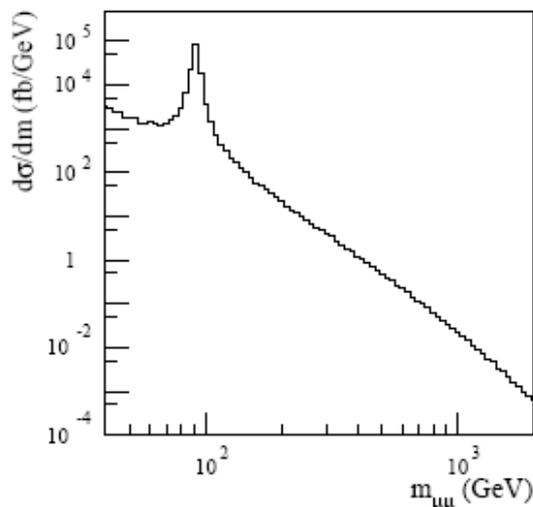


FIG. 3.4 – Allure de la section efficace différentielle $d\sigma/dM_{\gamma/Z}$ du processus de Drell-Yan calculé pour des collisions de partons à l’aide du programme PYTHIA ([4], p. 516). On observe la présence d’un pic résonant à 90 GeV correspondant à la masse du boson Z. En dehors de ce pic, la section efficace décroît très rapidement. Pour $M_{\gamma/Z} > 200$ GeV, on a une section efficace de l’ordre de 3 pb.

d’une nouvelle physique (par exemple par un pic de résonance correspondant à une nouvelle particule en plus du γ ou du Z^3). L’étude du processus à haute masse invariante (dans le cadre du Modèle Standard) constitue le but de ce travail.

Cependant, nous sommes confrontés à une difficulté importante inhérente à tout collisionneur hadronique tel que le LHC : étant donné que nous avons affaire à un collisionneur de particules composées que sont les protons, nous n’avons pas d’information directe sur l’impulsion des quarks entrant en collision. Il faut donc connaître les fractions d’impulsion du proton x_1 et x_2 emportées par les partons dans les protons 1 et 2, qui sont distribuées selon les PDF introduites dans la section 1.4. Il faut ensuite convoluer la section efficace du processus $q\bar{q}$ pour toutes les impulsions possibles des quarks. Ceci s’écrit mathématiquement

$$\sigma(pp \rightarrow e^+e^-) = \sum_i \int dx_1 \int dx_2 f_i(x_1) f_i(x_2) \sigma(q\bar{q} \rightarrow e^+e^-) \quad (3.3)$$

³Des modèles supersymétriques et à dimensions supplémentaires, par exemple, prévoient la présence de bosons Z' au-delà de 1 TeV.

où $f_i(x)$ représente la probabilité de trouver un parton emportant une fraction x de l'impulsion du proton et où l'indice i représente la saveur du quark. σ dépend des quadrivecteurs des particules entrantes et sortantes.

3.2 Simulation et analyse du processus

Dans cette section, nous présentons une étude du processus de Drell-Yan au LHC obtenue par simulation Monte-Carlo à l'aide du logiciel PYTHIA ([5]). Nous avons ensuite procédé à l'analyse des données simulées avec le logiciel ROOT.

Etant donné que nous nous intéressons surtout aux événements à haute masse invariante, nous avons effectué des coupures sur la masse du boson γ ou Z afin de ne garder que les événements potentiellement intéressants. Dans la suite, nous choisirons, sauf mention contraire,

$$M_{\gamma/Z} > 200 \text{ GeV.}$$

Nous introduisons auparavant quelques relations utiles pour l'interprétation des résultats.

3.2.1 Relations entre x_1, x_2 et les grandeurs mesurées

Il est possible de relier les valeurs de x_1 et x_2 aux grandeurs mesurées. Soient p_1^μ et p_2^μ les quadri-impulsions des protons. Au LHC, nous avons deux faisceaux parallèles de protons de 7 TeV, et nous pouvons négliger la masse des protons ($E_{1,2}^2 = |\vec{p}_{1,2}|^2$). En écrivant $\sqrt{s} = 14$ TeV l'énergie dans le centre de masse, on a :

$$p_1^\mu \equiv \frac{\sqrt{s}}{2} (1, 0, 0, 1) \quad p_2^\mu \equiv \frac{\sqrt{s}}{2} (1, 0, 0, -1) \quad (3.4)$$

Les quadri-impulsions des quarks sont donc $x_1 p_1^\mu$ et $x_2 p_2^\mu$. L'impulsion longitudinale (c.à.d le long de l'axe z du faisceau) du boson est l'impulsion relative entre les quarks

$$p_z = (x_1 - x_2) \frac{\sqrt{s}}{2}. \quad (3.5)$$

Par ailleurs, la masse invariante du boson formé vaut :

$$M_{\gamma,Z}^2 = (x_1 p_1^\mu + x_2 p_2^\mu)^2 = x_1^2 m_p^2 + x_2^2 m_p^2 + 2x_1 x_2 g_{\mu\nu} p_1^\mu p_2^\nu \approx 2x_1 x_2 g_{\mu\nu} p_1^\mu p_2^\nu, \quad (3.6)$$

en négligeant les masses des protons.

Or, en vertu de l'équation (3.4), on a

$$g_{\mu\nu}p_1^\mu p_2^\nu = \frac{s}{4}(1 + 1),$$

ce qui implique

$$M_{\gamma,Z}^2 = x_1 x_2 s. \quad (3.7)$$

Les relations (3.5) et (3.7) montrent donc qu'on peut trouver x_1 et x_2 en mesurant les valeurs de p_z et $M_{\gamma/Z}$.

3.2.2 Cinématique de production du γ/Z

Quantité de mouvement longitudinale p_z

Etudions tout d'abord la distribution de la quantité de mouvement longitudinale $p_z = (x_1 - x_2)\sqrt{s}/2$ du boson médiateur, représentée à la figure 3.5. Afin de comprendre

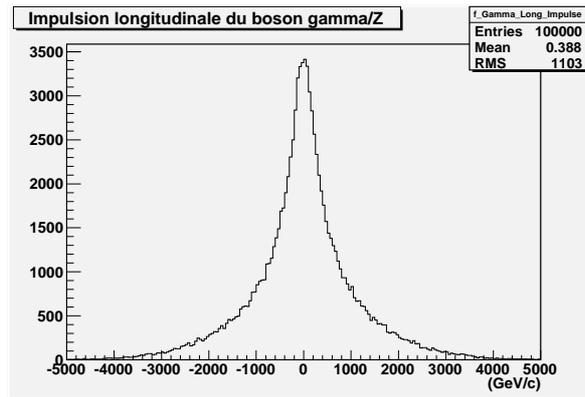


FIG. 3.5 – Quantité de mouvement longitudinale p_z du γ/Z pour $M_{\gamma/Z} > 200$ GeV

l'allure de cet histogramme, nous devons étudier les distributions x des fractions de la quantité de mouvement emportées par les quarks et les antiquarks dans le proton. La figure 3.6 montre de telles distributions pour les quarks u et \bar{u} .

Pour créer un boson d'une masse invariante $M_{\gamma/Z} = \sqrt{x_1 x_2 s}$, le produit $x_1 x_2$ doit valoir $M_{\gamma/Z}^2/s$, soit environ $2 \cdot 10^{-4}$ dans notre cas. Ceci correspond à des valeurs géométriquement symétriques de x_1, x_2 autour de $\sqrt{2} \cdot 10^{-2}$ (l'axe des abscisses étant logarithmique, nous devons prendre des valeurs symétriques autour de $\sqrt{2} \cdot 10^{-2}$). A cet endroit, l'allure des deux courbes de la figure 3.6 implique que la probabilité est maximisée si le

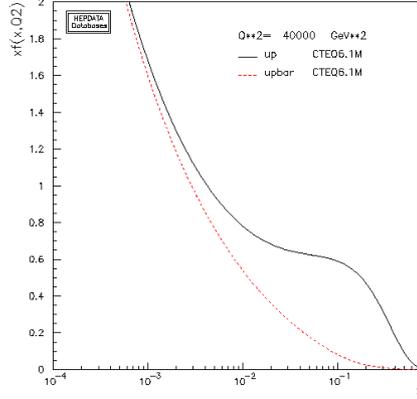


FIG. 3.6 – Distribution de la fraction de l’impulsion du proton emportée par les quarks u et \bar{u} ($M_{\gamma/Z}=200$ GeV)

couple est pris tel que $x_1 \approx x_2$, ce qui explique le pic autour de 0 dans la figure 3.5.

Des valeurs plus importantes de la quantité de mouvement du γ/Z peuvent être obtenues si les quarks emportent des fractions x différentes. Nous observons qu’il est plus probable que ce soit le quark qui emporte une fraction de la quantité de mouvement plus importante que l’antiquark dans cette gamme de valeurs de x . Si nous choisissons par exemple $x_q = 0,1$ (le p_z du quark est alors de 700 GeV), alors $x_{\bar{q}} = 2 \cdot 10^{-3}$ ($p_z = 14$ GeV), nous observons sur la figure 3.6 que les probabilités correspondantes sont non négligeables. Le système est dans ce cas boosté de $700 - 14 = 686$ GeV. Ceci explique les hautes valeurs obtenues pour la quantité de mouvement longitudinale du γ/Z dans la queue de distribution de la figure 3.5.

Quantité de mouvement transverse p_T

Observons ensuite la quantité de mouvement transverse p_T du boson γ/Z (fig. 3.7). Nous voyons que des valeurs non nulles de p_T peuvent être obtenues en dépit du fait que les faisceaux de protons sont purement longitudinaux ; ceci est dû au fait que les quarks peuvent avoir une impulsion transverse pour autant que la somme pour tous les partons du proton mène à un $p_T = 0$. L’impulsion transverse non nulle du boson γ/Z correspond à un diagramme de Feynman où l’un des quarks émet un gluon par radiation comme illustré sur la figure 3.8. La probabilité décroît avec la valeur de p_T . On obtient une valeur moyenne $\langle p_T \rangle = 30$ GeV.

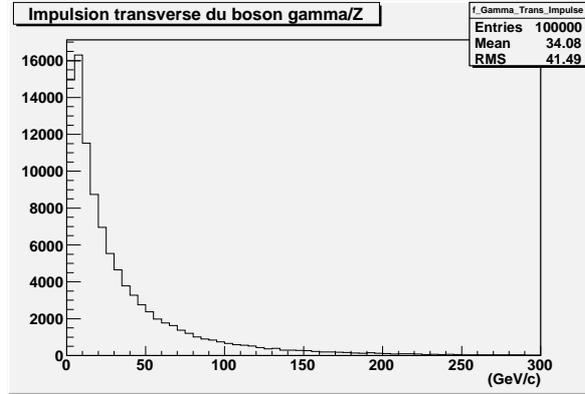


FIG. 3.7 – Impulsion transverse du γ/Z

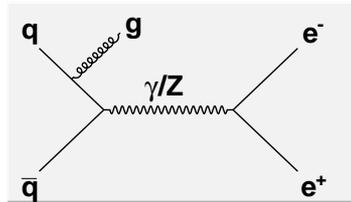


FIG. 3.8 – Processus Drell-Yan avec radiation de gluon dans l'état initial

3.2.3 Cinématique de la désintégration en électrons

La comparaison des grandeurs cinématiques liées aux électrons et aux positrons révèlent une asymétrie particule/antiparticule dans le processus. Ceci peut notamment se voir lorsqu'on analyse la distribution en énergie des deux électrons (fig. 3.9). Cette asymétrie est liée à l'interaction faible et donc à la présence du Z .

En effet, les deux électrons ont la même énergie dans le centre de masse, et la différence observée dans le repère du laboratoire implique que le boost de Lorentz n'est pas symétrique par rapport à la direction des électrons dans le centre de masse. L'explication de ce phénomène, selon la théorie de l'interaction électrofaible, est que l'électron est préférentiellement émis dans la direction du quark incident tel que représenté sur le schéma de la figure 3.10. Or, nous avons vu que le quark porte en moyenne une part plus importante de la quantité de mouvement du proton que l'antiquark (cf. fig. 3.6), ce qui implique une asymétrie électron/positron. Si la distribution en x des quarks et antiquarks avait été la même, on aurait donc eu des allures identiques pour l'électron et le positron.

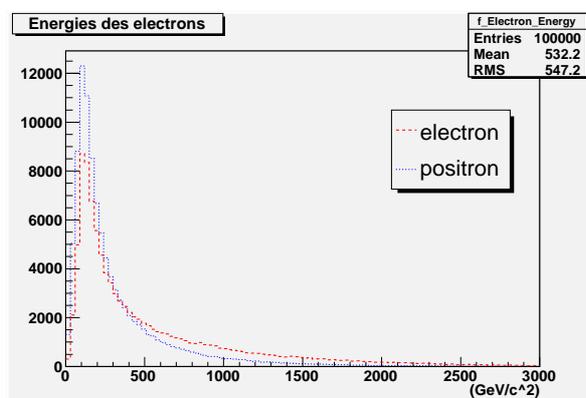


FIG. 3.9 – Comparaison des spectres en énergie des électrons et positrons dans le repère du laboratoire

Pour la même raison, la distribution en angle θ présentera une asymétrie électron/positron, ce que nous pouvons observer en comparant les distributions en pseudo-rapacité (voir figure 3.11). Nous observons que le positron est émis à des valeurs plus petites de η , et qu'il se trouve donc plus souvent dans l'acceptance du détecteur (définie à la section 2.4). Ceci sera étudié au chapitre suivant (section 4.3).

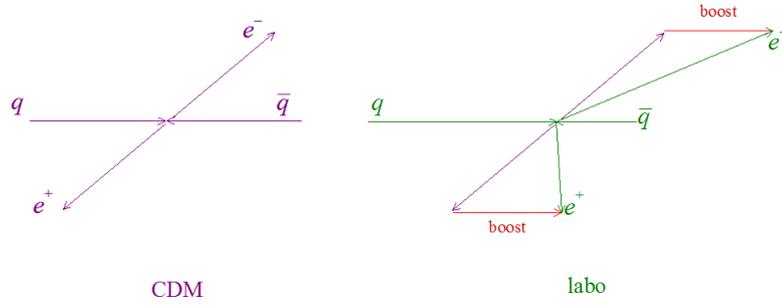


FIG. 3.10 – Schéma expliquant l'asymétrie en énergie et en angle θ de la paire électron/positron dans le repère du laboratoire. L'électron est préférentiellement émis dans la direction du quark, qui lui-même a en moyenne une quantité de mouvement plus importante que l'antiquark.

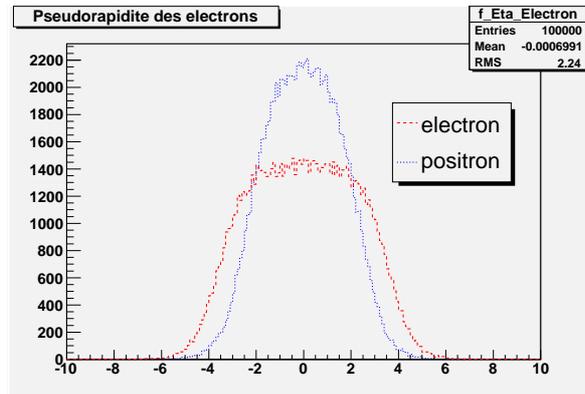


FIG. 3.11 – Comparaison des pseudorapidités des électrons et positrons

Chapitre 4

Mesure de l'énergie des électrons dans le calorimètre électromagnétique

Ce chapitre décrit la mesure de l'énergie des électrons dans le calorimètre électromagnétique (ECAL) de CMS. Un calorimètre électromagnétique est un instrument destiné à mesurer l'énergie des électrons et des photons. Cette mesure se fait de manière destructive, c'est-à-dire que la particule incidente cède toute son énergie au détecteur. L'interaction de cette particule avec l'ECAL provoque l'émission d'une gerbe de particules secondaires, appelée **gerbe électromagnétique**. Cette gerbe comprend les photons radiés par l'électron (par bremsstrahlung), qui eux-mêmes se matérialisent en paires électrons-positrons, et ainsi de suite jusqu'à ce que les particules aient perdu toute leur énergie¹.

