



Université Libre de Bruxelles

Faculté des Sciences

Contribution à l'étude de la section efficace du processus de Drell-Yan au LHC

Etude d'incertitudes liées au processus de Drell-Yan au LHC

Année académique 2006 - 2007

Mémoire de fin d'études

Vincent DERO

Directrice de mémoire : Dr. B. Clerbaux

Table des matières

1	Introduction	4
1.1	Le Modèle Standard et la nouvelle physique	4
1.2	Le collisionneur LHC	5
1.3	Le détecteur CMS	9
1.3.1	Le système de coordonnées	9
1.3.2	Le détecteur de traces	10
1.3.3	Le calorimètre électromagnétique	11
2	Section efficace du processus de Drell-Yan	14
2.1	Motivation	14
2.2	Section efficace	16
2.3	Cinématique de l'état virtuel γ/Z	17
2.3.1	Impulsion longitudinale de l'état virtuel γ/Z et rôle des PDF	18
2.3.2	Impulsion transverse de l'état virtuel γ/Z	22
2.4	Cinématique des électrons	23
2.4.1	Impulsion transverse des électrons	23
2.4.2	Pseudorapacité des électrons	24
2.4.3	Asymétrie électrofaible	26
3	Identification des électrons	28
3.1	Critères d'identification des électrons	28
3.1.1	Motivation	28
3.1.2	Problème des π^0	29
3.1.3	Isolement	30
3.2	<i>Underlying event</i>	32
3.2.1	Particules générées à 200 GeV et à 2000 GeV	33
3.2.2	Coupures sur les particules générées	34
3.2.3	Nature des particules de l'underlying event	37
3.3	Cônes qui contiennent un vrai électron	38
3.3.1	Fraction électromagnétique	38
3.3.2	Caractéristiques des cônes qui contiennent un électron	39
3.4	Acceptance	39
4	Ordres supérieurs à l'ordre dominant en α_s du processus de Drell-Yan	43
4.1	Jets de particules	44
4.1.1	Identification des jets de particules	44
4.1.2	Nombre de jets de particules	45
4.1.3	Nature des jets de particules	46

4.2	Événements où le Z est produit à grande impulsion transverse	47
4.3	Non-balance des événements	49
5	Comparaison PYTHIA - MC@NLO	52
5.1	Cinématique	52
5.1.1	Cinématique de l'état virtuel γ/Z	53
5.1.2	Cinématique des électrons	56
5.2	Acceptance	56
5.3	<i>Underlying event</i>	58
5.4	Ordres supérieurs à l'ordre dominant en α_s du processus de Drell-Yan . . .	58
5.4.1	Jets de particules	60
5.4.2	Événements où le Z est produit à grande impulsion transverse . . .	60
5.4.3	Non-balance des événements	64
6	Conclusions	67

Chapitre 1

Introduction

1.1 Le Modèle Standard et la nouvelle physique

Le Modèle Standard (MS) [1], en physique des particules élémentaires, est un des résultats les plus importants de la physique du XXème siècle. Il décrit parfaitement toutes les interactions à l'échelle microscopique liées aux forces faibles, électromagnétiques et fortes. Il présente une structure mathématique cohérente qui lui a permis de prédire l'existence de certaines particules (les bosons Z et W par exemple). Aucune expérience à ce jour n'a pu le mettre en défaut de façon significative. Pour pouvoir associer une masse aux particules, le MS prédit cependant une particule qui n'a jamais été observée : le boson de Higgs. Le boson de Higgs, prédit il y a 40 ans, est un enjeu crucial de la physique des particules élémentaires actuelle. Découvrir le boson de Higgs est l'objectif principal du collisionneur de hadrons en construction au CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire) : le LHC (Large Hadron Collider).

Malgré ses succès, le Modèle Standard est considéré comme une théorie effective (de basse énergie) d'une théorie plus fondamentale. En effet, le MS n'inclut pas la force de gravitation et ne permet pas l'unification des forces fondamentales à haute énergie. La grande difficulté dans les tentatives d'unification des forces provient de la différence d'échelle énorme entre l'interaction gravitationnelle ($M_{Planck} = 1.2 \cdot 10^{19} \text{ GeV}^1$) et les autres interactions fondamentales ($M_{Electrofaible} \approx 1 \text{ TeV}$) - ce problème est dit le problème de la "hiérarchie".

De nombreux modèles ont été proposés pour résoudre ces problèmes : ce sont ces théories que l'on nomme "nouvelle physique" ou théories BSM (Beyond Standard Model). Certains modèles postulent l'existence d'une nouvelle symétrie (SUperSYmetry) entre bosons et fermions ; d'autres postulent l'existence de dimensions spatiales supplémentaires. Ces dernières pourraient fournir une solution au problème de la hiérarchie. En effet, la gravitation peut se propager dans les dimensions spatiales supplémentaires et ainsi nous apparaître plus faible, étant comme *diluée* dans ces nouvelles dimensions [2]. La constante de Planck perd son caractère fondamental car elle n'est liée qu'à une fraction des interactions gravitationnelles. Ces modèles identifient donc les échelles électro-faible et de gravitation, impliquant l'apparition d'une physique nouvelle à une échelle de $\approx 1 \text{ TeV}$. Certains modèles à dimensions supplémentaires prédisent ainsi l'existence de nouvelles particules dont la masse serait de l'ordre du TeV . Le but secondaire du LHC est la découverte de ces particules BSM.

¹Nous avons pris la convention de poser la vitesse de la lumière c égale à 1 dans ce travail

Ce mémoire porte sur l'étude des incertitudes liées au processus de Drell-Yan au LHC. Nous discuterons dans un premier temps du dispositif expérimental (le LHC et CMS). Nous donnerons ensuite une motivation à l'étude du processus de Drell-Yan au LHC. Enfin, le corps de ce travail sera constitué de l'étude proprement dite des incertitudes liées à ce processus de Drell-Yan au LHC.

1.2 Le collisionneur LHC

Cette partie traite du dispositif expérimental qui sera achevé au CERN printemps 2008. Nous parlerons plus en détail du collisionneur à protons LHC et du détecteur CMS (Compact Muon Solenoid), ainsi que de son calorimètre électromagnétique ECAL (Electromagnetic CALorimeter).

Le collisionneur LHC est en construction dans l'ancien tunnel du LEP (Large Electron Positron collider) de 27 km de circonférence au CERN. C'est un collisionneur proton-proton.