Avant de nous lancer dans l'étude spécifique de l'ECAL de CMS, citons quelques caractéristiques générales requises par les calorimètres² (ces caractéristiques dépendent évidemment du type de calorimètre considéré) :

- Réponse rapide : pour le détecteur CMS par exemple, chaque événement potentiellement intéressant dans le détecteur (caractérisé par une grande impulsion transverse) est noyé dans une multitude d'événements inintéressants qu'il faut pouvoir éliminer rapidement. Il faut être capable de couper le plus efficacement possible les événements des collisions précédentes pour éviter les recouvrements des données,
- Résistance aux radiations,
- Couverture angulaire : il est important de couvrir l'angle solide le plus grand

¹Pour une description détaillée du processus physique de dépôt d'énergie, voir [6], pages 1244 à 1246

²voir [6], p. 1270 à 1272 pour une description détaillée

- possible afin de pouvoir faire des bilans d'énergie,
- Résolution en énergie : doit être importante pour distinguer au mieux les différents spectres,
 - Mesure d'angles : permet de calculer la masse invariante,
 - Couverture d'une grande gamme d'énergies (en particulier, les énergies des électrons doivent être mesurées dans une gamme s'étendant de quelques centaines de MeV à 3 TeV),
 - Résolution en énergie des jets de particules (pour les calorimètres hadroniques),
 - Bonne sélectivité entre électrons, photons et jets de hadrons : il peut arriver qu'un jet simule des caractéristiques similaires à celles d'un électron ou un photon,
 - Faible longueur de radiation X_0 (distance après laquelle l'énergie de la particule est réduite d'un facteur $1/e$) afin de permettre la compacité du détecteur.

4.1 Description de l'ECAL de CMS

Le calorimètre électromagnétique de CMS est assurément l'un de ses éléments les plus caractéristiques et les plus sophistiqués. Son importance découle de la physique étudiée par CMS ; en effet, le boson de Higgs peut se désintégrer en deux photons γ qui sont détectés uniquement dans l'ECAL, ou encore en une paire ZZ^* , où chaque Z peut se désintégrer en 2 électrons. La précision sur la mesure de photons et des électrons est donc fondamentale. De même, pour l'étude du processus de Drell-Yan, on s'intéresse à un signal de sortie composé de deux leptons. Lorsque ceux-ci sont des électrons, le rôle de l'ECAL devient à nouveau fondamental.

Nous décrivons dans cette section la géométrie, les caractéristiques et les performances attendues de l'ECAL de CMS. Leur connaissance est indispensable afin d'avoir une idée des signaux attendus suite à un événement de type Drell-Yan. Une description technique détaillée peut se trouver dans le Technical Design Report de l'ECAL [7], pages 146 à 198.

4.1.1 Géométrie du détecteur

Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.1, l'ECAL est composé de deux parties principales :

- le **tonneau**, cylindrique, entoure le faisceau. Il couvre la région $|\eta| < 1,479$ ($25,7^\circ < \theta < 154,3^\circ$).
- les **bouchons** qui ferment le détecteur afin de détecter les particules émises vers l'avant. Ils couvrent la région $1,479 < |\eta| < 3$ ($5,7^\circ < \theta < 25,7^\circ$ et $154,3^\circ < \theta <$

174, 3°).

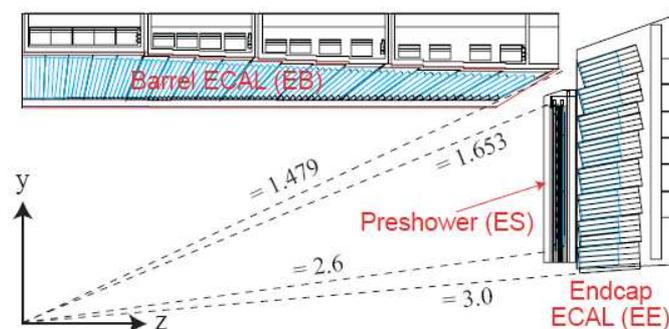


FIG. 4.1 – Géométrie de l'ECAL de CMS ([7], p. 146)

Le calorimètre couvre donc la région $|\eta| < 3$, mais la région intermédiaire entre le tonneau et les bouchons ($1.479 < |\eta| < 1.659$) est moins bien couverte (d'autant plus que les câbles du trajectographe sont acheminés hors du détecteur à cet endroit). La mesure de l'énergie des particules émises dans ces directions s'en trouve dégradée ; des algorithmes de reconstruction existent, mais l'incertitude sur l'énergie y reste plus importante.

Le tonneau, dont le rayon vaut 1,29 m, est scindé en 18 supermodules en l'angle ϕ (couvrant chacun un intervalle en ϕ de 20°), comportant eux-mêmes 4 modules (avec cette fois une division en η). Ces quatre modules comportent à leur tour plusieurs sous-modules de 10 cristaux de PbWO_4 chacun. Les cristaux d'un même module ont une forme unique. Un supermodule est montré figure 4.2.



FIG. 4.2 – Supermodule du tonneau ([7], p. 147)

Les bouchons, situés à 3,144 m du point d'interaction, sont quant à eux segmentés en x, y . Les cristaux y sont tous de même forme et sont assemblés en supercristaux (groupes de 5×5 cristaux).

Les cristaux, dont les caractéristiques physiques sont décrites dans la section 4.1.2, pointent vers le vertex de la collision. Ils présentent une face avant dont la surface vaut $22 \times 22 \text{ mm}^2$ pour le tonneau et $28,62 \times 28,62 \text{ mm}^2$ pour les bouchons. D'autre part, les cristaux du tonneau sont inclinés de manière à intercepter un intervalle bien défini dans l'angle θ , ce qui implique qu'ils ont une forme de pyramide tronquée. Ceux des bouchons ont par contre une forme quasi parallélépipédique. Les cristaux sont disposés dans une géométrie quasi projective vers la zone d'interaction, mais avec un décalage de 3° afin d'éviter qu'une particule passe entièrement dans les zones mortes. Le nombre total de cristaux est de 83000.

Par ailleurs, nous remarquons sur la figure 4.1 la présence d'un **détecteur de pied de gerbe** au devant des bouchons. Son excellente granularité permet de séparer les photons isolés des π^0 qui se désintègrent en deux photons proches et améliore la précision sur la position des électrons et photons. Il s'agit d'un détecteur à échantillonnage composé d'un milieu absorbeur en plomb et d'un milieu actif sous forme de senseurs en silicium. Il couvre la région $1,653 < |\eta| < 2,6$. L'épaisseur traversée avant le premier plan de senseurs est de $2 X_0$ alors que le second suit à une longueur X_0 plus loin. Ainsi, 95% des électrons débutent leur gerbe avant le second plan de senseurs.

4.1.2 Physique du détecteur

La collaboration CMS a fait le choix d'un calorimètre homogène sous la forme d'un détecteur à scintillation composé de cristaux de tungstate de plomb (PbWO_4). Ces cristaux sont très denses ($8,3 \text{ g/cm}^3$) et présentent l'avantage d'avoir une petite longueur de radiation X_0 , de l'ordre de 0.89 cm (trois fois moins que le NaI), ce qui a permis de limiter leur taille tout en présentant une épaisseur de $26 X_0^3$. Le rayon de Molière, qui définit l'étalement latéral du dépôt d'énergie, est très petit également (2,2 cm - ce qui correspond à la largeur des cristaux). Ces caractéristiques ont permis de construire un calorimètre très compact.

Le PbWO_4 a en outre un temps de réaction très court : 80 % de la lumière émise est collectée en 25 ns (ce qui correspond au temps entre deux collisions du faisceau). Le principal désavantage de ce matériau a trait à son faible rendement de scintillation

³Pour être précis, les cristaux du tonneau ont une profondeur de $25,8 X_0$ alors que ceux des bouchons sont un peu plus courts ($24,7 X_0$).

(150 γ /MeV; 200 fois moins que le NaI), ce qui a obligé une optimisation minutieuse du système de collection du signal. Pour une particule d'énergie égale à 1 MeV, environ 4,5 photoélectrons sont finalement collectés par les photodiodes d'avalanche⁴ (pour le tonneau) et les triodes à vide⁵ (pour les bouchons). Les cristaux sont polis afin d'augmenter le facteur de réflexion. Il a cependant fallu avoir recours à des méthodes subtiles en ce qui concerne les cristaux du tonneau dont un seul côté est poli. En effet, leur forme de pyramide tronquée rend la collection de lumière non uniforme et il a donc fallu dépolir une des faces latérales afin de restaurer l'uniformité.

D'autre part, les cristaux doivent pouvoir résister à de hauts taux de radiation. Les radiations ionisantes créent des sites d'absorption de la lumière de scintillation dépendant de la longueur d'onde, ce qui nécessite une calibration continue avec une lumière laser. Des tests ont montré que le niveau de performances était restauré après exposition aux radiations⁶.

4.1.3 Acquisition du signal

Le signal lumineux produit par les cristaux est transformé en courant électronique par des photodiodes à avalanche (jonctions p-n polarisées en sens inverse où les photoélectrons subissent une multiplication d'avalanche de gain ≈ 50). Ces diodes doivent également résister à un champ de 4 T. Le gain est très sensible aux variations de température et de tension; le contrôle de ces deux paramètres doit donc se faire avec une précision supérieure à 0.1 degré et 40 mV. La photodiode est suivie d'un ensemble préamplificateur-échantillonneur composé de quatre amplificateurs afin d'amplifier le signal différemment en fonction de l'énergie de la particule, et ainsi permettre le codage des données sur 12 bits par le convertisseur analogique-numérique. La suite de la lecture est réalisée à l'aide d'une chaîne numérique.

4.1.4 Résolution en énergie

Le but de la complexité mise en oeuvre pour la conception du calorimètre électromagnétique est d'obtenir une excellente résolution en énergie pour des électrons et photons

⁴Ce sont, comme le nom l'indique, des diodes composées de plusieurs couches de dopages différents et placées en régime d'avalanche. Les photons collectés créent une paire électron/positron qui gagnent ensuite les électrodes (pour une description détaillée, voir [8])

⁵Les triodes à vide sont des photomultiplicateurs capables de résister à des taux de radiations plus élevés que les photodiodes.

⁶voir [7], page 148

d'énergie supérieure à quelques dizaines de GeV. Ceci permet notamment d'optimiser les chances de découverte du boson de Higgs, dont la largeur naturelle de désintégration est inférieure au GeV. La résolution du détecteur peut être décrite par la formule suivante (voir [8] et [6], p. 1246 à 1248)

$$\boxed{\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c} \quad (4.1)$$

où σ représente l'écart-type et le symbole \oplus signifie qu'on prend la somme quadratique de l'expression. Les trois termes représentent des sources d'erreurs différentes :

- a est le terme stochastique, qui décrit les fluctuations de la gerbe électromagnétique et du nombre de photons de scintillation et de photo-électrons émis. Le calorimètre est conçu pour que a ait une valeur autour de $2,7\% \sqrt{GeV}$ dans le tonneau et $5,7\% \sqrt{GeV}$ dans les bouchons. La différence entre tonneau et les bouchons est principalement due au fait que les photomultiplicateurs des bouchons ont une efficacité quantique plus faible et produisent donc moins de photoélectrons⁷.
- b représente le terme de bruit indépendant de l'énergie tel que le bruit des composants électroniques et le recouvrement des signaux correspondant à des collisions proton-proton successives. Sa valeur est estimée à basse luminosité à 155 MeV pour le tonneau et 770 MeV pour les bouchons (respectivement 210 MeV et 915 MeV à haute luminosité). Ici, la différence provient du fait que les cristaux du tonneau couvrent tous un même intervalle en η au contraire de ceux des bouchons, ainsi qu'aux différences de bruit électronique.
- c décrit la précision de l'inter-calibration de tous les cristaux ; toute non-uniformité en η ou en ϕ , due soit à des différences de qualité entre cristaux, à la segmentation du calorimètre, à la distribution de matériaux morts, aux différences de gain entre canaux électroniques, etc. Le terme c est estimé à 0.55 % à haute énergie.

4.1.5 Techniques de calibration

La précision obtenue sur le paramètre c de l'équation (4.1) dépend fortement de la qualité des techniques de calibration de la réponse des cristaux. Il existe pour cela deux classes de méthodes : les faisceaux tests en laboratoire avant installation, et l'inter-calibration in situ. Ces méthodes sont décrites dans [9] et [10] (p. 41 à 75), et nous allons

⁷Le rendement quantique est de 75% pour les photodiodes à avalanche et de 22% pour les phototriodes à vide, voir [7] (p. 149)

brièvement les exposer ici afin de motiver notre étude des performances du ECAL en début de prise de données pour la mesure du processus de Drell-Yan.

Pendant la période de pré-calibration, deux techniques sont utilisées :

- balayage avec des faisceaux-tests d'électrons de haute énergie,
- calibration en laboratoire avec des sources de ^{60}Co (qui émettent des γ de 1,2 MeV), ce qui permet d'atteindre une résolution de 4%,
- illumination par laser à trois longueurs d'onde différentes.

Après installation du détecteur, on peut encore raffiner les performances par des techniques de calibration in situ :

- inter-calibration par des muons cosmiques alignés le long de l'axe des cristaux (précision attendue de 3 à 3,5% après une semaine),
- uniformité en ϕ :
Etant donné la symétrie du détecteur, on s'attend à détecter le même nombre moyen de particules pour toutes les valeurs de l'angle ϕ à η fixé. On compare ainsi l'énergie déposée dans un cristal à la moyenne dans l'anneau en θ décrit par les autres cristaux de même pseudorapidité. Cette méthode est simple et rapide. La précision est limitée à une valeur comprise entre 1 et 3% en raison des inhomogénéités des matériaux du trajectographe.
- inter-calibration en η grâce au canal $Z \rightarrow e^+e^-$:
La production résonante d'un boson Z implique la présence d'un pic autour de 91 GeV dans le spectre de masse invariante des particules de l'état final. On peut donc réaliser un ajustement des facteurs de calibration des différents anneaux de cristaux, en utilisant la contrainte fournie par la masse invariante théorique de la paire e^+e^- . Cette méthode devrait permettre d'atteindre des précisions supérieures aux précédentes (de l'ordre de 0,6%), mais après des temps plus longs (de l'ordre d'un an).
- inter-calibration en η avec des électrons isolés
Ceci est possible par comparaison avec la mesure de la quantité de mouvement dans le trajectographe (lorsque celui-ci sera totalement opérationnel). La difficulté principale réside dans la radiation de photons de bremsstrahlung entre le trajectographe et l'ECAL. La précision attendue est de l'ordre de 0,5-1,5% pour le tonneau et 1-1,5% pour les bouchons, après environ deux ans de prise de données.
- inter-calibration par ajustement contraint grâce aux canaux $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ et $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$.

La précision de ces techniques dépend du nombre d'événements recueillis pour la calibration et donc s'améliore avec le temps.

Par ailleurs, la transparence des cristaux est contrôlée pendant le fonctionnement en mesurant la réponse à des faisceaux laser.

Les performances des différentes techniques sont résumées dans le tableau 4.1.

Méthode	précision attendue	luminosité intégrée	nombre d'événements	temps de prise de données
faisceaux d' e^-	-	-	1000/cristal	1 semaine
sources de ^{60}Co	4%	-	-	continu
muons cosmiques	3-3,5%	-	$\approx 1000/\text{cristal}$	1 semaine
uniformité en ϕ	1 à 3% (selon η)	-	10^7	10 heures
canal $Z \rightarrow e^+e^-$	0,6%	2fb^{-1}	10^6	≈ 1 an
e^- isolés	0,5-1,5% (tonneau)	5fb^{-1} (tonneau)	10^6	≈ 2 ans
	1-1,5% (bouchons)	7fb^{-1} (bouchons)	$\approx 10^6$	≈ 2 ans

TAB. 4.1 – Caractéristiques des différentes techniques de calibration et inter-calibration ([9] et [10])

4.2 Critères de sélection des paires d'électrons dans l'ECAL

L'analyse des données des expériences au LHC passeront par un système de déclenchement (trigger) qui sélectionne en temps réel les événements que l'on souhaite envoyer vers le système d'acquisition de données. Au LHC, la fréquence importante des collisions (40 MHz) et la taille de stockage d'un événement (1 MB) ne permettent pas de d'analyser tous les événements. Pour cette raison, des critères de sélection supplémentaires sont appliqués dans le but de supprimer au plus vite une partie de la multitude d'événements inintéressants⁸ afin d'optimiser le taux de données témoins de "nouvelle physique" et réduire autant que possible le taux d'informations à traiter. De plus, un temps mort doit être appliqué entre deux lectures des données pour permettre le traitement de l'information.

Dans cette optique, la collaboration CMS a décidé de ne garder que les événements dans lesquels soit un électron a une impulsion transverse supérieure à 26 GeV soit ceux

⁸Par "inintéressants", nous désignons les événements dont la physique est connue et qui ne sont donc pas porteurs d'une éventuelle découverte ou qui ne peuvent servir à des mesures de précision (pour la calibration du détecteur).

pour lesquels deux électrons ont chacun une impulsion transverse supérieure à 14.5 GeV. Ces coupures sont effectuées par le système de déclenchement (trigger). En résumé, nous avons donc :

critères de sélection en impulsion transverse :	1 él. avec $p_T > 26$ GeV
	2 él. avec $p_T > 14.5$ GeV

Il faut ajouter à cela des critères d'acceptance géométrique liés au fait que l'ECAL ne couvre que les valeurs de $\eta < 3$ (voir section 4.1.1).

4.3 Acceptance des paires d'électrons issus du processus de Drell-Yan

Dans ce paragraphe, nous étudions le taux d'événements de type Drell-Yan qui seront supprimés pour des raisons géométriques ou par les critères de sélection décrits à la section 4.2. Nous avons généré des lots d'événements Drell-Yan (de masse invariante $M_{\gamma/Z} > 200$ GeV) avec PYTHIA, sur lesquels nous avons appliqué les coupures liées à l'acceptance et au système de déclenchement. Nous étudierons également les nombres d'électrons atteignant le tonneau et les bouchons séparément.

Il importe de se faire une idée de la proportion d'événements gardés, en y incluant les conditions du système de déclenchement. Pour $M_{\gamma/Z} > 200$ GeV, le nombre d'événements total pour 1 fb^{-1} est de 2712. Les coupures géométriques en η éliminent 654 événements (24%) alors que les coupures en p_T ne rejettent qu'un seul événement parmi ceux restants. Ces nombres sont présentés dans le tableau 4.2 où ils sont comparés aux valeurs obtenues pour une coupure $M_{\gamma/Z} > 500$ GeV. On observe que la proportion

	$M_{\gamma,Z} > 200$ GeV	$M_{\gamma,Z} > 500$ GeV
% événements gardés	73.86 %	88.45 %
section efficace (fb)	$2.712 \cdot 10^3$	99.14

TAB. 4.2 – Pourcentages de paires d'électrons détectées dans l'ECAL sur base du système de déclenchement et des conditions géométriques.

d'événements retenus augmente avec la masse du γ/Z . on peut en effet voir sur la figure 4.3 que l'augmentation de la quantité de mouvement transverse p_T des électrons est plus importante que celle du boost longitudinal p_z du boson γ/Z lorsque l'énergie

du centre de masse $M_{\gamma/Z}$ augmente. Nous observons que p_z passe de 499 à 872 GeV alors que p_T passe de 115 à 252 GeV ; la composante longitudinale p_z de la quantité de mouvement augmente donc d'un facteur 1,75, alors que la composante transverse p_T est multipliée par 2,19. Cette légère amélioration du taux de mesure géométrique est cepen-

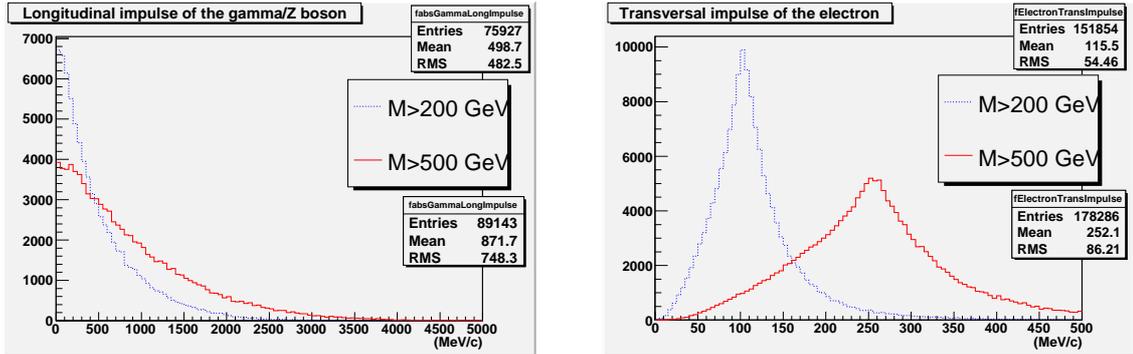


FIG. 4.3 – Variations de la norme de la quantité de mouvement longitudinale du γ/Z (à gauche) et de la quantité de mouvement transverse (à droite) pour deux coupures sur la masse invariante ; $M_{\gamma/Z} > 200$ GeV et $M_{\gamma/Z} > 500$ GeV

dant complètement négligeable devant la chute rapide de la section efficace du processus.

Par ailleurs, il est intéressant de connaître le taux d'électrons atteignant le tonneau et le bouchon car nous avons vu que les résolutions de ces deux parties du détecteur étaient différentes. De plus, il est possible que les bouchons de l'ECAL ne soient pas totalement disponibles lors de la mise en route du LHC, et il a donc semblé utile d'avoir une estimation du nombre d'événements détectés grâce au seul tonneau (c.à.d lorsque les deux électrons ont des valeurs de $\eta < 1.47$). Etant donné que les bouchons du HCAL seront disponibles à ce moment, on a aussi pensé les utiliser pour détecter les électrons ; nous avons donc également calculé le nombre d'événements avec un électron dans le tonneau et un dans les bouchons ; ainsi que ceux pour lesquels les deux électrons sont dans les bouchons, pour une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$ (\approx la première année de prise de données). Ceci est représenté au tableau 4.3.

En comparant les deux premières colonnes, nous pouvons déjà observer que le rôle du système de déclenchement est négligeable pour les processus à hautes masses invariantes tels ceux qui nous concernent. Ceci pouvait se voir sur la figure 4.3 (droite), qui montre que le p_T des électrons est presque toujours supérieur à 26 GeV.

D'autre part, nous avons dressé les histogrammes de l'impulsion transverse des électrons mesurés dans les différentes configurations géométriques (voir fig. 4.4). En

4.3. ACCEPTANCE DES PAIRES D'ÉLECTRONS ISSUS DU PROCESSUS DE DRELL-YAN

	Sans trigger	Trigger (voir section 4.2)	Trigger & 1 él. $p_T > 100$ GeV	Trigger & 1 él. $p_T > 200$ GeV
2 él. dans tonneau	732 (27,0%)	732 (27,0%)	608 (22,4%)	91 (3,4%)
1 él. dans tonneau et 1 él. bouchon	947 (34,9%)	947 (34,9%)	505 (18,6%)	61 (2,2%)
2 él. dans bouchons	380 (14,0%)	379 (14,0%)	321 (11,8%)	33 (1,2%)
total	2059 (75,9%)	2058 (75,9%)	1434 (52,8%)	185 (6,8%)

TAB. 4.3 – Nombre d'événements mesurés à $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$ pour les différentes conditions géométriques à $M_{\gamma,Z} > 200$ GeV (2712 événements attendus).

comparant les deux figures supérieures, nous observons que la quantité de mouvement transverse des électrons atteignant le tonneau est en moyenne supérieure à celle de ceux qui atteignent les bouchons. Lorsque les deux électrons arrivent dans les bouchons, l'allure de la distribution a une forme assez particulière caractérisée par deux pics différents.

Cet effet est encore plus visible si on augmente la coupure sur la masse invariante $M_{\gamma/Z}$, tel qu'illustré sur la figure 4.5 pour la coupure $M_{\gamma,Z} > 500$ GeV.

Expliquons la présence de chacun des deux pics de la figure 4.5 :

1. Premier pic : $p_T < 150$ GeV

Le premier cas représente une paire d'électrons qui atteignent les bouchons avec une faible quantité de mouvement transverse devant leur quantité de mouvement dans le centre de masse (CM), qui est supérieure à 250 GeV ($= M_{\gamma/Z}/2$)⁹. Dans ce cas, l'impulsion longitudinale du boson doit être faible également. En effet, dans le cas contraire, soit une des deux particules serait projetée encore plus près du faisceau et ne serait plus détectée, soit une d'entre elles arriverait dans le tonneau. Pour un boost faible, l'angle entre les électrons dans le repère du laboratoire est proche de 180 degrés, ce qui correspond au schéma 4.6. Ceci est confirmé par une analyse des angles entre les électrons pour les événements avec 2 électrons qui ont $p_T < 150 \text{ GeV}$.

⁹Cela signifie que la composante longitudinale p_z^* dans le CM est importante. En effet, si nous considérons que le boost s'effectue le long de l'axe z , ce qui implique que l'impulsion transverse est la même dans le référentiel du laboratoire et celui du CM : $p_T = p_T^*$

CHAPITRE 4. MESURE DE L'ÉNERGIE DES ÉLECTRONS DANS LE
CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

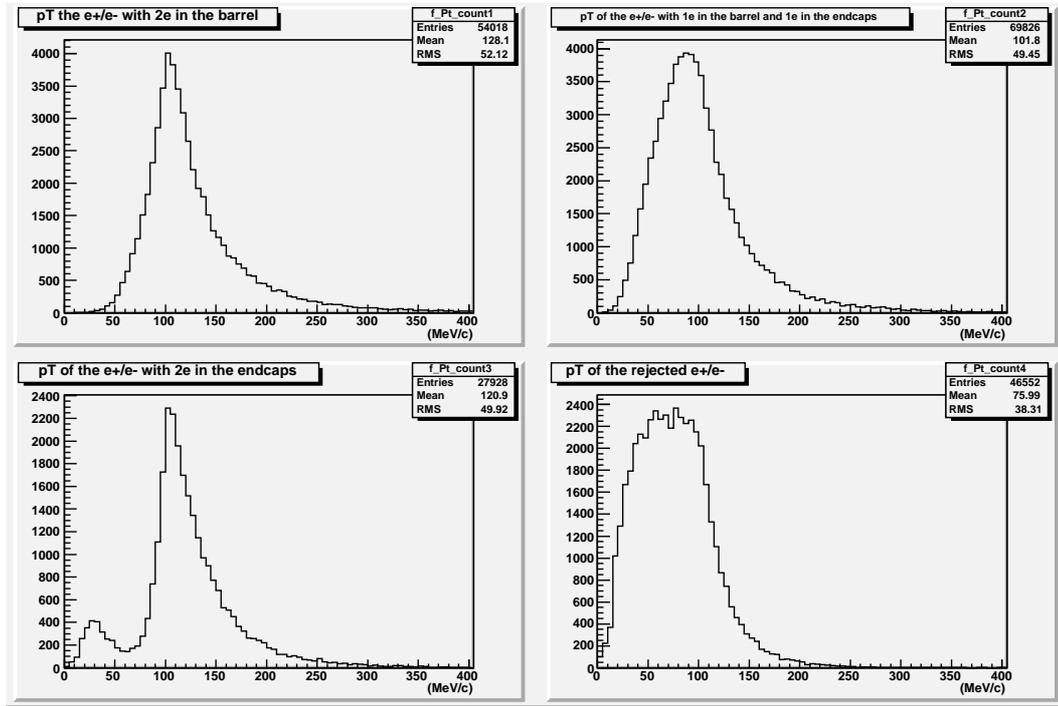


FIG. 4.4 – Distribution des quantités de mouvement transverses de l'électron ou du positron selon les conditions géométriques (pour $M_{\gamma,Z} > 200$ GeV) - en haut à gauche : les deux électrons atteignent le tonneau ; en haut à droite : un électron dans le tonneau et un autre dans les bouchons ; en bas à gauche : les deux électrons atteignent les bouchons ; en bas à droite : un ou deux électron(s) échappe(nt) au détecteur

2. *Second pic* : $p_T > 150$ GeV

Dans le second cas, l'impulsion transverse des électrons est importante. Un boost important du γ/Z peut alors modifier la direction initiale des électrons dans le centre de masse de manière à ce qu'ils atteignent tous les deux le même bouchon. L'angle entre les électrons dans le laboratoire sera alors beaucoup plus faible. Ceci est expliqué par le schéma de la figure 4.7, et confirmé par la distribution correspondante.

4.3. ACCEPTANCE DES PAIRES D'ÉLECTRONS ISSUS DU PROCESSUS DE DRELL-YAN

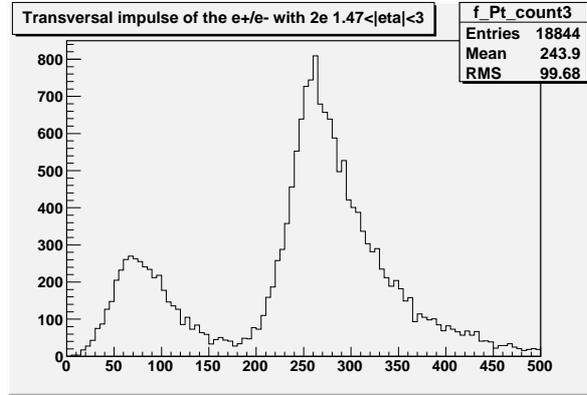


FIG. 4.5 – Distribution des impulsions transverses des électrons lorsqu'ils sont tous les deux détectés par les bouchons pour $M_{\gamma,Z} > 500$ GeV

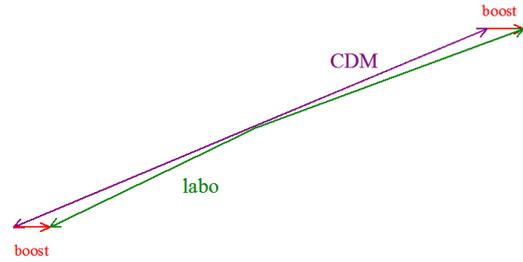
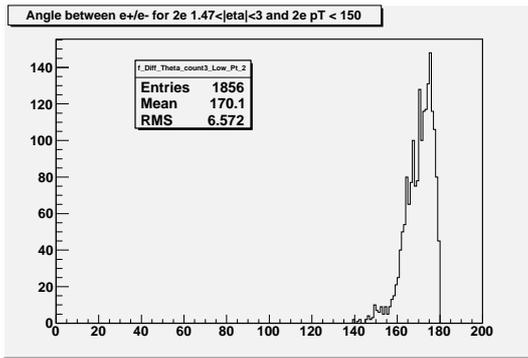


FIG. 4.6 – Angles entre les deux électrons lorsqu'ils ont tous les deux une impulsion transverse $p_T < 150$ GeV

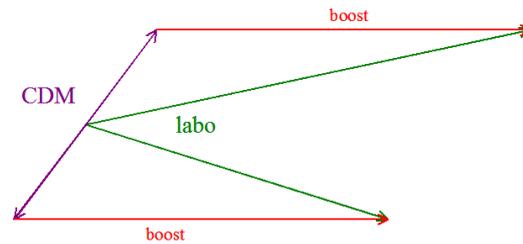
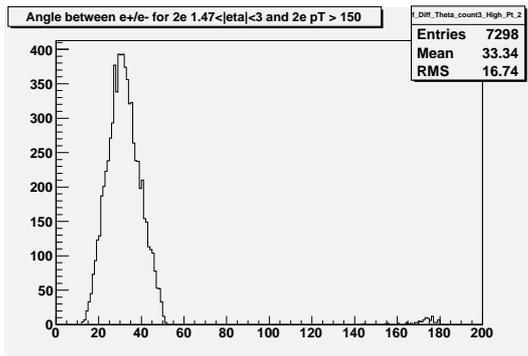


FIG. 4.7 – Angles entre les deux électrons lorsqu'ils ont tous les deux une impulsion transverse $p_T > 150$ GeV

*CHAPITRE 4. MESURE DE L'ÉNERGIE DES ÉLECTRONS DANS LE
CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE*

Chapitre 5

Etude des erreurs systématiques sur la mesure de la section efficace

Nous nous intéressons à l'étude des erreurs systématiques sur la mesure de la section efficace du processus de Drell-Yan liées aux incertitudes théoriques et expérimentales. Il est en effet important de connaître la précision sur la section efficace et sur la reconstruction de l'histogramme de $d\sigma/dM_{\gamma/Z}$ du processus de Drell-Yan afin de déterminer la sensibilité à une déviation par rapport au Modèle Standard. D'autre part, en étudiant l'importance relative des différentes sources d'incertitude, on peut identifier lesquelles dominant et si on peut les réduire.

La section efficace totale σ du processus de Drell-Yan est liée au nombre d'événements mesurés N par la relation

$$\sigma = \frac{N}{\int \mathcal{L} dt} \frac{1}{\mathcal{A} \times \epsilon_1 \epsilon_2} \quad (5.1)$$

où \mathcal{L} est la luminosité, \mathcal{A} est l'acceptance du détecteur et ϵ_1, ϵ_2 sont les efficacités de sélection des électron et positron. Nous distinguons deux types d'erreurs qui vont déterminer la précision sur la valeur de la section efficace totale :

- les erreurs systématiques de la simulation sur la valeur de σ (par exemple les incertitudes sur les valeurs des PDF),
- la valeur de l'efficacité de sélection des événements ϵ^2 .