Le but premier du LHC est la découverte du boson de Higgs. Le Modèle Standard ne prédit pas la masse du boson de Higgs. Des expériences ont cependant montré que sa masse devait dépasser la centaine de GeV . C'est pourquoi il a été décidé de construire un accélérateur qui peut créer des nouvelles particules de très grandes masses, de l'ordre du TeV .

Deux protons de $7 TeV$ d'impulsion chacun rentreront en collision au LHC. Cette collision va générer une énergie de $14 TeV$ dans le centre de masse proton-proton. Malheureusement on n'aura pas accès à ces $14 TeV$ dans les processus qui seront étudiés. En effet, les protons sont constitués de partons. L'interaction proton-proton se décomposera plus finement, dans de nombreux cas, en une collision de deux partons. Les partons ne transportent qu'une fraction de l'impulsion du proton. L'énergie dans le centre de masse parton-parton sera donc inférieure à $14 TeV$. On peut espérer obtenir des énergies dans le centre de masse parton-parton de l'ordre du TeV .

Le LHC sera doté de deux détecteurs multifonctions : ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) et CMS (Compact Muon Solenoid) sont fait pour être les plus complets possible, et serviront dans la recherche du boson de Higgs et la découverte de la nouvelle physique au sens large.

En plus de CMS et ATLAS, trois autres détecteurs seront installés auprès du LHC. ALICE (A Large Ion Collider Experiment) mènera l'étude du plasma de quarks et de gluons créé lors de collisions d'ions lourds. LHCb étudiera la violation de la symétrie CP dans les systèmes de mésons B. TOTEM (Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation), quant à lui, sera placé près de CMS et mesurera la section efficace totale de la collision proton-proton.

Une représentation des détecteurs du LHC est donnée à la figure 1.1.

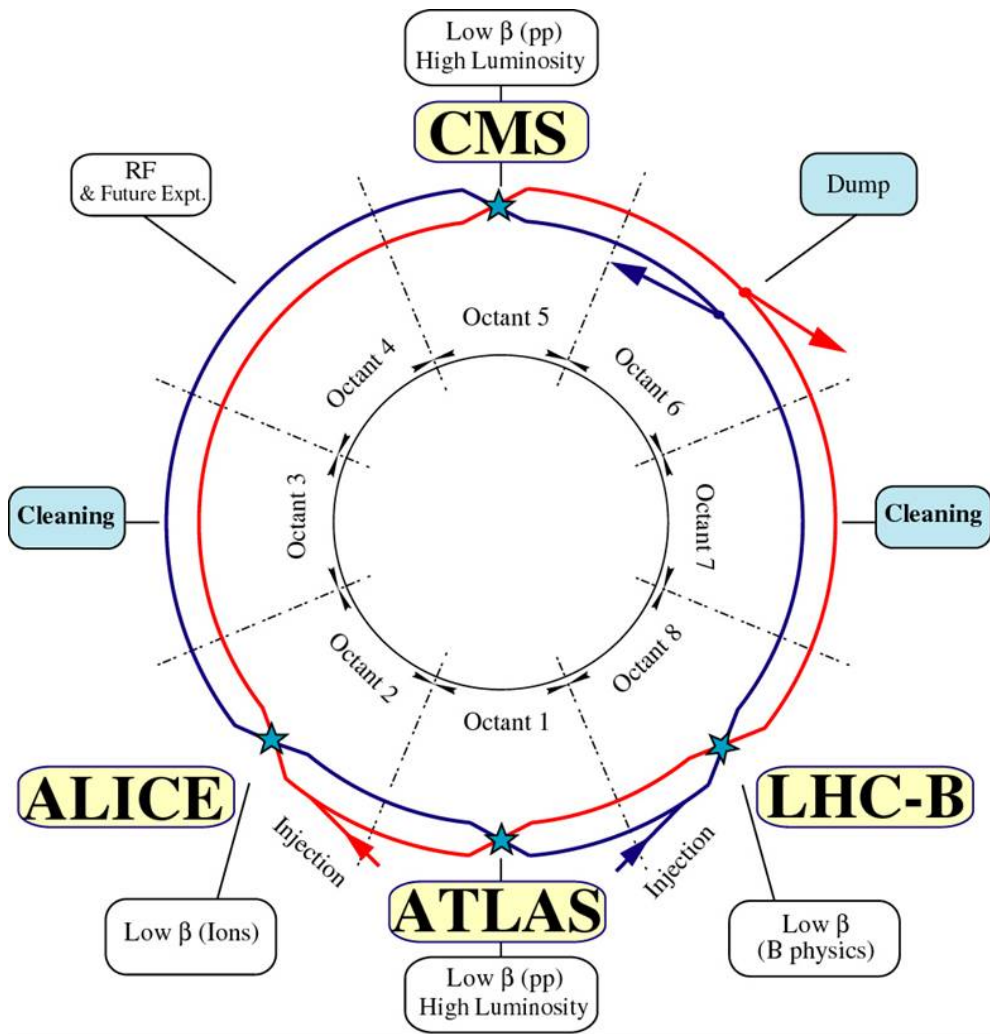


FIG. 1.1 – Représentation des détecteurs du LHC

Le but secondaire du LHC est la découverte de la physique BSM comme la supersymétrie ou encore l'existence possible de dimensions spatiales supplémentaires. Cette nouvelle physique pourrait se manifester au LHC par la découverte d'une série de nouvelles particules massives, typiquement de l'ordre du TeV .

Une énergie de l'ordre du TeV dans le centre de masse n'est accessible à l'heure actuelle que dans les collisionneurs protons-protons ou les collisionneurs protons-antiprotons. En effet, le rayonnement synchrotron est inversement proportionnel à la quatrième puissance de la masse des particules accélérées : $\frac{(E/m)^4}{R}$ où E est l'énergie des particules accélérées, m leur masse et R le rayon de courbure du collisionneur. La perte d'énergie par rayonnement est donc 2000^4 fois plus importante pour des électrons que pour des protons de même énergie. Il est dès lors inconcevable de construire des collisionneurs circulaires à électrons pour des énergies de l'ordre du TeV , car il faudrait encore augmenter significativement le rayon de l'accélérateur (le LEP200 atteignait $208 GeV$ dans le centre de masse pour un rayon de 27 km).