Nous commencerons par évaluer l'influence des incertitudes sur la valeur des paramètres associés aux fonctions de distribution de partons. Le chapitre 6 sera quant à lui consacré à l'étude de l'efficacité de sélection ϵ et à sa mesure.

Dans ce chapitre, nous étudierons également l'effet d'une dégradation des mesures

sur la reconstruction de la section efficace différentielle $d\sigma/dM_{\gamma/Z}$. Nous effectuerons cette étude pour une coupure sur la masse invariante $M_{\gamma/Z} > 200$ GeV. Nous rappelons que la distribution en masse invariante peut être obtenue à partir de la mesure des paramètres cinématiques des électrons à partir de la formule (3.2) :

$$M_{\gamma/Z}^2 = 2E_{e^-}E_{e^+}(1 - \cos\theta).$$

Nous verrons comment une dégradation de la mesure d'un des paramètres E_{e^-} , E_{e^+} ou θ peut influencer la précision de la distribution $d\sigma/dM_{\gamma/Z}$, en comparaison avec les erreurs statistiques associées à une luminosité donnée (en l'occurrence 1 fb^{-1}).

5.1 Erreur liée aux fonctions de distribution de partons

Une erreur systématique des données que nous générons est liée aux incertitudes sur les fonctions de distribution de partons (PDF) introduites au chapitre 1. Ceci implique une erreur irréductible sur nos simulations, qu'il est important de quantifier afin d'estimer son importance vis-à-vis des erreurs statistiques et expérimentales.

Nous avons vu à la section 1.5 que les PDF sont paramétrées par l'intermédiaire de 20 paramètres indépendants. Nous avons observé l'effet d'une variation d'une déviation standard de chacun de ces paramètres indépendants sur la section efficace du processus de Drell-Yan (voir figure 5.1). Nous observons un écart-type de l'ordre de 4% de la section efficace lorsque nous prenons la somme quadratique des erreurs obtenues pour les différents paramètres :

$$\sigma = 2,72_{-0,10}^{+0,11} \text{ pb.} \quad (5.2)$$

Le jeu de référence comprend 2712 événements pour 1 fb^{-1} , et il y correspond une erreur poissonnienne de $\sqrt{2712} = 52$ événements. L'erreur statistique sur le nombre d'événements mesurés est donc environ deux fois moindre que l'incertitude systématique due aux PDF. La valeur de la section efficace totale sera donc contrainte par les erreurs systématiques sur les paramètres des PDF pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} .

Par ailleurs, le tableau 5.1 donne les nombres d'événements attendus pour les variations des paramètres des jeux de PDF donnant des résultats extrêmes, à une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} . Pour les paramètres 10 et 15 dont les déviations donnent des nombres d'événements respectivement maximal et minimal, nous nous sommes intéressés à l'évolution de la section efficace différentielle $d\sigma/dM_{\gamma/Z}$. Nous avons effectué une division boîte par boîte du spectre correspondant avec le spectre de référence pour une grande

5.1. ERREUR LIÉE AUX FONCTIONS DE DISTRIBUTION DE PARTONS

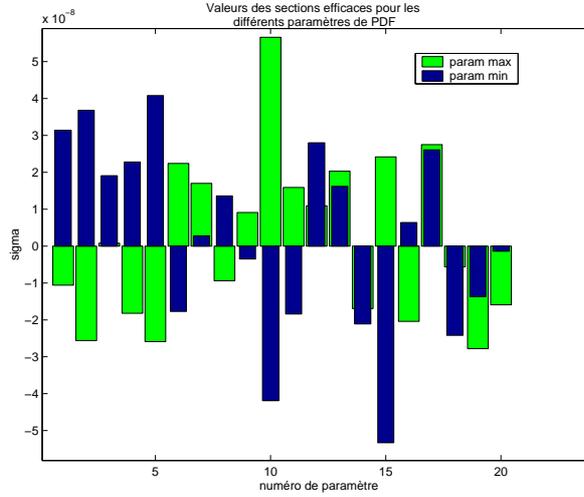


FIG. 5.1 – Variation de la section efficace pour des variations de ± 1 déviation standard de chacun des 20 paramètres des PDF

section efficace	σ_{ref}	σ_{max} (param. 10)	σ_{min} (param. 15)
nombre attendu d'événements	2712	2768	2658

TAB. 5.1 – Nombre d'événements attendus pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} et après une déviation standard des paramètres les plus critiques des PDF (paramètres 10 et 15 cf. figure 5.1)

statistique (voir figure 5.2).

Nous observons que la division des histogrammes donne une distribution centrée autour de 1, avec une dispersion χ^2 de l'ordre de 1, ce qui signifie qu'aucune dépendance dans l'allure de la distribution en fonction de la masse n'est observable à cette statistique. Nous en déduisons que les variations de la section efficace différentielle ne dépendront que des erreurs statistiques à 1 fb^{-1} (2700 événements).

D'autre part, l'utilisation des PDF dépend de l'échelle de factorisation (voir section 1.6). Le calcul de la section efficace est censé être indépendant de ces échelles pour un développement à tous les ordres. Dans notre cas, nous nous limitons à l'ordre dominant, et l'indépendance d'échelle se vérifie semi-empiriquement en comparant les résultats obtenus après avoir multiplié celle-ci par les facteurs 2 et 1/2. Nous avons obtenu les

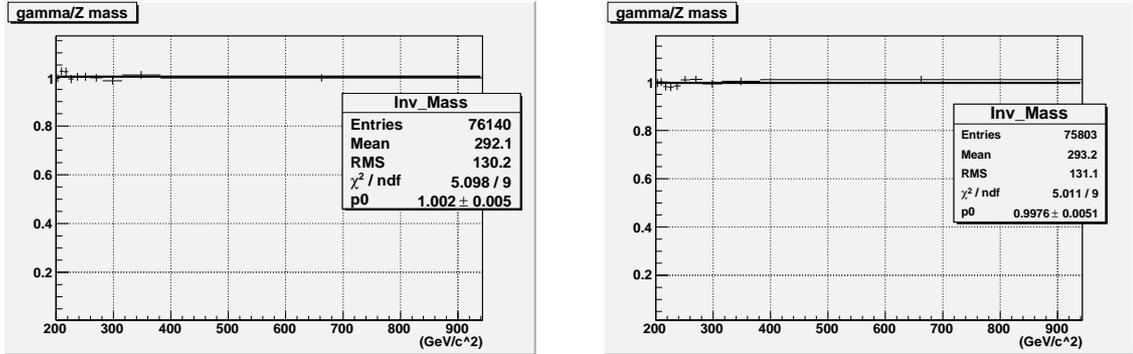


FIG. 5.2 – Rapport de la section efficace différentielle obtenue avec le jeu de PDF de référence et celle obtenue après en faisant varier d’une déviation standard les paramètres les plus critiques (à gauche pour le paramètre 10, menant à la valeur la plus élevée de la section efficace ; à droite pour le paramètre 15, menant à la valeur la plus faible). Les histogrammes ont été construits après simulation de 10^5 événements ; l’interpolation montre une très grande uniformité des allures des distributions en fonction de la masse $M_{\gamma/Z}$. Les boîtes variables ont été choisies de manière à contenir un même nombre d’événements.

résultats suivants :

$$\sigma = 2,6475 \text{ pb pour un facteur d'échelle (factorisation et renormalisation) } = 1/2, \quad (5.3)$$

$$\sigma = 2,7721 \text{ pb pour un facteur d'échelle (factorisation et renormalisation) } = 2. \quad (5.4)$$

Nous obtenons ainsi une nouvelle erreur de l’ordre de 2% sur la prédiction de la section efficace totale.

5.2 Erreurs après dégradation des grandeurs mesurées

La formule (3.2) nous indique que la masse invariante est reconstruite à partir de la mesure de l’énergie des électrons et de l’angle qu’ils forment. Afin d’étudier l’effet d’une incertitude sur les mesures de ces grandeurs, nous avons simulé un grand nombre d’événements (10^5) et comparé, par division boîte par boîte, les histogrammes obtenus avant et après dégradation. Nous comparons l’incertitude sur la section efficace différentielle $d\sigma/dM_{\gamma/Z}$ avec l’erreur statistique à 1 fb^{-1} en affectant à chaque boîte l’erreur correspondante (pour 2700 événements mesurés).

Le but de cette section est essentiellement d'acquiescer des ordres de grandeurs qualitatifs des conséquences de différentes dégradations des valeurs mesurées. Pour plus de précision, un étude complète du détecteur doit être réalisée, ce qui n'est pas fait dans cette section. Nous effectuerons une telle étude dans le chapitre suivant pour évaluer l'erreur sur la mesure de l'efficacité de présélection.

5.2.1 Erreur sur l'énergie des électrons

En régime de fonctionnement nominal, l'erreur sur la mesure de l'énergie des électrons sera donnée par la formule 4.1. Cependant, nous avons vu dans la section 4.1.5 que la précision en début de prise de données sera inférieure, car tous les cristaux ne seront pas encore parfaitement calibrés.

Nous avons donc dégradé l'énergie des électrons pour avoir une idée de l'ordre de grandeur des erreurs critiques par rapport aux erreurs statistiques. Ceci fut fait de deux manières :

1. *Etalement ("smearing") de la mesure de l'énergie avec une résolution de 5%*

$$E_{mes} = E (1 + 0,05 y) , \text{ où } y \text{ est distribué comme une normale } \mathcal{N}(0, 1)$$

Nous avons divisé l'histogramme modifié par celui de départ afin de comparer les écarts aux erreurs statistiques pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} (voir figure 5.3).

Nous observons que le rapport dans chaque boîte en masse donne une valeur

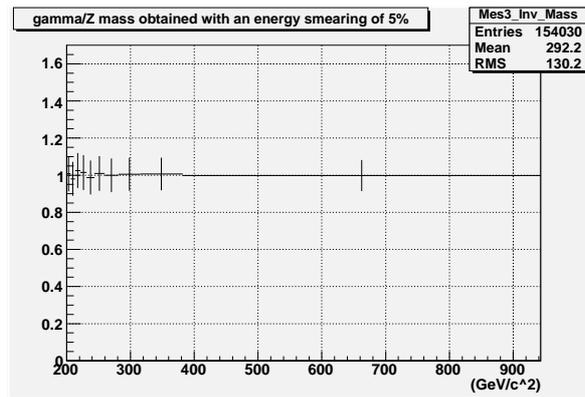


FIG. 5.3 – Rapport des distributions obtenues avec et sans dégradation de 5% de l'énergie des électrons (les barres d'erreur correspondent aux erreurs statistiques à 1 fb^{-1})

proche de 1, et que les barres d'erreurs statistiques couvrent largement les petites

déviations dues à la dégradation des données (de l'ordre de 1%). Nous pouvons en conclure que, pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} , une dégradation de 5% de la mesure de l'énergie n'aurait pas d'effet visible.

2. Ajout d'un facteur d'échelle multiplicatif 1,1 pour simuler une erreur systématique de calibration¹

$$E_{mes} = 1,1 E$$

Nous effectuons la même analyse lorsque l'énergie de tous les électrons est multipliée par un facteur 1,1 ; nous obtenons ainsi le résultat de la figure 5.4. Nous

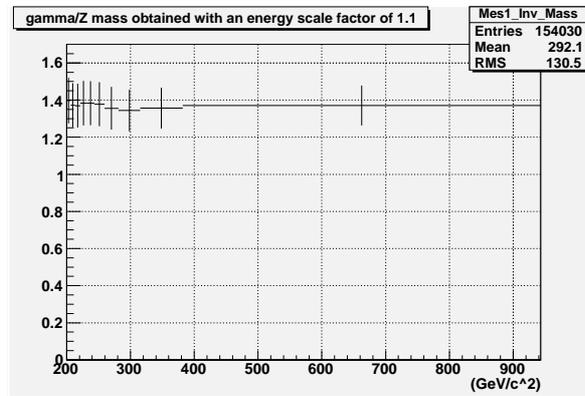


FIG. 5.4 – Rapport des distributions obtenues avec et sans multiplication par un facteur 1,1 de l'énergie des électrons (les barres d'erreur correspondent aux erreurs statistiques à 1 fb^{-1})

observons dans ce cas-ci que l'erreur n'est plus du tout négligeable par rapport aux erreurs statistiques pour des masses invariantes $M_{\gamma/Z} < 400 \text{ GeV}$.

Il importe donc de vérifier la calibration absolue à haute masse (voir section 4.1.5 pour les techniques de calibration). Pour ce faire, nous pouvons utiliser, dès que la statistique devient suffisante, la queue de la distribution en masse invariante du processus de Drell-Yan jusque 800 GeV, l'expérience au Tevatron n'ayant révélé aucun signal de nouvelle physique dans cette gamme d'énergie.

¹Nous rappelons que nous nous sommes placés à haute masse, c'est-à-dire loin du pic du Z, et qu'il n'y a donc plus de pic "naturel" connu sur lequel nous pouvons nous fixer pour effectuer une calibration absolue du calorimètre.

5.2.2 Erreur sur les angles des électrons

La formule (3.2) indique que la mesure de la masse invariante $M_{\gamma/Z}$ dépend également de la précision de la mesure des angles des électrons dans le trajectographe. L'étude de la dégradation en angle est très complexe et demande une description complète du détecteur. Nous nous contentons ici d'une étude simplifiée dont le but est d'obtenir une approximation de notre sensibilité à des erreurs importantes. D'après les caractéristiques du détecteur, nous avons dégradé la valeur des angles θ et ϕ selon

$$\theta' = \theta + 0,02y \text{ (rad) , avec } y \text{ distribué comme une normale } \mathcal{N}(0, 1)$$

$$\phi' = \phi + 0,1y \text{ (rad) , avec } y \text{ distribué comme une normale } \mathcal{N}(0, 1).$$

La précision sur l'angle ϕ est en effet inférieure à celle sur l'angle θ en raison de la déviation des électrons par le champ magnétique dans le plan transverse.

Par ailleurs, la valeur des angles peut également être influencée par une erreur sur la position du point d'interaction. Cette variation diffère de la précédente car elle dépend de la direction de l'électron. Nous avons donc modifié la valeur de θ' trouvée précédemment pour tenir compte de cet effet². La précision sur la position du point d'interaction, obtenue à partir des trajectoires dans le détecteur de traces, est de l'ordre du millimètre. Nous établissons ici les formules qui lient le déplacement du point d'interaction à la variation en angle. En prenant comme précédemment y , un nombre aléatoire distribué

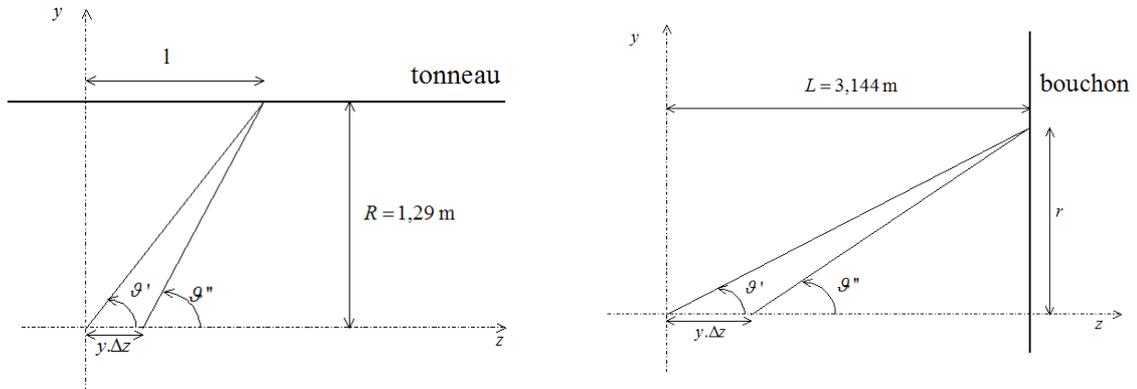


FIG. 5.5 – Schéma de l'étalement de la position du point d'interaction (gauche : cas du tonneau ; droite : cas des bouchons)

²Cette démarche est assez peu rigoureuse car elle ne représente pas les corrélations entre les deux erreurs dues au détecteur. Le but est uniquement d'obtenir un ordre de grandeur ; la simulation détaillée du détecteur sera effectuée au chapitre suivant.

comme $\mathcal{N}(0, 1)$ et en notant Δz la résolution sur la position du point d'interaction (c.à.d 1 mm), R le rayon du tonneau et L la distance entre le point d'interaction et les bouchons, on a

1. *cas du tonneau (voir fig. 5.5)*

D'après le schéma de la figure 5.5 (figure de gauche), nous avons :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tan \theta'} &= \frac{l}{R} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\tan \theta''} = \frac{l - y \Delta z}{R} \\ \Rightarrow \frac{1}{\tan \theta'} &= \frac{1}{\tan \theta''} + \frac{l - y \Delta z}{R}. \end{aligned}$$

On a donc pour le tonneau la relation

$$\tan \theta'' = \frac{1}{\frac{1}{\tan \theta'} + \frac{\Delta z}{R} y}. \quad (5.5)$$

2. *cas des bouchons (voir fig. 5.6)*

D'après le schéma de droite de la figure 5.5, on a pour les bouchons :

$$\begin{aligned} \tan \theta' &= \frac{r}{L} \quad \text{et} \quad \tan \theta'' = \frac{r}{L - y \Delta z} \\ \Rightarrow \frac{\tan \theta''}{\tan \theta'} &= \frac{L}{L - y \Delta z}. \end{aligned}$$

Ceci implique pour les bouchons

$$\tan \theta'' = \frac{\tan \theta'}{1 + \frac{\Delta z}{L} y} \quad (5.6)$$

Nous avons donc dégradé les mesures une seconde fois selon les formules (5.5) et (5.6). Après division de l'histogramme obtenu par celui de départ, nous obtenons le résultat de la figure 5.6. Nous observons que les variations sur le spectre en masse invariante sont faibles par rapport aux erreurs statistiques à $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$.

Si nous considérons le cas beaucoup plus critique où le trajectographe ne fonctionnerait pas, la précision sur la position du point d'interaction est alors de 5,3 cm (largeur de la gaussienne d'un paquet de protons dans le faisceau) et on obtient résultat de la figure 5.7. Nous pouvons observer que là encore, l'effet est très faible par rapport aux erreurs statistiques à 1 fb^{-1} .

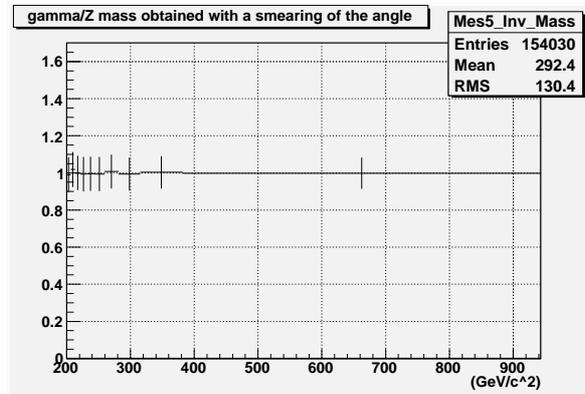


FIG. 5.6 – Rapport des distributions obtenues avec et sans dégradation en angle et de 1 mm de la position du point d’interaction (les barres d’erreur correspondent aux erreurs statistiques à 1 fb^{-1})

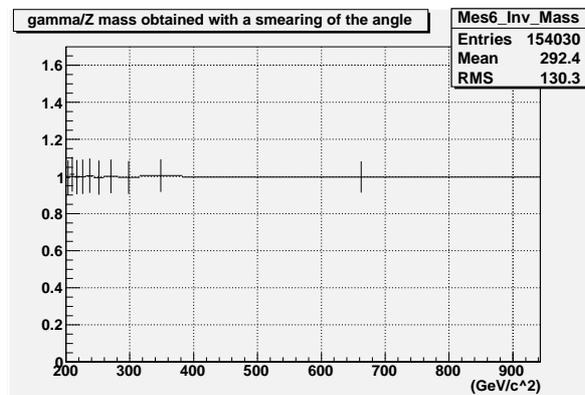


FIG. 5.7 – Rapport des distributions obtenues avec et sans dégradation en angle et de 5,3 cm de la position du point d’interaction (les barres d’erreur correspondent aux erreurs statistiques à 1 fb^{-1})

*CHAPITRE 5. ETUDE DES ERREURS SYSTÉMATIQUES SUR LA MESURE DE
LA SECTION EFFICACE*

Chapitre 6

Erreur sur l'efficacité de l'identification des candidats électrons

Nous avons vu dès la section 2.1 que la détection d'un électron est caractérisée par une trace dans le trajectographe et un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique, alors que les deux autres détecteurs ne relèvent aucun signal significatif. En théorie, nous avons montré que ce scénario permet de distinguer les électrons de toutes les autres particules connues, et en particulier des photons et des hadrons.

Ceci doit cependant être nuancé ; il est évident que les mesures réelles ne seront pas aussi "propres" que dans le cadre idéal rappelé ci-dessus. En particulier, un jet de particules peut être confondu avec un électron pour certaines topologies. Dans certains cas, le jet peut être constitué d'une particule chargée (par exemple des pions chargés π^+ ou π^-) qui laisse une trace dans le trajectographe, associée à des pions neutres π^0 se désintégrant en deux photons γ , ce qui implique un dépôt d'énergie dans l'ECAL. Ces jets étant omniprésents dans une expérience comme celle du LHC, on perçoit aisément l'importance d'élaborer des techniques aptes à discriminer les "vrais" électrons du bruit de fond.

Ce chapitre décrit notre étude de l'efficacité de certaines étapes de la reconstruction des candidats électrons dans le détecteur après application de plusieurs coupures destinées à réduire au maximum le bruit de fond. Nous nous sommes en particulier intéressés à l'étape de l'identification des électrons décrite dans l'article [11]. Notre but est d'une part de déterminer l'efficacité de cette étape pour les données générées par Monte-Carlo ; d'autre part, nous étudierons la mise en place d'une technique permettant la mesure de cette efficacité à partir des signaux du détecteur uniquement. Cette méthode est non seulement utilisable pour étudier l'efficacité d'identification, mais aussi

l'efficacité de toute autre étape du processus de sélection et de mesure des électrons. La comparaison des efficacités obtenues à l'aide des deux méthodes permettra d'estimer l'erreur sur leur mesure.

Pour ce faire, nous avons utilisé le programme de simulation des signaux mesurés dans les différents détecteurs de CMS lors du passage d'une particule dans le cas du processus de Drell-Yan, généré avec PYTHIA. Ainsi, nous avons pu établir le taux d'événements gardés après passage par l'étape d'identification.

Finalement, nous avons amorcé une étude de la réjection du bruit de fond, essentiellement composé par des processus di-jets (c'est-à-dire des processus dont l'état final est composé de deux quarks qui hadronisent pour former deux jets de particules). L'étude de cette problématique est cependant un travail en soi et nous nous contenterons de présenter quelques pistes potentiellement intéressantes.

6.1 Association de traces avec le dépôt d'énergie dans l'ECAL

La première étape de la mesure d'un électron consiste à associer les informations recueillies dans le détecteur de traces et dans l'ECAL. Nous n'avons pas étudié cette étape en détail dans le cadre de ce travail, mais nous ne pouvons en faire complètement abstraction car sa réalisation détermine l'échantillon de candidats électrons qui se présentent à l'étape suivante d'identification.

6.1.1 Description du trajectographe

Le détecteur de traces de CMS est composé de deux parties intérieure et extérieure, qui sont chacune constituées d'un tonneau (couvrant $|\eta| < 1,0 - 1,4$) et de deux bouchons (couvrant $1,0 - 1,4 < |\eta| < 2,5$). L'acceptance du trajectographe est donc moins bonne que celle de l'ECAL. Le trajectographe est par ailleurs composé de trois types de détecteurs différents :

- un détecteur à pixels en silicium situé le plus près du point d'interaction (moins de 10 cm du faisceau), permettant de reconstruire précisément la position du point d'interaction,
- une région de détecteurs à micropistes en silicium à simple face,
- une région à micropistes en silicium à double face, où deux détecteurs sont montés dos à dos de manière à mesurer les coordonnées θ (via z dans le tonneau et R

6.1. ASSOCIATION DE TRACES AVEC LE DÉPÔT D'ÉNERGIE DANS L'ECAL

dans les bouchons), ϕ .

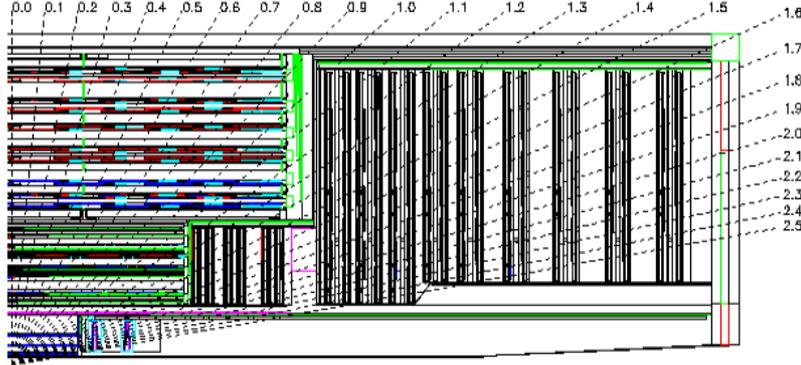


FIG. 6.1 – Schéma du trajectographe de CMS [12]. Le rayon externe du trajectographe est de 1,1 m et sa longueur est de 5,5 m.

La figure 6.1 montre la structure du détecteur de traces.

La résolution en énergie du trajectographe diminue avec l'impulsion transverse de la particule ; son expression pour le tonneau est donnée par¹ :

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = 1,5 \cdot 10^{-4} \cdot p_T, \quad (6.1)$$

où p_T est exprimé en GeV. La résolution des bouchons est moins bonne (quelques $10^{-4} \cdot p_T$). Par ailleurs, la résolution spatiale du détecteur de traces est de $35 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et $75 \mu\text{m}$ selon l'axe z .

6.1.2 Association des mesures du trajectographe et de l'ECAL

Dans le calorimètre électromagnétique, la particule provoque le dépôt d'une gerbe électromagnétique s'étendant transversalement sur plusieurs cristaux. Le paquet de cristaux touchés par l'ensemble des particules provenant de l'électron de départ forme un **supercluster**. Ce supercluster peut contenir plusieurs îlots distincts dès que l'électron émet un photon γ par bremsstrahlung. En sommant les dépôts d'énergie de l'électron de l'état final et ceux des particules secondaires (photons de bremsstrahlung, qui eux-mêmes peuvent convertir en paire électron/positron), on obtient ainsi l'énergie de l'électron initial.

¹Voir [13], p. 42

A partir du centre de gravité de chaque supercluster, on cherche, dans la direction du point d'interaction, la présence de pixels "allumés" dans le trajectographe dont l'association donne une trajectoire. Des algorithmes permettent d'en calculer la courbure² séparément dans les parties interne et externe du détecteur afin de mesurer une éventuelle perte par bremsstrahlung, et interpolent la trajectoire (en tenant compte de la déviation de la particule par le champ magnétique) pour la comparer à l'information contenue dans les superclusters. Nous avons remarqué que dans 10% des cas, plusieurs trajectoires étaient associées à un même supercluster. Ceci peut être dû soit à un problème d'algorithmique dans la reconstruction des traces (mauvaise interpolation), soit à une topologie particulière d'événement où un photon de bremsstrahlung se convertit en paire e^+/e^- , ces derniers laissant à leur tour une trace dans le trajectographe.

Nous appellerons **candidats électrons** avant identification les superclusters pour lesquels une trajectoire a pu être reconstruite. Dans le cas où plusieurs traces sont associées à un même supercluster, nous choisissons celle dont l'impulsion est la plus proche de l'énergie mesurée dans l'ECAL. Il ne peut donc y avoir plus d'un candidat électron par supercluster. Nous attirons dès lors l'attention du lecteur sur le fait que l'efficacité d'identification que nous calculerons à la section suivante est liée à la probabilité conditionnelle que l'électron satisfasse l'étape d'association de la trajectoire et du supercluster.

6.2 Identification des candidats électrons

L'association d'une trajectoire à un supercluster décrite dans la section précédente ne suffit pas pour identifier un électron. A cette fin, une série de coupures sont effectuées sur les mesures dans le but de distinguer les électrons des jets. Ces critères, appelés d'**identification**, sont les suivants :

- le rapport entre l'énergie mesurée dans le supercluster E_{SC} et l'impulsion déterminée par la trace du côté intérieur du trajectographe $\|\vec{p}_{in}\|$ doit être inférieur à 3,
- la différence entre la pseudorapidité mesurée par le supercluster η_{SC} et par le détecteur de trace intérieur η_{in} doit être inférieure à 0,02 rad,

²Nous rappelons que la courbure d'une particule de charge q dans un champ magnétique B est directement liée à sa quantité de mouvement par la relation $p_T [MeV] \approx 300 |q| B [T] \rho [m]$, où ρ désigne le rayon de courbure de la trajectoire et q est le multiple de la charge de l'électron.

- la différence entre l'angle ϕ mesuré par le supercluster ϕ_{SC} et par le détecteur de trace intérieur ϕ_{in} doit être inférieur à 0,1 rad,
- le rapport entre l'énergie H mesurée dans le HCAL et celle du supercluster de l'ECAL E_{SC} doit être inférieure à 0,2. Cette coupure a pour but de supprimer une grande quantité de jets hadroniques, qui provoquent le dépôt de plusieurs gerbes. L'énergie des π^0 est déposée dans le ECAL tandis que l'énergie des pions chargés est déposée dans le HCAL.

Les grandeurs $\|\vec{p}_{in}\|$, η_{in} et ϕ_{in} sont obtenues par interpolation jusqu'à l'ECAL des mesures prises dans la partie intérieure du détecteur de trace, en tenant compte de la déviation dans le champ magnétique. Le fait de prendre les mesures dans la partie intérieure du trajectographe minimise le biais sur les valeurs causé par le rayonnement de photons.

Nous avons étudié successivement les effets de ces différentes coupures dans le cas d'électrons émis par le processus de Drell-Yan pour $M_{\gamma/Z} > 200$ GeV. Afin d'étudier l'efficacité d'identification des électrons provenant du processus de Drell-Yan, nous avons préalablement sélectionné les électrons en comparant la position du supercluster à la direction de l'électron généré par PYTHIA, après avoir modifié cette dernière pour tenir compte de la courbure dans le champ magnétique. Pour ce faire, nous avons calculé la distance entre ces deux positions dans une métrique correspondant à celle des cristaux du détecteur :

$$\Delta R^2 = \Delta\eta^2 + \Delta\phi^2, \quad (6.2)$$

où les écarts sont calculés entre la quantité de mouvement de l'électron généré et le supercluster. Nous avons étudié les critères d'identification pour les électrons satisfaisant la condition $\Delta R < 0,2$.

Dans ces conditions, nous avons calculé les taux d'électrons passant chaque étape de l'identification. Ces valeurs sont évaluées pour les échantillons des candidats électrons ayant passé les étapes précédentes, de manière à ce que l'efficacité d'identification soit le produit des efficacités de chaque étape. S'il y a des corrélations entre les différents critères, l'efficacité d'un critère isolé sur le lot de candidats électrons de départ (avant le premier critère d'identification) ne sera pas égale aux valeurs trouvées ci-dessous.

Le tableau 6.1 donne les efficacités obtenues lors de la séquence des étapes d'identification. L'efficacité totale d'identification d'un électron est de 88,2 %. La majeure partie des pertes d'électrons est due à l'application du premier critère $E_{SC}/\|\vec{p}_{in}\| < 3$. Nous présenterons plus loin différentes causes de la mauvaise efficacité de ce critère. Parmi

n°	critère	taux d'électrons	erreur
1	$E_{SC}/\ \vec{p}_{in}\ < 3$	90,15 %	0,24 %
2	$ \eta_{SC} - \eta_{in} < 0,02$	99,42 %	0,06 %
3	$ \phi_{SC} - \phi_{in} < 0,1$	99,91 %	0,02 %
4	$H/E_{SC} < 0,2$	98,56 %	0,09 %
	efficacité totale :	88,24 %	0,26 %

TAB. 6.1 – Fractions d'électrons issus du processus de Drell-Yan ($M_{\gamma/Z} > 200$ GeV) satisfaisant aux critères d'identification consécutifs (données obtenues à partir d'un échantillon de 19732 électrons). Les taux de sélection sont calculés pour les candidats électrons ayant passé toutes les coupures précédentes. Les erreurs correspondent à la statistique Monte-Carlo utilisée.

les trois critères suivants, la condition $H/E_{SC} < 0,2$ induit la plus grande inefficacité, mais son importance est fondamentale pour rejeter le bruit de fond de jets.

Il est intéressant d'observer l'évolution de l'efficacité d'identification en fonction de la quantité de mouvement transverse p_T . On peut voir sur la figure 6.2 que l'efficacité diminue avec la quantité de mouvement transverse, passant de 92% pour les petites valeurs de p_T à 85% au-delà de 250 GeV. Cet effet est dû au fait que les trajectoires des électrons sont particulièrement difficiles à ajuster, étant constituées de segments d'hélices de courbure croissante, mesurées seulement en 10 points. La quantité de mouvement au point d'interaction est souvent sous-estimée. Ceci peut induire des valeurs de E_{SC}/p_{in} supérieures à 3 et ainsi diminuer l'efficacité de la première étape.