Si un collisionneur proton-proton à l'avantage d'émettre moins de rayonnement synchrotron (comparé à un collisionneur électron-positron), il souffre néanmoins du fait que les protons ne sont pas des particules ponctuelles. Les interactions intéressantes au LHC seront des interactions entre les constituants des protons, c'est-à-dire entre les quarks et les gluons.

La luminosité est une caractéristique de l'accélérateur. Pour une section efficace donnée, elle détermine le nombre d'interactions qui seront générées par unité de temps.

Il est crucial que la luminosité d'un collisionneur soit la plus grande possible. Les sections efficaces de production du boson de Higgs sont typiquement très petites. Il faut dès lors un collisionneur caractérisé par une très haute luminosité pour pouvoir observer ce processus rare avec une statistique suffisante. La luminosité intégrée sur un an attendue au LHC pourra atteindre $100 fb^{-1}$ à haute luminosité.

Le Tevatron du Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab) est un collisionneur proton-antiproton dont les faisceaux ont des impulsions de $1 TeV$ chacun. Ce collisionneur fournit une énergie dans le centre de masse proton-antiproton de $2 TeV$. Cependant il est limité par sa luminosité. En effet, la luminosité instantanée du Tevatron ($5 \times 10^{31} cm^{-2}s^{-1}$) est 200 fois plus petite que celle du LHC à haute luminosité ($10^{34} cm^{-2}s^{-1}$).

Dans une première phase, la luminosité instantanée au LHC sera de $2 \times 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$. Typiquement la luminosité intégrée sera d'environ $20 fb^{-1}$, ceci pendant quatre ans. Dans une seconde phase, la luminosité instantanée sera augmentée d'un facteur cinq à $10^{34} cm^{-2}s^{-1}$.

Les faisceaux sont constitués de paquets de particules qui vont se croiser toutes les $25 ns$ (c'est-à-dire à une fréquence de croisement de $40 MHz$). A basse (haute) luminosité, une moyenne de 5 (respectivement 20) interactions entre protons se produira par croisement de faisceaux. Ceci signifie que nous aurons 5 (20) interactions proton-proton toutes les $25 ns$ dans le détecteur, soit 800 millions d'interactions par seconde.

La plupart de ces interactions sont des interactions *soft* (à petit p_t) entre quarks et gluons des protons qui constituent les faisceaux. Les particules créées par ces interactions restent dans le tube à vide. Mais le taux d'interaction QCD *dur* (avec production de jets à grande impulsion transverse) reste très grand.

Un défi important au LHC est donc de sélectionner les événements vraiment intéressants (production de boson de Higgs, mesures précises pour le MS, physique BSM) parmi ce bruit de fond. Cette sélection sera réalisée par un système de déclenchement (*trigger*) qui rejettera les événements qui n'ont pas les caractéristiques désirées.

Le détail des différents dispositifs de préaccélération du LHC est donné en figure 1.2.

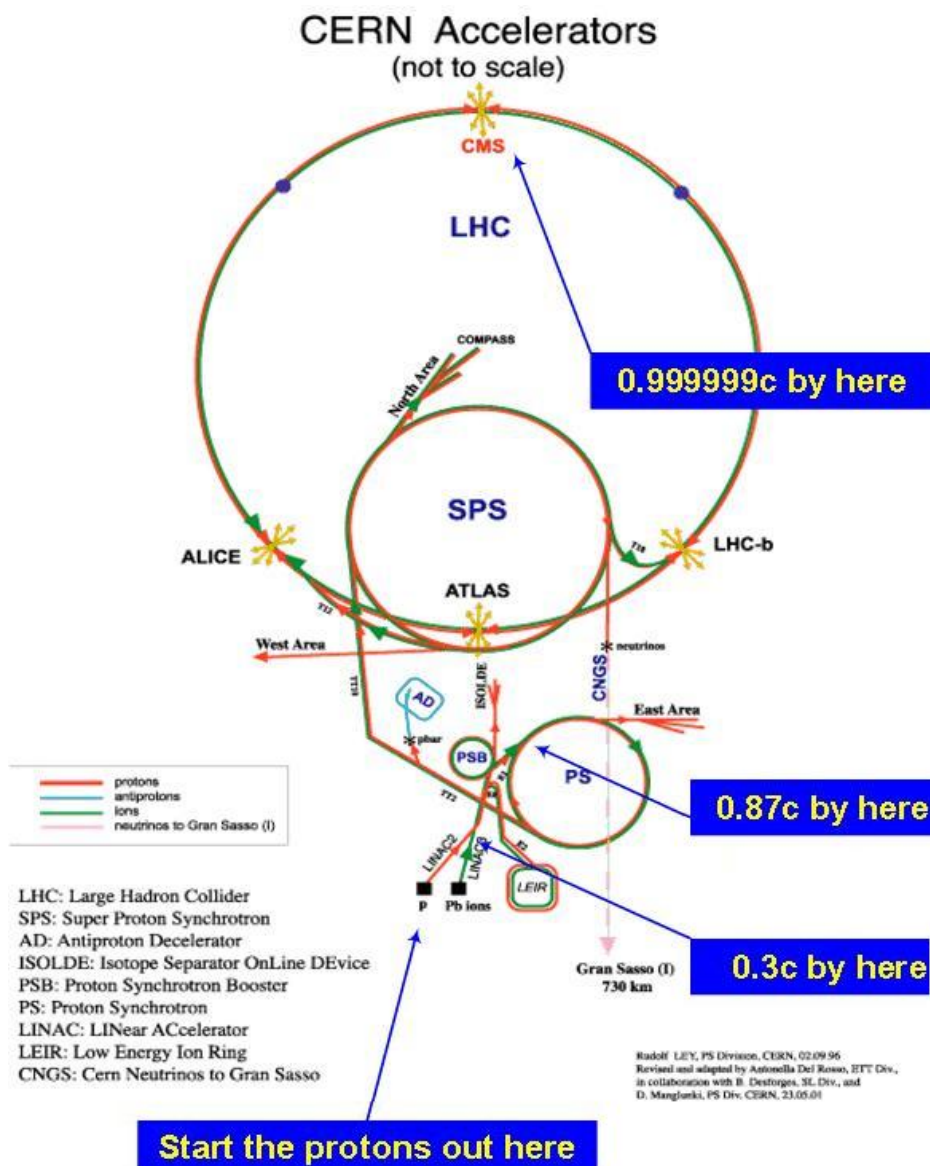


FIG. 1.2 – Représentation des différents dispositifs de préaccélération du LHC

1.3 Le détecteur CMS

Le détecteur CMS (Compact Muon Solenoid) [3] est composé de plusieurs couches de détecteurs spécialisés dans la détection de différentes particules. La structure de CMS est à symétrie cylindrique. Il compte quatre couches de détection, en partant des faisceaux : le détecteur de traces, le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique et les chambres à muons. CMS est aussi composé d'un aimant supraconducteur de 4 Tesla qui entoure le détecteur de traces et les calorimètres. Nous commencerons par discuter du système de coordonnées du détecteur, et ensuite nous parlerons du détecteur de traces et du calorimètre électromagnétique.

La figure 1.3 donne une représentation des différents détecteurs qui composent CMS.

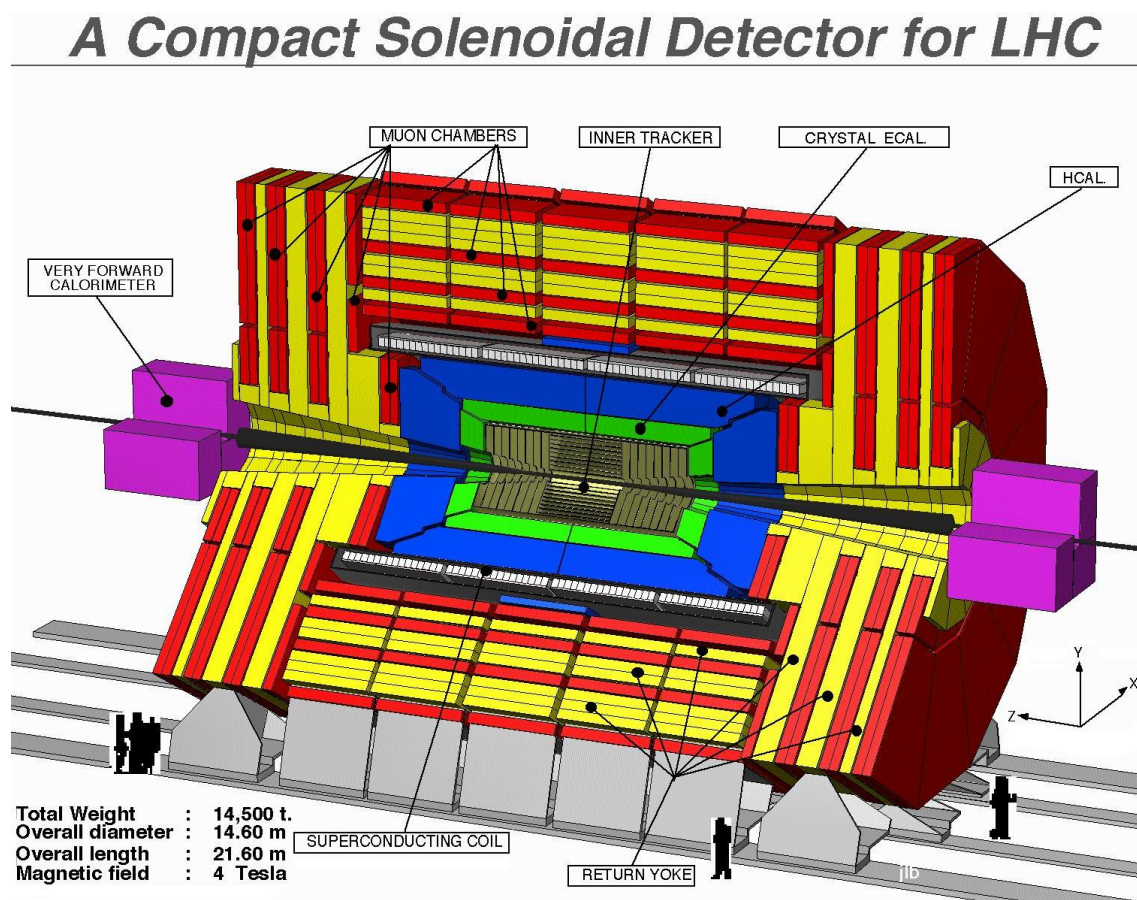


FIG. 1.3 – Représentation des différents détecteurs qui composent CMS

1.3.1 Le système de coordonnées

Les axes du système de coordonnées sont définis comme suit : l'axe x pointe vers le centre du LHC ; l'axe y pointe vers le haut ; l'axe z pointe le long de l'axe du cylindre que représente CMS, c'est-à-dire tangentiellement au tube à vide. L'origine des axes se situe au point nominal d'interaction p-p.

La composante selon l'axe z d'une variable cinématique est dite longitudinale ; les composantes perpendiculaires à cet axe sont dites transverses.

On définit l'angle azimutal ϕ à partir de l'axe x dans le plan $x - y$. L'angle polaire θ est défini à partir de l'axe z dans le plan $y - z$. La pseudorapacité η est définie comme suit :

$$\eta = -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

1.3.2 Le détecteur de traces

Le détecteur de traces (ou *tracker*) est la première couche de détection autour du tube à vide où a lieu la collision des protons. Il permet de reconstruire la trajectoire des particules chargées qui le traversent, et donc la mesure de leur charge et de leur impulsion transverse. Il est constitué d'un détecteur à pixels et d'un détecteur à micropistes situé autour de celui-ci.

Le détecteur à pixels est composé de trois couches de détection cylindriques et, à chaque extrémité, de deux disques de détection. Les rayons moyens des trois couches du cylindre sont 4.4, 7.3 et 10.2 *cm*. Les deux disques les plus éloignés sont à $|z| = 46.5$ *cm*. La taille d'un pixel est de $100 \times 150 \mu m^2$. Le détecteur à pixels permet de reconstruire la position du vertex d'interaction primaire et des vertex de désintégration secondaires. La résolution spatiale sur la position des vertex reconstruits est d'environ 10 μm pour la valeur de $R\phi$, et de 20 μm pour la coordonnée z .

Le détecteur à micropistes permet de déterminer les positions successives des particules chargées au cours de leur trajectoire à travers le détecteur de traces avec une résolution d'environ 24 μm sur la valeur de $R\phi$.

Une particule chargée peut, selon sa direction, déposer deux ou trois coups dans le détecteur à pixels et jusqu'à dix coups dans le détecteur à micropistes.