D'autre part, nous avons analysé l'efficacité d'identification en fonction de la pseudorapacité η . Le résultat, présenté à la figure 6.3, montre que l'efficacité est meilleure dans le tonneau ($|\eta| < 1,4$), où l'efficacité est de l'ordre de 92%, que dans les bouchons ($|\eta| > 1,6$), où l'efficacité descend à 83%. Ceci est lié au fait que la résolution du trajectographe est meilleure dans le tonneau que dans les bouchons. On observe en outre une chute de l'efficacité dans la zone intermédiaire entre les deux parties (autour de $|\eta| = 1,5$). Dans cette zone de transition entre le tonneau et les bouchons, à la fois la mesure de l'énergie par le ECAL est imprécise et la quantité de matière dans le trajectographe est la plus importante ($1,3 X_0$). Les mesures s'arrêtent pour $|\eta| > 2,5$, ce qui correspond aux limites du trajectographe.

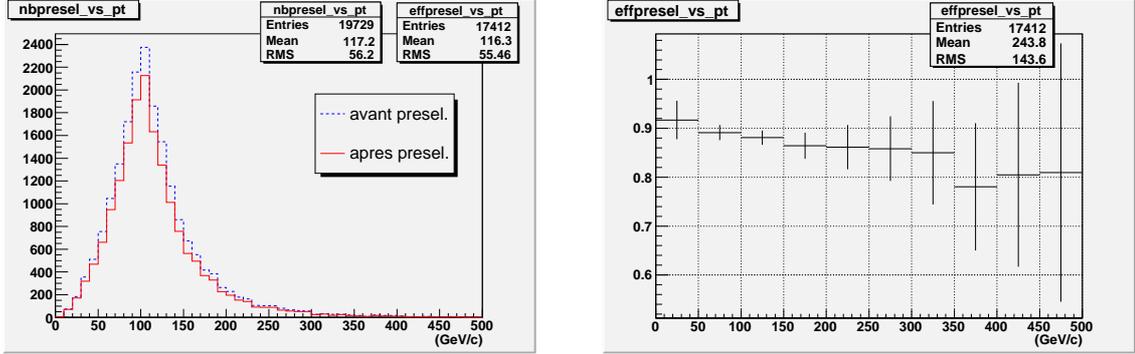


FIG. 6.2 – Efficacité d'identification en fonction de la quantité de mouvement transverse p_T . La figure de gauche compare la distribution en p_T des candidats électrons avant et après les quatre étapes d'identification. L'efficacité correspondante, obtenue par division de ces histogrammes, est représentée en fonction de p_T sur la figure de droite.

Nous allons étudier les caractéristiques des différents critères d'identification, et en particulier le critère $E_{SC} / \|\vec{p}_{in}\| < 3$ dont l'effet est le plus important.

6.2.1 Critère $E_{SC} / \|\vec{p}_{in}\| < 3$

Dans le cas idéal, l'énergie mesurée dans le calorimètre électromagnétique devrait être identique à celle calculée à partir de la mesure de l'impulsion transverse dans le détecteur de traces. En pratique, la comparaison des énergies mesurées par les deux techniques à l'énergie générée (voir figure 6.4) nous montre que, pour nos événements à haute masse, la mesure est plus précise dans l'ECAL. Ce dernier offre en effet une meilleure résolution à haute énergie (à partir de $p_T \approx 30$ GeV), alors que la situation s'inverse nettement à basse énergie (p_T inférieur à 30 GeV, ce qui correspond à un rayon de courbure de 25 m). Ceci se comprend en comparant les formules (6.1) et (4.1) des résolutions des deux détecteurs. Nous observons sur la figure 6.4 (gauche) que l'énergie du supercluster est le plus souvent légèrement sous-estimée. Ceci s'explique par le fait que l'énergie de la gerbe n'est pas entièrement recueillie dans l'ECAL, par exemple lors du passage de l'électron dans les zones mortes ou lorsque la gerbe s'étend dans le HCAL (voir plus loin).

L'énergie mesurée avec le trajectographe présente une plus grande dispersion par rapport à la valeur de départ (voir figure 6.4, droite). Comme nous l'avons signalé précédemment, la résolution du détecteur de traces se détériore avec l'impulsion transverse.

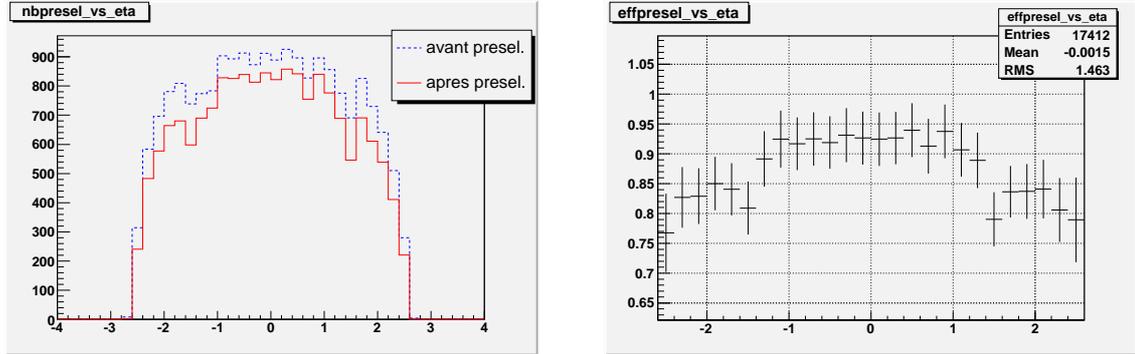


FIG. 6.3 – Efficacité d'identification en fonction de la pseudorapidité η . La figure de gauche compare les histogrammes des candidats électrons avant et après identification. L'efficacité est représentée en fonction de η sur la figure de droite.

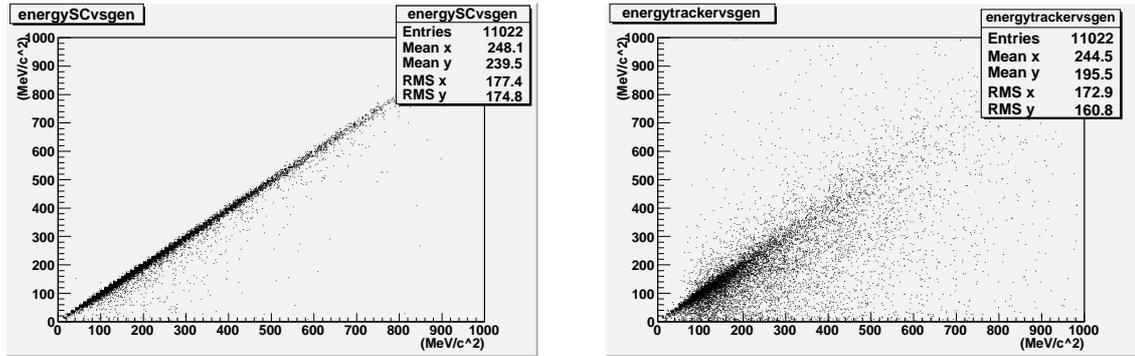


FIG. 6.4 – Energie mesurée dans le supercluster (à gauche) et dans le détecteur de traces (à droite) en fonction de l'énergie générée

Nous avons tracé l'histogramme des valeurs de $E_{SC}/\|\vec{p}_{in}\|$ (figure 6.5) et nous observons une allure centrée autour de 1, mais avec une dispersion assez importante. Près de 10% des électrons présentent un rapport $E_{SC}/\|\vec{p}_{in}\| > 3$. Cette valeur est toujours causée par une sous-estimation de l'impulsion mesurée avec le détecteur de traces $\|\vec{p}_{in}\|$ car nous avons vu que l'énergie du supercluster E_{SC} n'est presque jamais surévaluée.

Nous avons analysé plus en détail différents facteurs qui, dans certains cas, contribuent à la mauvaise efficacité du critère $E_{SC}/\|\vec{p}_{in}\| < 3$.

1. Radiation de photons dans l'état final

L'une des corrections au diagramme de Feynman à l'ordre la plus bas (voir fig. 3.1) consiste à ajouter un photon sur l'une des branches électroniques. Dans ce

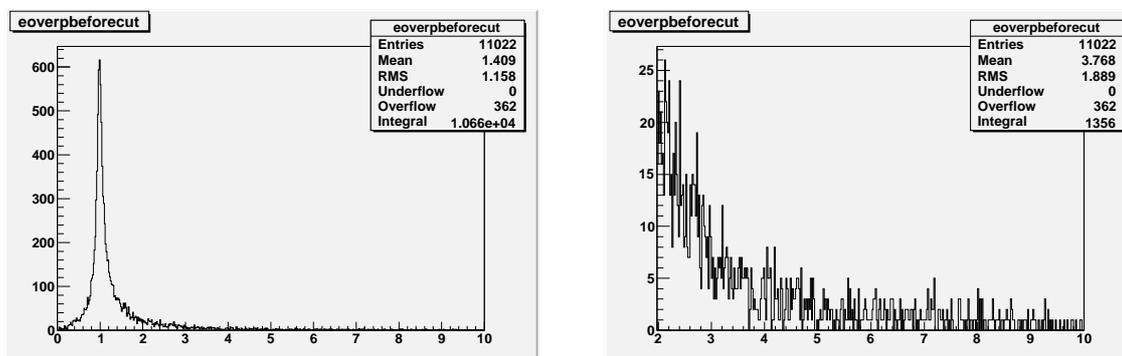


FIG. 6.5 – Valeur du rapport $E_{SC} / \|\vec{p}_{in}\|$ pour les électrons. Nous pouvons voir un pic autour de 1 (figure de gauche), malgré une dispersion assez importante aux grandes valeurs (voir zoom de la figure de droite)

cas, l'électron a une impulsion plus faible lorsqu'il atteint le trajectographe, où il laisse par conséquent une trace de courbure plus élevée tandis que l'ECAL mesure la somme des énergies de l'électron et du photon. Ceci peut parfois expliquer des rapports $E_{SC} / \|\vec{p}_{in}\| > 3$. Nous avons observé que lorsque nous conservons uniquement les événements pour lesquels la radiation de photon était faible (inférieure à 1% de l'énergie de l'électron), l'amélioration de l'efficacité du critère $E_{SC} / \|\vec{p}_{in}\|$ était améliorée d'environ 1%. La corrélation est donc petite mais existe bel et bien.

Nous pouvons mieux nous en rendre compte en comparant la résolution du trajectographe $(E - \|\vec{p}_{in}\|) / E$ pour les processus dont l'énergie de radiation de photons est supérieure ou inférieure à 1% de l'énergie de l'électron (figure 6.6). Nous observons que la résolution sur l'impulsion mesurée dans le détecteur de trace se dégrade en cas de bremsstrahlung. Cependant, si on ne considère pas les erreurs de mesure sur $\|\vec{p}_{in}\|$, il faut que le photon emporte plus de 2/3 de l'énergie de l'électron pour que le critère $E_{SC} / \|\vec{p}_{in}\| < 3$ soit violé. Au niveau du processus dur, cette topologie est de l'ordre du pourcent.

2. Nombre de traces associées au supercluster

L'existence de plusieurs traces associées à un même supercluster lors du passage d'un électron (environ 10% des cas) peut avoir trois causes différentes.

D'une part, un photon issu de la radiation dans l'état final peut créer une paire électron/positron dans les couches internes du trajectographe. On peut dès lors s'attendre à observer plusieurs traces associées à un même supercluster. Cet effet est cependant peu probable car il requiert une radiation et une conversion sur une

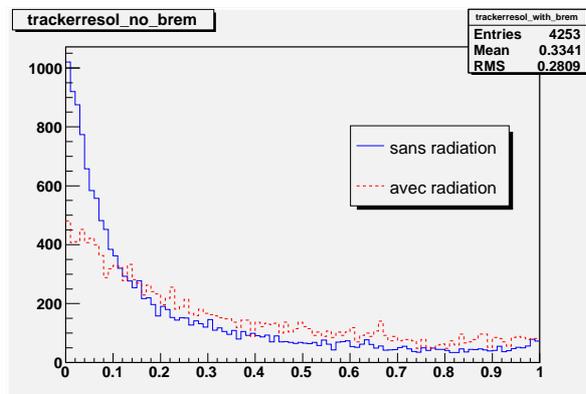


FIG. 6.6 – Comparaison de l'écart relatif entre la mesure de l'impulsion dans le trajectographe et l'énergie générée $(E - \|\vec{p}_{in}\|) / E$ pour le processus de Drell-Yan ($M_{\gamma/Z} > 200$ GeV) respectivement en présence et en l'absence de radiation de photons dans l'état final

longueur très faible³.

D'autre part, il faut tenir compte de la probabilité qu'un hadron chargé provenant des restes du proton soit émis dans la même direction que l'électron.

Enfin, la présence de plusieurs traces peut être due à des combinaisons fortuites des pixels touchés. Nous avons pu observer que cette cause était plus probable. Une étude détaillée de la reconstruction des traces dans le trajectographe est nécessaire pour comprendre ces erreurs. Ceci sort du cadre de ce travail.

Nous avons observé une amélioration de l'ordre de 2% de l'efficacité du critère $E_{SC} / \|\vec{p}_{in}\| < 3$ si l'on ne conserve que les superclusters associés à une seule trace. La corrélation est donc un peu plus marquée que celle de la radiation de photons, mais reste insuffisante pour expliquer les 10% d'électrons pour lesquels $E_{SC} / \|\vec{p}_{in}\| > 3$.

3. χ^2 de la trace

La reconstruction des traces dans le trajectographe se fait à partir d'une interpolation par une succession de segments d'hélice des points mesurés. Afin d'estimer la précision de cette interpolation, on effectue un test de χ^2 entre les mesures et la courbe théorique. Nous avons sélectionné les électrons dont la trace présentait une valeur de χ^2 par degré de liberté inférieure à 5, et nous avons remarqué une amélioration de 2% de l'efficacité d'identification pour cet échantillon.

³Nous rappelons que nous considérons ici les traces dans la partie intérieure du trajectographe

Au contraire des cas précédents qui étaient inextricables (on ne peut empêcher les électrons de radier un photon...), il pourrait peut-être s'avérer intéressant d'augmenter l'efficacité d'identification en ne demandant pas le critère $E_{SC}/\|\vec{p}_{in}\| < 3$ pour les candidats électrons dont la trace présente une grande valeur de χ^2 . Pour savoir si cette méthode présente un intérêt, il faudrait l'appliquer aux vraies données et vérifier qu'elle n'affaiblit pas la réjection du bruit de fond. Nous n'avons donc pas étudié à cette méthode dans le cadre de ce travail.

Les trois causes présentées ci-dessus ne peuvent cependant entièrement expliquer la mauvaise efficacité du critère $E_{SC}/\|\vec{p}_{in}\| < 3$; en effet, leur influence est faible et fortement corrélée. Le problème semble davantage avoir une origine algorithmique lors de la reconstruction des traces. Il serait très intéressant d'étudier les signaux dans les premiers pixels du trajectographe afin de localiser les sources d'erreurs. En particulier, nous avons remarqué que l'estimation de la charge des candidats électrons à partir de leur trace échoue dans 9% des cas.

6.2.2 Critère $|\eta_{SC} - \eta_{in}| < 0,02$

La précision des mesures de pseudorapacité est excellente, tant dans l'ECAL que dans le trajectographe, et on peut se permettre un critère très restrictif sans pour autant éliminer une grande quantité d'électrons ($\Delta\eta = 0,02$ correspond à une différence $\Delta\theta = 1,14^\circ$ autour de $\eta = 0$ et $\Delta\theta = 0,18^\circ$ autour de $\eta = 2,5$). Nous voyons sur la figure 6.7 que la différence entre les mesures dans les deux trajectoires est très faible (de l'ordre de 0,002 en moyenne). L'efficacité de ce critère est supérieure à 99%.