Les trajectoires des particules chargées sont courbées par le champ magnétique selon la loi

$$p_t \cong 0.3 B R$$

où p_t est l'impulsion transverse de la particule (en *GeV*), B est le champ magnétique en Tesla et R est le rayon de courbure de la trajectoire de la particule (en *m*).

Il est donc possible d'établir une mesure de l'impulsion transverse des particules chargées à partir de la courbure de leur trajectoire en hélice mesurée dans le détecteur de traces. Cette mesure se fait à partir de la flèche de la trajectoire. Dans CMS, une particule chargée atteindra le tonneau de l'ECAL (situé à 1.30 *m* du faisceau) si son impulsion transverse est supérieure à 780 *MeV*. Si ce n'est pas le cas la particule chargée spiralisera dans le détecteur de traces.

1.3.3 Le calorimètre électromagnétique

La recherche du boson de Higgs met un accent particulier sur le calorimètre électromagnétique. En effet, pour des grandes masses du boson de Higgs, les modes de désintégration du boson de Higgs les plus facilement identifiables sont $H \rightarrow W^* W$ et $H \rightarrow Z^* Z$. Les bosons W et Z se désintègrent ensuite en deux paires de leptons ($W \rightarrow l \bar{\nu}$ et $Z \rightarrow l^+ l^-$). Pour des petites masses du boson de Higgs, le mode de désintégration du boson de Higgs le plus facilement observable est $H \rightarrow \gamma \gamma$.

Des modes de désintégration du boson de Higgs particulièrement favorables pour la détection sont donc des modes de désintégration en quatre leptons ou en deux photons. Les leptons peuvent être des e^- (e^+), des μ^- (μ^+), des τ^- (τ^+) ou leurs neutrinos associés. Les e^- (e^+) et les μ^- (μ^+) sont facilement observables pour CMS. La détection des e^- (e^+) est assurée par le calorimètre électromagnétique ECAL (Electronic CALorimeter). La détection des μ^- (μ^+) est, quant à elle, assurée par les chambres à muons. La détection des γ provenant du boson de Higgs est effectuée en outre par le calorimètre électromagnétique.

L'ECAL est situé derrière le détecteur de traces et à l'intérieur de la bobine de l'aimant, tout comme le HCAL (Hadronic CALorimeter). Les calorimètres sont situés à l'intérieur de la bobine de l'aimant pour que les particules subissent le moins possible d'interactions avec la matière avant de les atteindre. La traversée de la bobine de l'aimant par une particule engendrerait une erreur supplémentaire sur la détermination de son énergie dans les calorimètres.

Les particules qui traversent les calorimètres laissent une gerbe (sauf les muons et les neutrinos) de particules dans les calorimètres. Cette gerbe reste en général confinée dans le calorimètre électromagnétique quand les particules qui le traversent sont des électrons ou des photons. Les gerbes créées par des particules hadroniques s'étendent au contraire au travers du calorimètre électromagnétique et du calorimètre hadronique (sauf les π^0 qui se désintègrent en deux photons avant d'atteindre les calorimètres). On peut dès lors s'assurer que l'on a affaire à des électrons ou des photons en demandant qu'il y ait un dépôt d'énergie dans l'ECAL et pas de gerbe dans le HCAL. On identifiera les électrons (et rejettera les photons) en demandant qu'il y ait une trace dans le détecteur de traces. Le but du calorimètre électromagnétique est de mesurer l'énergie des photons et des électrons. On peut remarquer que, à ce stade, un π^0 sera identifié comme un photon, car les deux photons de désintégration sont très collimés pour des π^0 de haute énergie.

L'ECAL est composé de deux parties :

- un tonneau (*barrel*) couvrant la région $|\eta| < 1.5$
- deux bouchons (*end-caps*) couvrant la région $1.5 < |\eta| < 2.5$

Une représentation du calorimètre électromagnétique ECAL est donnée en figure 1.4.

Les cristaux : Le tonneau (un bouchon) est composé de 61200 (respectivement 3662) cristaux pyramidaux tronqués de $PbWO_4$, ayant respectivement une densité linéique, une longueur de radiation X_0 et un rayon de Molière de 8.2 gcm^{-1} , 0.89 cm et 2.2 cm . Les faces avant et arrière de chacun d'eux offrent une surface de $22 \times 22 \text{ mm}^2$ et $26 \times 26 \text{ mm}^2$ (res-

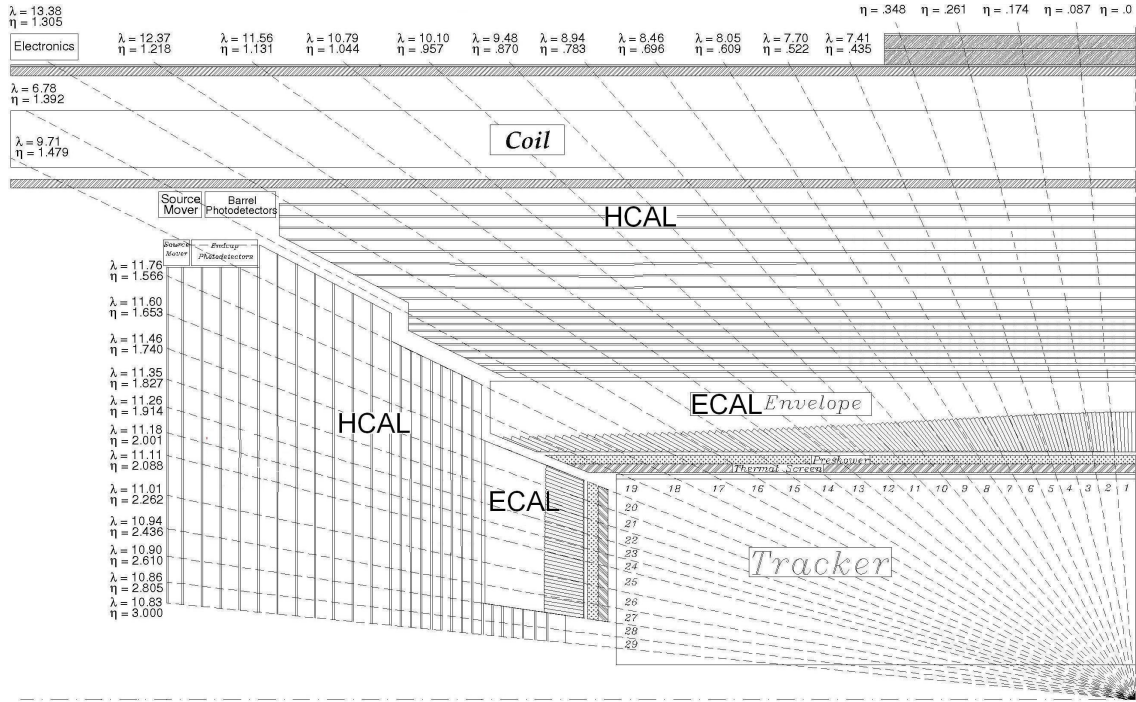


FIG. 1.4 – Représentation du calorimètre électromagnétique ECAL en vue longitudinale. L'ECAL se situe entre le détecteur de traces et le HCAL. Les cristaux de l'ECAL sont alignés en direction du point d'interaction. La couverture de l'ECAL est limitée à $|\eta| < 2.5$ (ce qui correspond à 9.4 degrés)

pectivement $28.62 \times 28.62 \text{ mm}^2$ et $30 \times 30 \text{ mm}^2$). Ces faces sont séparées par une distance de 230 mm (respectivement 220 mm), ce qui correspond à 26 (respectivement 24.7) fois la longueur de radiation X_0 .

Lorsque qu'un électron traverse les cristaux de l'ECAL, il émet des photons de rayonnement de freinage. Ces photons radiés peuvent se convertir en paires électron-positron. Ces électrons et positrons interagissent avec le milieu en émettant, à leur tour, des photons de rayonnement de freinage, et ainsi de suite. Cette émission en cascade de photons, d'électrons et de positrons est le mécanisme de formation d'une gerbe électromagnétique.

Cette gerbe électromagnétique est en général confinée dans le calorimètre électromagnétique. Les atomes des cristaux excités par l'énergie déposée par les particules de la gerbe se désexcitent dans certains cas en émettant des photons de scintillation. Des photodiodes à avalanche ATP, pour le tonneau, ou des phototriodes à vide VPT, pour les bouchons, reçoivent ces photons de scintillation et enregistrent leur nombre. Il est alors possible de reconstruire l'énergie de la particule qui a engendré la gerbe. En effet le nombre de photons de scintillation est proportionnel à l'énergie de la particule initiatrice de gerbe.

Le temps caractéristique de désexcitation par scintillation est comparable au temps entre deux croisements des faisceaux au LHC : environ 80 % de la scintillation est émise en 25 ns . Un cristal n'a donc pas libéré tous ses photons de scintillation quand les interactions du croisement de paquets suivant ont lieu. Mais ceci reste acceptable puisqu'il est peu probable que deux gerbes se forment successivement dans un même cristal.

Le calorimètre de pied de gerbe : Ce composant se place entre le détecteur de traces et les bouchons. Son but est d'arriver à identifier les π^0 des photons et des électrons. Il est constitué de couches de senseurs au silicium placés entre des feuilles de plomb. Ceci permet d'initier une gerbe électromagnétique quand les feuilles de plomb sont traversées par un électron ou un photon. Les senseurs mesurent l'énergie déposée ainsi que la position précise du commencement de la gerbe. De cette façon, si un π^0 s'est désintégré en deux photons, le calorimètre de pied de gerbe détectera deux débuts de gerbe très proches. Il pourra dès lors, quand les deux photons sont suffisamment éloignés, identifier les π^0 .

Résolution en énergie : En général, la résolution en énergie d'un calorimètre peut s'écrire comme suit :

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 = \left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_n}{E}\right)^2 + b^2$$

où a/\sqrt{E} est un terme stochastique (fluctuations statistiques du nombre de particules dans la gerbe et fluctuations du nombre de photons de scintillation), σ_n/E un terme de bruit (bruit constant de lecture de l'électronique et superposition aléatoire d'événements non-corrélés) et b est un terme constant (lié à la calibration des cristaux). Pour des énergies supérieures à 100 GeV on peut voir que b domine l'expression. Les valeurs de a , σ_n et b sont respectivement 0.036, 124 MeV et 0.0026. La résolution en énergie pour CMS est de près de 0.6 % pour des particules de 50 GeV d'énergie.

Chapitre 2

Section efficace du processus de Drell-Yan

Ce mémoire porte sur l'étude de la section efficace du processus de Drell-Yan au LHC. Le processus de Drell-Yan [4] est le suivant : $q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}$. L'état intermédiaire est un état virtuel du γ ou du Z . Dans ce travail, nous nous intéresserons à l'état final e^+e^- . La figure 2.1 montre les diagrammes de Feynman à l'ordre dominant en α_s (Leading Order) du processus de Drell-Yan avec l'état final e^+e^- .

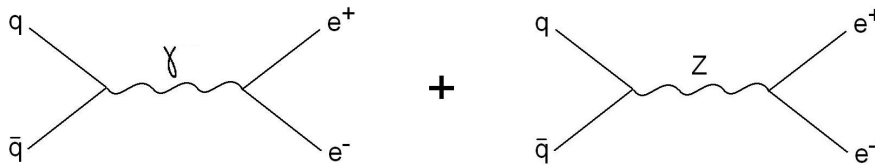


FIG. 2.1 – Diagrammes de Feynman à l'ordre dominant en α_s (LO) du processus de Drell-Yan avec l'état final e^+e^-

2.1 Motivation

Tout d'abord le processus de Drell-Yan trouve son importance dans la recherche de la nouvelle physique. De nombreux résultats dépendent de la parfaite connaissance de la section efficace du Drell-Yan à haute masse invariante de la paire e^+e^- (de l'ordre du TeV).

En effet, certains modèles de la nouvelle physique BSM prédisent l'existence de pics dans la masse invariante de la paire électron-positron du Drell-Yan à haute masse ou une modification de la section efficace du Drell-Yan à haute masse invariante [5]. Le Tevatron a fixé la limite de la masse invariante jusqu'où la section efficace est en accord avec le Modèle Standard à près de $600 GeV$.

Pour distinguer les effets de la nouvelle physique sur la section efficace de Drell-Yan prédite par le Modèle Standard, il faut donc obtenir une grande précision sur la mesure expérimentale de la section efficace à haute masse invariante, dans le domaine du TeV . Il est en outre indispensable de bien comprendre la cinématique des processus Drell-Yan à

haute masse.