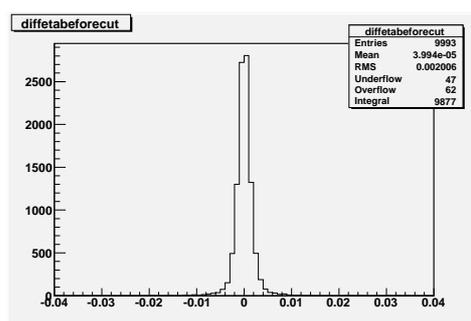


FIG. 6.7 – Différence entre la mesure de η dans le calorimètre électromagnétique et le trajectographe

6.2.3 Critère $|\phi_{SC} - \phi_{in}| < 0,1$

La précision en ϕ est plus médiocre qu'en θ . Les électrons émettent des photons de bremsstrahlung dans la matière, qui sont mal mesurés, et l'extrapolation dans le plan transverse se fait selon une trajectoire dont la courbure n'est pas bien connue. L'angle ϕ_{in} est calculé en extrapolant la trajectoire mesurée dans la partie intérieure du trajectographe (en tenant compte des valeurs de B et p_T) jusqu'à la surface du calorimètre électromagnétique. La borne choisie à 0,1 ($5,73^\circ$) rend cependant le critère très souple et seul un électron sur mille n'y satisfait pas (parmi ceux qui ont passé les deux critères d'identification précédents). L'écart moyen entre les deux mesures de ϕ est de l'ordre de 0,006 radians ($0,17^\circ$) avec une faible dispersion.

6.2.4 Critère $H/E_{SC} < 0,2$

Nous avons dit précédemment que les gerbes électromagnétiques n'atteignaient pas le calorimètre hadronique, et que les électrons pouvaient être ainsi identifiés et distingués des jets de particules. Cependant, l'ECAL a été optimisé pour la recherche du Higgs, et donc la détection de signaux à bas p_T . La longueur de la gerbe augmentant avec l'énergie, il peut arriver qu'une partie de la gerbe électromagnétique déborde dans le HCAL. D'autre part, certains électrons traversent le calorimètre électromagnétique au voisinage des interstices entre les modules (de 6 à 8 mm). On a donc eu recours à une borne supérieure sur le rapport des énergies déposées dans les deux calorimètres pour distinguer les processus électroniques et hadroniques.

La figure 6.8 montre l'histogramme de ce rapport pour des électrons. On observe que 90% des gerbes électromagnétiques n'atteignent pas l'HCAL (pic en 0), mais que les événements restants se distinguent par des dépôts d'énergie qui peuvent être non négligeables.

Ainsi, malgré la latitude de la borne fixée à 0,2, 1,6 % d'électrons ne satisfont pas ce dernier critère d'identification.

6.3 Mesure de l'efficacité d'identification à partir des données

Nous désirons établir une méthode qui permette la mesure de l'efficacité des différentes étapes d'identification présentées dans la section 6.2 uniquement sur base des données, pour s'affranchir des approximations de la simulation Monte-Carlo. Pour ce faire, nous devons dans un premier temps sélectionner un échantillon pur et non biaisé

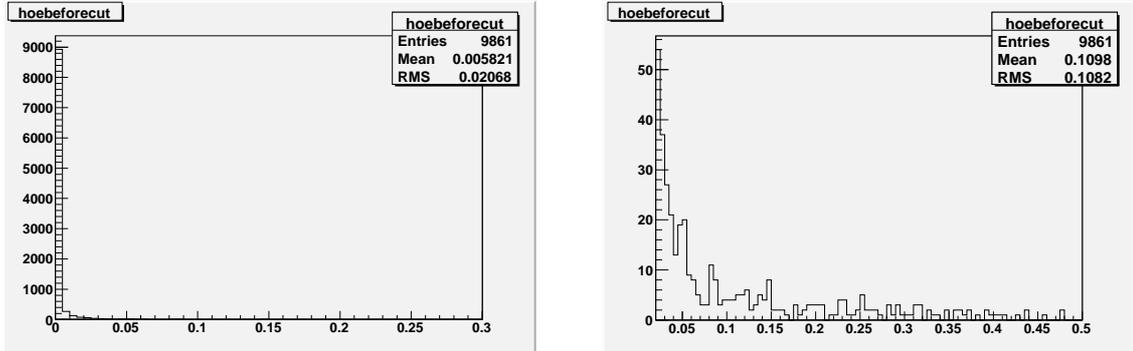


FIG. 6.8 – Histogrammes des valeurs de H/E_{SC} pour les électrons ayant passé les trois premiers critères d'identification. La figure de gauche révèle un important pic à 0 correspondant aux cas où la gerbe électronique n'atteint pas l'HCAL. Celle de droite montre un zoom sur les valeurs non nulles de H/E_{SC} .

de candidats électrons à partir des grandeurs mesurées. Cet échantillon non biaisé est obtenu à partir des paires de candidats électrons ceux qui sont associés au processus de Drell-Yan (avec $M_{\gamma/Z} > 200$ GeV). Ces électrons sont produits par paires. L'échantillon non biaisé est constitué de candidats électrons (**électrons probe**) associés à la présence d'un électron bien identifié (**électron tag**).

Cette étude a été menée à partir d'un échantillon pur d'électron Drell-Yan. Nous n'étudierons pas les effets systématiques liés à une contamination de cet échantillon par des événements di-jets dans cette section.

6.3.1 Sélection d'un échantillon non biaisé d'électrons

Avant de constituer notre échantillon, nous commençons par chercher un couple de candidats électrons susceptibles de correspondre aux électrons émis lors d'un processus de Drell-Yan pour $M_{\gamma/Z} > 200$ GeV. La meilleure technique que nous ayons trouvée consiste à choisir les deux superclusters d'énergie maximale, et de garder les événements qui satisfont une coupure sur la masse invariante des deux superclusters à 150 GeV :

$$\sqrt{2 E_{SC,1} E_{SC,2} (1 - \cos \Delta\theta_{SC})} > 150 \text{ GeV.} \quad (6.3)$$

Ce choix permet de sélectionner les événements à haute masse qui nous intéressent. Nous avons choisi une coupure à 150 GeV et non 200 GeV car nous avons vu que l'énergie des superclusters était légèrement sous-estimée (cf. figure 6.4). Le grand intérêt de

cette coupure est qu'elle permet de supprimer une grande quantité de jets, qui laissent moins d'énergie dans l'ECAL.

Dans cette même optique, nous avons ajouté une coupure sur l'impulsion transverse p_T des superclusters :

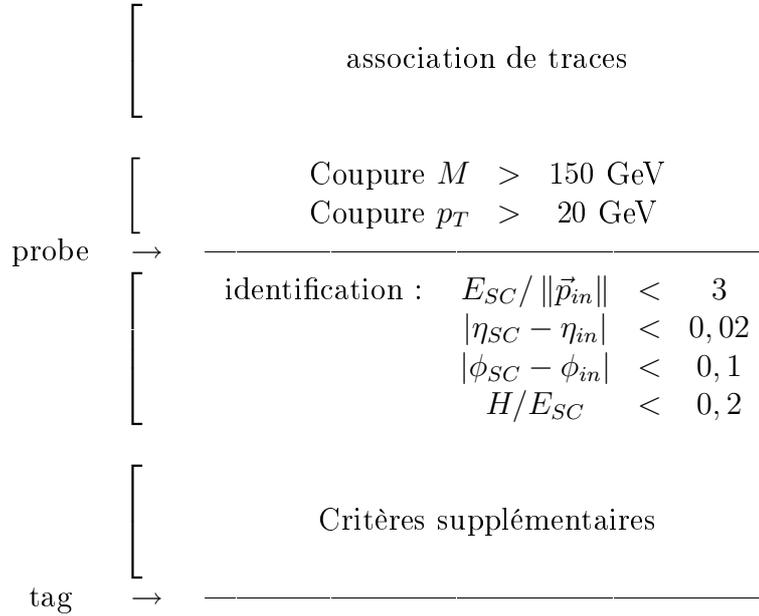
$$E_{SC} \sin \theta_{SC} > 20 \text{ GeV}. \quad (6.4)$$

Cette coupure est motivée par l'observation du p_T des électrons (voir figure 4.3 du chapitre 4) qui est presque toujours supérieur à 20 GeV (pour le Drell-Yan avec $M_{\gamma/Z} > 200$ GeV). Ce critère permet également une réjection importante des jets, pour lesquels l'énergie est fortement sous-estimée dans l'ECAL, et dont nous verrons que la section efficace diminue très vite avec p_T . A partir des couples ainsi sélectionnés, nous avons établi une méthode pour la mesure de l'efficacité.

Nous désirons constituer un échantillon non biaisé de candidats électrons. Inspirés par des techniques établies dans l'expérience CDF à Fermilab (Chicago), nous avons utilisé le fait qu'on détecte deux électrons simultanément en exigeant que la mesure de l'un d'entre eux respecte les critères stricts d'identification, de manière à s'assurer que c'est un électron. Ce candidat électron est appelé **électron tag**. Dans notre étude, nous avons choisi comme critères de tag les quatre critères d'identification présentés à la section 6.2. Nous verrons à la section 6.4 que cette sélection est insuffisante pour rejeter le bruit de fond de jets, de sorte que des critères supplémentaires doivent être ajoutés. Il faudra donc réitérer l'étude après l'ajout de ces critères. Il est cependant intéressant de vérifier si elle fonctionne pour la simulation d'événements Drell-Yan.

Le second candidat électron, qui satisfait donc l'association d'une trace dans le trajectographe avec un supercluster dans l'ECAL, est détecté en coïncidence avec le tag et appelé **électron probe**. Notre échantillon sera composé de l'ensemble des électrons probe et nous allons vérifier que celui-ci est non biaisé. Le principe de cette méthode a déjà été testé avec succès à CDF (voir [14], p. 45 à 47).

Ces candidats électrons sont localisés sur la chaîne des différentes étapes de sélection sur le schéma 6.2. Il faut garder à l'esprit qu'on n'a un électron probe que si l'autre est un tag. Insistons encore sur le fait que les critères de tag peuvent différer des critères d'identification par l'ajout de conditions supplémentaires. Il est également important de vérifier que l'échantillon de probe est non biaisé, par exemple en étudiant l'influence des critères de sélection de l'électron tag sur la valeur de l'efficacité mesurée, ou en comparant l'efficacité mesurée à la valeur obtenue à partir des données générées...



TAB. 6.2 – Niveaux de probe et de tag. L'existence d'un électron probe est conditionnée par la présence d'un électron tag détecté en coïncidence. Dans notre étude, nous n'avons pas adjoint de critères supplémentaires pour la sélection du tag.

6.3.2 Mesures d'efficacités

Nous pouvons lier les mesures des différentes efficacités aux nombres d'événements mesurés pour lesquels l'électron probe satisfait le critère correspondant.

Efficacité d'un ensemble de critères

Soit un ensemble de critères dont on veut déterminer l'efficacité (par exemple les critères d'identification). Nous définissons l'efficacité ϵ_c comme la probabilité qu'un candidat électron satisfasse à ces critères. Nous nous intéressons au cas particulier où les critères étudiés sont un sous-ensemble des critères d'identification.

Si notre hypothèse d'échantillon non biaisé est valable, nous pouvons exprimer cette valeur en fonction des nombres d'événements pour lesquels l'électron probe passe les critères étudiés. Nous notons :

- $\mathcal{E}_{t,t}$ l'ensemble des événements pour lesquels les deux électrons sont des électrons tag (c'est-à-dire que l'électron probe passe tous les critères d'identification),
- $\mathcal{E}_{t,nt}$ l'ensemble des événements pour lesquels il n'y a qu'un et un seul électron tag,

– $\mathcal{E}_{t,c}$ le sous-ensemble de $\mathcal{E}_{t,nt}$ pour lequel l'électron probe satisfait aux critères choisis,
et $N_{t,t}$, $N_{t,nt}$, $N_{t,c}$ les nombres d'événements correspondants.

L'efficacité des critères peut alors s'écrire :

$$\epsilon_c = \frac{2N_{t,t} + N_{t,c}}{2N_{t,t} + N_{t,nt}}, \quad (6.5)$$

où le facteur 2 tient compte du fait que, dans des événements à 2 tag, chacun des deux électrons peut être pris comme candidat probe.

Notons que la différence entre la valeur obtenue par la mesure du nombre d'événements dans (6.5) et l'efficacité théorique calculée à la section 6.2 est souvent citée comme limite supérieure à l'incertitude sur la mesure de l'efficacité.

Effacité d'identification

Nous pouvons particulariser les définitions générales introduites ci-dessus au cas de l'efficacité d'identification ϵ_{id} , qui est définie comme la probabilité qu'un candidat électron passe les quatre critères d'identification de la section 6.2. Dans notre étude, nous nous sommes placés dans le cas particulier où les critères de tag sont les mêmes que ceux de l'identification. L'ensemble $\mathcal{E}_{t,c}$ est donc vide dans notre cas ($N_{t,c} = 0$) et l'efficacité mesurée s'écrit :

$$\epsilon_{id} = \frac{2N_{t,t}}{2N_{t,t} + N_{t,nt}}, \quad (6.6)$$

où le facteur 2 tient compte du double comptage dans le cas où on a deux tags (chacun des deux électrons peut être pris comme candidat probe).

A partir d'un échantillon de 8527 couples de candidats électrons ayant passé les coupures sur la masse invariante et la quantité de mouvement transverse (voir section 6.3.1), nous avons obtenu $N_{t,t} = 6559$ et $N_{t,nt} = 1814$. D'après l'équation (6.6) l'efficacité de tag est donc égale à $\epsilon_{tag} = 87,85\%$. Afin de déterminer l'erreur sur cette valeur, nous utilisons la formule (6.6) et nous obtenons

$$\Delta\epsilon_{id} = \frac{N_{t,nt}}{(2N_{t,t} + N_{t,nt})^2} \Delta N_{t,t} \oplus \frac{2N_{t,t}}{(2N_{t,t} + N_{t,nt})^2} \Delta N_{t,nt} \oplus 2 \frac{\sqrt{2N_{t,t}N_{t,nt}}}{(2N_{t,t} + N_{t,nt})^2} \sqrt{\text{cov}(N_{t,t}, N_{t,nt})}, \quad (6.7)$$

où $\Delta N_{t,t}$ et $\Delta N_{t,nt}$ sont les erreurs absolues de variables binomiales⁴ et $\text{cov}(N_{t,t}, N_{t,nt})$ est la matrice de covariance des variables aléatoires $N_{t,t}$ et $N_{t,nt}$ calculée à partir de

⁴Pour rappel, l'écart-type d'un ensemble de N tirages d'une variable aléatoire binomiale, avec probabilité d'occurrence p , est donné par $\sigma = \sqrt{Np(1-p)}$

quatre lots différents. Nous avons finalement l'efficacité

$$\boxed{\epsilon_{id} = 87,85 \pm 0,22 \%}. \quad (6.8)$$

Cette valeur est compatible avec l'efficacité d'identification trouvée à la section 6.2 ($88,24 \pm 0,26 \%$). Ceci semble indiquer que l'échantillon de probe sélectionné est non biaisé (erreur inférieure au pourcent).

Nous pouvons également estimer l'erreur statistique sur la mesure de l'efficacité d'identification pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} . Dans ce cas, nous aurions environ 1300 couples candidats électrons⁵. La formule (6.7) nous donne alors une erreur de l'ordre de 0,5%. Nous en concluons qu'il est possible de mesurer l'efficacité d'identification dès les premiers mois de prise de données.

Efficacité du critère $E_{SC}/\|\vec{p}_{in}\| < 3$ seul

Nous avons répété l'étude faite pour ϵ_{id} de la section précédente pour le critère $E_{SC}/\|\vec{p}_{in}\| < 3$ uniquement afin de vérifier que nous obtenons les mêmes conclusions. Dans ce cas, nous notons $N_{t,E/p}$ le nombre d'événements pour lesquels on a un tag, associé à un probe qui passe le critère sans pour autant être un tag. L'efficacité correspondante s'écrit

$$\epsilon_{E/p} = \frac{2N_{t,t} + N_{t,E/p}}{2N_{t,t} + N_{t,nt}}, \quad (6.9)$$

où $N_{t,E/p}$ correspond à un sous-ensemble de $N_{t,nt}$.

Nous obtenons

$$\boxed{\epsilon_{E/p} = 89,82 \pm 0,26 \%}. \quad (6.10)$$

Nous voyons à nouveau que le résultat est compatible avec celui obtenu à partir des données générées ($90,15 \pm 0,24 \%$) et semble donc bien indépendant du choix de l'échantillon.

⁵Ce nombre est obtenu à partir des 2700 événements générés en considérant l'acceptance des électrons (de l'ordre de 75% ; voir section 4.3) ; l'efficacité de l'étape d'association de traces (de l'ordre de 90% pour les deux électrons) et des coupures introduites à la section 6.3.1 (de l'ordre de 70%).

6.4 Conclusions et perspectives

Dans ce chapitre, nous avons présenté une méthodologie permettant de mesurer l'efficacité d'identification des électrons. L'étape suivante consiste à mettre en place une méthode efficace de réjection du bruit de fond. Nous n'avons pu élaborer une solution complète à cette problématique, mais nous avons exploré quelques aspects et donnons une première évaluation des résultats obtenus.