La figure 2.2 montre une variation de la section efficace du Modèle Standard (le Drell-Yan) prédite dans un modèle BSM particulier postulant l'existence d'une dimension spatiale supplémentaire. Ce modèle prédit l'existence d'une série d'états excités appelée Tour de Kaluza-Klein [6].

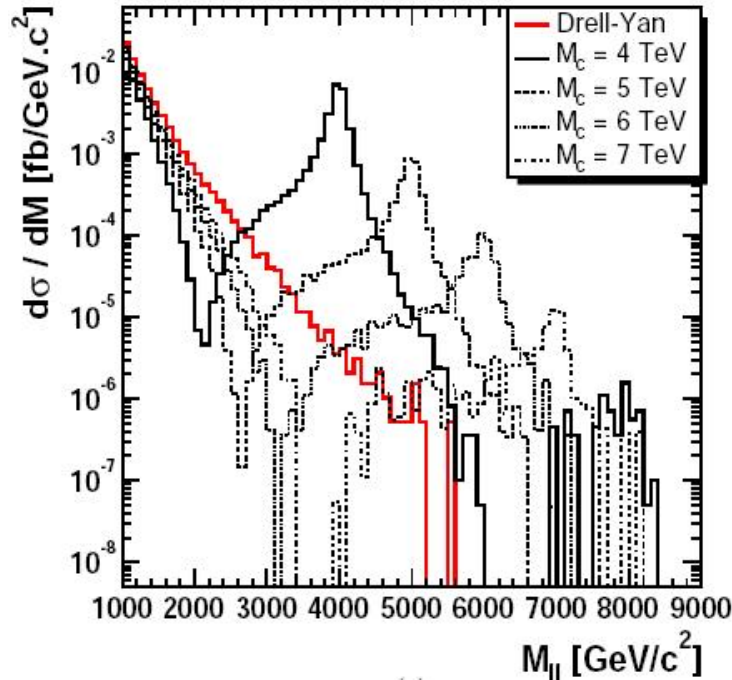


FIG. 2.2 – Section efficace différentielle prédite pour un modèle BSM particulier postulant l'existence d'une dimension spatiale supplémentaire. Les différents pics représentent différentes hypothèses sur la masse du boson Z lourd [6]. La section efficace du MS (le Drell-Yan) est en gras

Deuxièmement, le processus Drell-Yan peut être utilisé pour la calibration du calorimètre électromagnétique. En effet certains cristaux de l'ECAL ont été calibrés, mais pas tous. On va faire cette intercalibration pendant l'expérience. Pour effectuer cette calibration, on va utiliser un processus qui ne dépend pas du détecteur : le processus Drell-Yan. On connaît précisément le processus Drell-Yan à petite masse de la paire électron-positron. En effet, le LEP a enregistré des données très précises à la masse du boson Z (91 GeV).

L'intercalibration consistera en un ajustement sur tous les cristaux grâce à plus de 80000 événements Drell-Yan, pour des masses du boson Z de plus de 40 GeV , enregistrés dans l'acceptance de CMS au début de la prise de données (pour $L = 0.1 \text{ fb}^{-1}$). On utilisera le fait que certains cristaux sont calibrés et que le détecteur est parfaitement symétrique en l'angle ϕ . Le but de l'ajustement est de faire en sorte que les mesures reconstituent le plus fidèlement possible la masse du boson Z et la largeur de sa résonance.

Dans la suite du travail nous allons nous intéresser aux difficultés que pose l'interprétation du processus de Drell-Yan au LHC. Nous parlerons des incertitudes de la simulation par

Monte Carlo du processus de Drell-Yan. En effet ces incertitudes sont nombreuses et importantes.

A haute masse : On connaît bien le processus de Drell-Yan à la masse du Z (91 GeV). Le LEP a enregistré un grand nombre de données pour des masses invariantes de la paire électron-positron allant jusqu'à 200 GeV . Le Tevatron a lui aussi enregistré des données pour des masses inférieures à près d'un demi TeV . Les simulations sont calibrées pour rendre compte des observations à ces masses. Mais qu'en est-il à haute masse ? Ces simulations restent-elles fiables pour des masses invariantes de plus d'un TeV ? Jamais ceci n'a été testé auparavant. C'est pourquoi nous allons simuler des processus Drell-Yan avec une masse invariante de 200 GeV et de 2000 GeV afin d'estimer les incertitudes sur les prédictions du Modèle Standard.

Underlying event : Une interaction entre deux protons correspondante au processus de Drell-Yan se compose d'une partie *dure* : l'interaction entre le quark et l'antiquark qui donne lieu à l'état virtuel γ/Z ; et d'une partie *soft* : les interactions entre les autres partons qui constituent les protons. Les interactions *soft* qui sont détectées dans le détecteur forment ce qu'on appelle l'*underlying event*. Cet *underlying event* contamine le détecteur de particules diverses. La simulation de cet *underlying event* n'est pas exacte et est sujette à des interrogations. La simulation de cet *underlying event* sera t'elle différente à haute masse ? Et en quoi la simulation de l'*underlying event* influence-t-elle l'identification du processus de Drell-Yan ?

Comparaison de deux simulateurs : PYTHIA [7] est un simulateur par Monte Carlo très utilisé en physique des particules. Ce simulateur a d'ailleurs été largement utilisé dans ce travail. Cependant il est affecté d'une incertitude importante : il ne traite de façon exacte que l'ordre dominant en α_s (Leading Order) des processus simulés. Les ordres supérieurs à l'ordre dominant en α_s sont simulés de façon empirique. Nous allons quantifier cette incertitude en comparant les simulations fournies par PYTHIA avec celles fournies par un autre simulateur, MC@NLO [8]. MC@NLO (Monte Carlo at Next to Leading Order) est un simulateur par Monte Carlo qui traite de façon exacte le LO et l'ordre suivant l'ordre dominant en α_s (Next to Leading Order). Nous pourrions ainsi déterminer les incertitudes concernant la simulation empirique du NLO par PYTHIA pour le processus Drell-Yan. Ces incertitudes sont importantes car elles affectent la cinématique des processus Drell-Yan.