Nous rappelons que le bruit de fond est essentiellement constitué d'événements avec deux jets de particules en sortie. Dans la plupart des cas, ces jets comportent des pions chargés, qui laissent une trace dans le trajectographe, et des pions neutres, qui se désintègrent en deux photons et provoquent donc le dépôt d'une gerbe dans le calorimètre électromagnétique.

La topologie d'un jet peut donc simuler celle d'un électron et il importe de connaître la fraction de jets qui passent les étapes d'identification par rapport aux électrons. Nous voyons sur la figure 6.9 que la section efficace différentielle des événements di-jets diminue très fort en fonction de la quantité de mouvement transverse p_T . Ceci explique qu'on sépare les événements en plusieurs intervalles en p_T pour l'analyse d'efficacité.

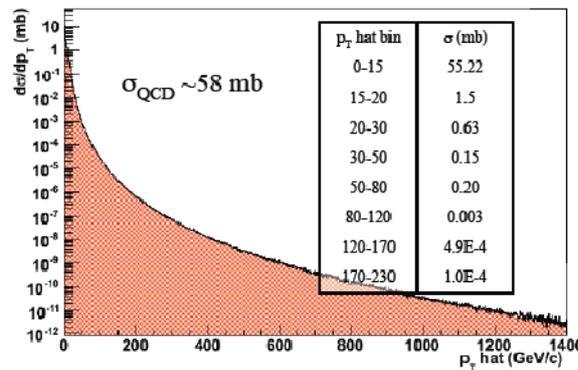


FIG. 6.9 – Graphique semi-logarithmique de la section efficace différentielle de processus di-jets en fonction de la quantité de mouvement transverse ([15])

Nous avons étudié les jets émis dans l'intervalle $\langle p_T \rangle \in [120, 170]$ GeV, pour lequel on a une section efficace égale à 490 nb⁶. Pour rappel, la section efficace du processus

⁶A première vue, cet intervalle semble le plus critique car les jets ont des énergies assez importantes pour ne pas être rejetés par la coupure en impulsion transverse, et que la diminution de la section

de Drell-Yan, pour $M_{\gamma/Z} > 200$ GeV, est de 2,7 pb. Il faut donc que la fraction de jets conservés soit inférieure à $\sqrt{2,7 \cdot 10^{-12} / 490 \cdot 10^{-9}} \approx \sqrt{5 \cdot 10^{-6}} \approx 0,2\%$ par plusieurs ordres de grandeur.

Nous devons donc établir des critères d'identification permettant de discriminer les électrons des jets. La figure 6.9 montre l'intérêt d'appliquer une coupure sur le p_T des candidats électrons, tel que nous l'avons fait à la section 6.3.1 (formule (6.4)). Cette coupure s'avère intéressante pour les jets dont la quantité de mouvement transverse est dans l'intervalle [120, 170] GeV car l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique sera en général plus faible que l'énergie totale du jet.

La sous-estimation de l'énergie déposée dans l'ECAL avait également motivé la coupure sur la masse invariante des superclusters de la formule (6.3). Les deux premiers critères présentés ci-dessus se sont avérés efficaces pour réduire le bruit de fond de jets. En effet, nous avons testé les coupures $M > 150$ GeV et $p_T > 20$ GeV sur des échantillons d'électrons issus du processus de Drell-Yan d'une part, sur des échantillons de di-jets d'autre part. Nous avons pu établir que 71% des événements de Drell-Yan sont conservés contre moins de 4% pour les processus di-jets. L'efficacité de réjection de ces deux critères est donc de l'ordre de $1 - \sqrt{0,04} = 80\%$ par jet.

D'autre part, les jets déposent en moyenne une énergie importante dans le calorimètre hadronique, ce qui motive le critère $H/E_{SC} < 0,2$. Nous avons ainsi pu observer que les quatre critères d'identification ont une efficacité de réjection de 86% par jet sur le lot de jets ayant passé les coupures précédentes.

A ce stade, la fraction de jets restants est de l'ordre de 3%. D'autres critères de réjection sont donc nécessaires. L'un d'entre eux consiste à calculer l'étalement de la gerbe. En effet, au contraire des électrons qui déposent une seule gerbe, les jets en déposent plusieurs. Pour séparer ces deux types de comportements, nous pouvons définir deux cônes de dimensions différentes autour de la direction centrale de la gerbe du candidat électron, et comparer les énergies déposées dans les deux cônes. Cette méthode peut être appliquée dans le trajectographe, l'ECAL et le HCAL.

A titre d'exemple, nous avons étudié la différence d'énergie déposée dans deux cônes de rayons respectifs $R = 0,1$ et $R = 0,5$ dans le HCAL (selon la métrique du détecteur introduite dans l'équation (6.2) de la section 6.2). Nous n'avons pas pu appliquer cette

efficace des intervalles suivants ne compense pas l'augmentation du nombre de jets passant les critères de réjection. Une étude complète demande évidemment d'étudier l'ensemble des intervalles en énergie

coupure à l'échantillon des candidats électrons restants après identification car nous manquions de temps pour accumuler la statistique requise. Nous l'avons appliquée aux candidats électrons passant les coupures (6.3) et (6.4), afin de sortir un ordre de grandeur de son efficacité. En notant H_1 et H_2 les énergies déposées dans les grand et petit cônes du HCAL, nous avons choisi la coupure

$$\frac{H_1 - H_2}{E_{SC}} < 0,05.$$

Nous avons ainsi trouvé une efficacité d'identification de 83,4% pour les électrons et une efficacité de réjection de 95% des jets. Il est cependant à craindre que ce critère soit fort corrélé avec les critères d'identification (notamment le critère H/E_{SC}) et que les événements di-jets éliminés correspondent dans les deux techniques. Malgré ce bémol, la coupure sur l'étalement de la gerbe, qui doit également être appliquée dans l'ECAL et le trajectographe, semble permettre une réjection du bruit de fond supplémentaire supérieure à 10%. Une étude plus complète doit valider cette première approximation.

Par ailleurs, nous attirons l'attention du lecteur sur le fait que la validité de la méthode mise en place dans ce chapitre pour la mesure de la section efficace doit être révérifiée pour l'ajout de critères supplémentaires. Il s'agit de s'assurer qu'une redéfinition des critères pour l'électron tag ne biaise pas l'échantillon de candidats probe associés. Une telle vérification peut se faire en appliquant le raisonnement commenté dans ce chapitre.

Conclusion

Ce travail s'intéresse aux erreurs sur la mesure de la section efficace du processus de Drell-Yan dans CMS. Nous avons vu d'une part que ce processus permet la calibration du détecteur grâce au pic du Z^0 à 91 GeV, et d'autre part que la connaissance de sa distribution en fonction de la masse invariante est particulièrement importante afin d'être capable de détecter toute déviation aux prévisions du Modèle Standard. Nous nous sommes essentiellement intéressés à l'étude de ce processus à haute masse invariante ($M_{\gamma/Z} > 200$ GeV). Le signal de sortie du processus de Drell-Yan, composé d'une paire électron-positron, permet en outre des mesures très propres et très précises.

Notre premier chapitre fournit une présentation générale des constituants du Modèle Standard, et des interactions entre ceux-ci. Nous nous sommes très vite focalisés sur les aspects les plus importants pour la suite de ce travail. En particulier, la connaissance des fonctions de distribution des partons est indispensable pour l'étude d'une diffusion de hadrons.

Le chapitre 2 présente le contexte expérimental dans lequel les concepts présentés au premier chapitre sont testés. Nous avons donc effectué un bref survol du projet LHC appelé à révolutionner notre connaissance de la physique des particules au cours des années à venir.

Au chapitre 3, nous avons étudié les caractéristiques principales du processus de Drell-Yan. En particulier, nous nous sommes intéressés à l'allure de sa section efficace en fonction de la masse invariante $M_{\gamma/Z}$ et aux caractéristiques des grandeurs mesurables telles que l'énergie et les angles des électrons. Nous avons expliqué, à partir de l'allure des fonctions de distribution des partons, la distribution de l'impulsion longitudinale du γ/Z et l'asymétrie entre les spectres en énergie des électrons et positrons.

Nous avons effectué au chapitre 4 une description détaillée du calorimètre électromagnétique, permettant la mesure de l'énergie des électrons, et dont nous devons connaître les caractéristiques pour comprendre certaines erreurs expérimentales. Nous avons par

la même occasion décrit le système de déclenchement permettant la sélection des événements potentiellement intéressants. Enfin, nous avons étudié l'acceptance des paires d'électrons issues du processus de Drell-Yan dans le détecteur, afin d'estimer le nombre d'événements perdus pour des raisons géométriques. Nous avons ainsi montré que, pour des masses $M_{\gamma/Z}$ supérieures à 200 GeV, environ 76% des événements satisfont aux conditions du système de déclenchement et d'acceptance géométrique.

Le cinquième chapitre s'intéresse aux erreurs systématiques de nos simulations liées aux incertitudes sur les paramétrisations des fonctions de distribution de partons introduites précédemment. Nous avons obtenu une erreur de l'ordre de 4% sur la valeur de la section efficace totale σ . Ces simulations dépendent en outre du choix de l'échelle de factorisation, dont nous avons vu qu'elle induisait une erreur supplémentaire de 2% sur σ .

La seconde partie du chapitre 5 traite quant à elle des erreurs sur la section efficace différentielle dues à une dégradation des quantités mesurées. Nous avons comparé les résultats obtenus aux erreurs statistiques pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} (2700 événements attendus). L'erreur donnant lieu à l'effet le plus marquant est l'erreur de 10% sur la calibration absolue de l'énergie du calorimètre.

Enfin, le dernier chapitre présente une méthodologie ambitionnant la mesure de l'efficacité d'un critère de sélection, appliqué sur les électrons, à partir des données fournies par le détecteur CMS. Nous avons présenté les caractéristiques de quatre critères d'identification des électrons, et justifié leur existence. Leur efficacité théorique a été calculée pour les signaux émis lors du passage des électrons issus du processus de Drell-Yan dans le détecteur. Pour mesurer cette efficacité à partir des données expérimentales, nous avons tenté de constituer un échantillon pur et non biaisé de candidats électrons. Dans cette optique, nous avons utilisé la méthode "tag and probe" (valable pour des processus avec deux électrons dans l'état final) qui consiste à sélectionner un premier candidat électron (tag) selon des critères très stricts, et de constituer un échantillon avec les candidats électrons détectés en coïncidence (électrons probe). Ceci nous a permis de calculer l'efficacité d'identification obtenue pour ces candidats électrons. Nous avons obtenu un résultat très semblable au premier, ce qui semble indiquer que notre échantillon est non biaisé. Des études plus complètes doivent cependant être effectuées pour appuyer cette affirmation.

Le dernier chapitre aborde également brièvement la réjection du bruit de fond, essentiellement dû aux événements di-jets. Nous n'avons pas eu le temps de finaliser cette étude et de présenter des résultats quantitatifs. Nous avons cependant pu observer la

nécessité d'introduire des critères supplémentaires sur la sélection de l'électron tag.

Nous concluons en présentant un schéma de la démarche à suivre pour mettre en oeuvre une méthode directement applicable pour la mesure de l'efficacité de sélection. La première étape consiste à ajouter des critères pour la sélection de l'électron tag, de telle manière que la réjection du bruit de fond des jets soit suffisamment importante. Il faut pour cela tester l'efficacité de réjection sur les différents intervalles en p_T des jets de la figure 6.9. Ceci implique la génération d'une statistique demandant un temps de calcul trop long pour la durée d'un mémoire. A partir du moment où cet électron est sélectionné, on peut constituer un échantillon à partir des candidats électrons détectés en coïncidence. Il s'agit ensuite d'appliquer des critères de sélection sur ces candidats électrons, et vérifier que l'efficacité obtenue correspond à celle calculée à partir des données générées.

Annexe A

Notations covariantes

Dans ce travail, nous faisons usage des notations covariantes d'Einstein. Ces notations sont particulièrement commodes pour traiter le cas de particules relativistes. Nous en rappelons brièvement les conventions.

Le principe des notations d'Einstein est de considérer le temps t sur un pied d'égalité avec les coordonnées d'espace \vec{x} en les assemblant dans une espace à quatre dimensions appelé espace-temps. Un vecteur de cet espace, nommé **quadrivecteur**, s'écrit en notation covariante :

$$x \equiv x^\mu = \begin{pmatrix} ct \\ \vec{x} \end{pmatrix}, \quad (\text{A.1})$$

où l'indice μ peut prendre les valeurs 0 à 3, l'indice 0 étant réservé à la composante temporelle alors que les trois autres correspondent aux coordonnées spatiales.

Par ailleurs, nous définissons le produit scalaire entre deux quadrivecteurs x et y de la manière suivante :

$$x \cdot y = t_x t_y - \vec{x} \cdot \vec{y} = g_{\mu\nu} x^\mu y^\nu, \quad (\text{A.2})$$

où nous avons introduit la métrique de l'espace-temps $g_{\mu\nu}$ définie (en relativité restreinte) par :

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3})$$

Le produit scalaire ainsi défini permet de manipuler des grandeurs invariantes par transformation de Lorentz.

De la même manière, on associe l'énergie et la quantité de mouvement dans un seul quadrivecteur.

$$p \equiv p^\mu = \begin{pmatrix} E/c \\ \vec{p} \end{pmatrix}, \quad (\text{A.4})$$

Dans ce travail, p désignera donc le quadrivecteur impulsion-énergie et non la norme de la quantité de mouvement, qui sera notée $\|\vec{p}\|$.

Bibliographie

- [1] F. HALZEN and A. D. MARTIN. *Quarks and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley and Sons, 1984.
- [2] Dan GREEN. *Lectures in Particle Physics*. World Scientific, 1994.
- [3] I. J. R. AITCHISON and A. J. G. HEY. *Gauge Theories in Particle Physics*, volume 1. Taylor & Francis, September 2002.
- [4] ATLAS Collaboration. Atlas detector and physics performance : Technical design report, 1999.
- [5] T. SJOSTRAND, S. MRENNNA, and P. SKANDS. Pythia 6.4 : Physics and manual, March 2006.
- [6] C. W. FABJAN and F. GIANOTTI. Calorimetry for particle physics. *Reviews of Modern Physics*, 75 :1279–1286, October 2003.
- [7] CMS Collaboration. Technical design report : Detector performance and software, 2006.
- [8] W. FUNK. The electromagnetic calorimeter of cms. *CMS Conference Report*, 63, November 2004.
- [9] G. DASKALAKIS. Cms ecal calibration strategy. *CMS Conference Report*, July 2006.
- [10] C. ROVELLI. *The CMS Electromagnetic Calorimeter and the search for the Higgs boson in the decay channel $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow 2e2\nu$* . PhD thesis, 2005.
- [11] S. BAFFIONI et al. Electron reconstruction in cms. *CMS NOTE*, February 2006.
- [12] A TRICOMI. Performances of the atlas and cms silicon tracker. *EPJ C direct*, March 2003.
- [13] S. MOREAU. *Conception d'un algorithme de reconstruction de vertex pour les données de CMS. Etude de détecteurs gazeux (MSGC) et silicium à micropistes*. PhD thesis, Université Louis Pasteur de Strasbourg, Décembre 2002.
- [14] CDF Collaboration. Measurements of inclusive w and z cross sections in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.96$ tev. August 2005.

- [15] C. CHARLOT and R. SALERNO. Fake rates from jets. March 2007.
- [16] W. R. LEO. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1992.
- [17] B. CLERBEAUX and T. MAHMOUD et al. Search with the cms detector for heavy resonances decaying into an electron pair. *CMS Note 2006-083*, May 2006.
- [18] B. CLERBEAUX, Sh. ELGAMMAL, T MAHMOUD, and P. MARAGE. Saturation and energy corrections for tev electrons and photons. *CMS Internal Note 2006-xxx*, June 2006.
- [19] I BELOTELOV et al. Study of drell-yan dimuon production with the cms detector. *CMS Note 2006-123*, June 2006.
- [20] Measurement of the high-mass drell-yan cross section and limits on quark-electron compositeness scales. *Physical Review Letters*, 24 :4769–4774, June 1999.
- [21] Nouvelles du lhc. *Elémentaire*, 1 :59–62, Mai 2005.
- [22] Atlas. *Elémentaire*, 2 :58–63, Septembre 2005.
- [23] Cms, petit mais costaud. *Elémentaire*, 3 :56–59, Septembre 2005.
- [24] J-L. AGRAM. *Mesure de la section efficace inclusive de production de jets en fonction de leur impulsion transverse dans l'expérience D0 au Fermilab*. PhD thesis, Université de Haute Alsace, Décembre 2004.
- [25] Particle Data Group. *Particle Physics Booklet*. AIP, 2006.