2.2 Section efficace

La section efficace différentielle de production du processus de Drell-Yan est donnée par l'expression suivante [4] :

$$\frac{d\sigma}{dQ^2}(pp \rightarrow l\bar{l} + XY) = \frac{4\pi\alpha^2}{9Q^4} \sum_q e_q^2 \int dx \int dy f_q(x) f_{\bar{q}}(y) \delta\left(1 - xy \frac{s}{Q^2}\right)$$

où $\sqrt{Q^2}$ est la masse invariante de la paire électron-positron ; $f_q(x)$ ($f_{\bar{q}}(y)$) est la probabilité de trouver un quark (antiquark) de fraction d'impulsion x (y) dans le proton (données par les PDF) ; \sqrt{s} est l'énergie dans le centre de masse p-p (14 TeV) ; α est la constante

de structure fine ; e_q est la charge du quark q .

La section efficace de production d'événements contenant des processus de Drell-Yan est inversement proportionnelle à près de la quatrième puissance de la masse invariante de la paire électron-positron. Cette section efficace diminue donc fortement avec la masse invariante de la paire électron-positron. C'est ce que montre le tableau 2.1 en présentant cette section efficace pour certaines masses invariantes de la paire électron-positron ([9] et [10]).

Fenêtre de masse (en GeV)	σ (en fb)	Nombre d'événements attendus ($L = 100 fb^{-1}$)
> 200	2520	252000
400 - 1600	173	17300
900 - 1600	8.51	851
1300 - 3000	1.845	184
2700 - 5000	0.0333	3

TAB. 2.1 – Section efficace et nombre d'événements Drell-Yan attendus sur un an au LHC (à haute luminosité) pour certaines fenêtres de masses invariantes de la paire électron-positron ([9] et [10])

Le tableau 2.1 présente aussi le nombre d'événements Drell-Yan attendu pour certaines fenêtres de masses de la paire électron-positron sur un an de fonctionnement du LHC (à haute luminosité). On observe que les événements Drell-Yan deviennent très rares à haute masse (typiquement un TeV). La statistique de ces événements Drell-Yan à haute masse sera donc limitée au LHC.

La figure 2.3 montre la section efficace du Drell-Yan en fonction de la masse invariante de la paire e^+e^- [9]. On voit clairement que celle-ci chute très vite pour des masses supérieures à $91 GeV$.

2.3 Cinématique de l'état virtuel γ/Z

Pour cette étude, nous avons généré avec PYTHIA [7] 5000 événements qui contiennent un processus de Drell-Yan pour des fenêtres de masse invariante de la paire électron-positron de $200 GeV$ à $201 GeV$ et de $2000 GeV$ à $2001 GeV$. Nous allons voir de quelle façon la cinématique des événements est influencée par la masse invariante de la paire électron-positron. Nous allons ainsi observer l'influence de la masse invariante de la paire électron-positron sur la détection du processus Drell-Yan.

Nous avons simulé les particules qui sont créées au cours d'un processus de Drell-Yan venant d'une collision proton-proton de $14 TeV$ dans le centre de masse. Cependant, pour des raisons de commodité, nous n'avons pas simulé l'interaction de ces événements avec le détecteur. La simulation faite par PYTHIA utilise les PDF (Parton Distribution Function) *CTEQ 5L*. Nous avons en outre choisi de ne pas simuler dans ce travail les émissions de photons produites à la création des électrons et des positrons (Final State Radiation).

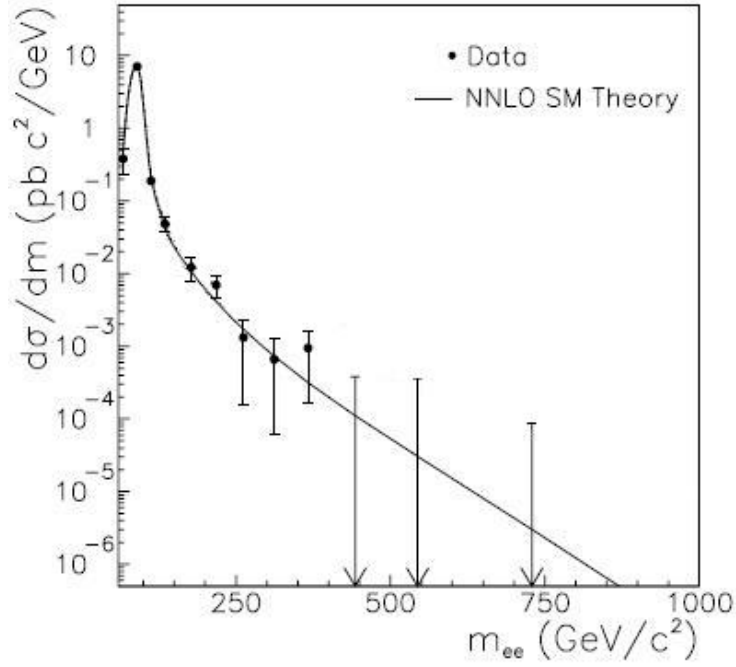


FIG. 2.3 – Section efficace différentielle du processus de Drell-Yan en fonction de la masse invariante de la paire e^+e^- [9]

Pour rappel, le processus Drell-Yan est : $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma \rightarrow e^+e^-$. Hors du pic du Z, l'état interne est virtuel. Par commodité, nous l'appellerons ici "boson Z". En outre, quand nous parlerons soit de l'électron, soit du positron, nous dirons l'électron. Enfin, quand nous parlerons de processus Drell-Yan où la masse invariante du "boson Z" est comprise dans des fenêtres de 200 GeV à 201 GeV et de 2000 GeV à 2001 GeV , nous dirons respectivement à 200 GeV et à 2000 GeV .

2.3.1 Impulsion longitudinale de l'état virtuel γ/Z et rôle des PDF

La masse invariante du Z, M_Z , est reliée aux fractions d'impulsions x_1 et x_2 des deux quark-antiquark et à l'énergie dans le centre de masse de la collision p-p, \sqrt{s} (14 TeV), par la relation :

$$\sqrt{x_1 x_2} = \frac{M_Z}{\sqrt{s}}$$

En utilisant cette relation, on voit que $\sqrt{x_1 x_2}$ vaut 0.014 pour une masse du Z de 200 GeV et 0.143 pour une masse du Z de 2000 GeV .

La façon dont les fractions d'impulsion x_1 et x_2 se distribuent dépendent des PDF (Parton Distribution Functions) [11]. Celles-ci représentent la probabilité qu'un quark (ou un antiquark) emporte une fraction x de l'impulsion du proton initial. La figure 2.4 montre les PDF du proton pour les quarks u et les antiquarks \bar{u} pour $Q^2 = 1000000 \text{ GeV}^2$ [12].

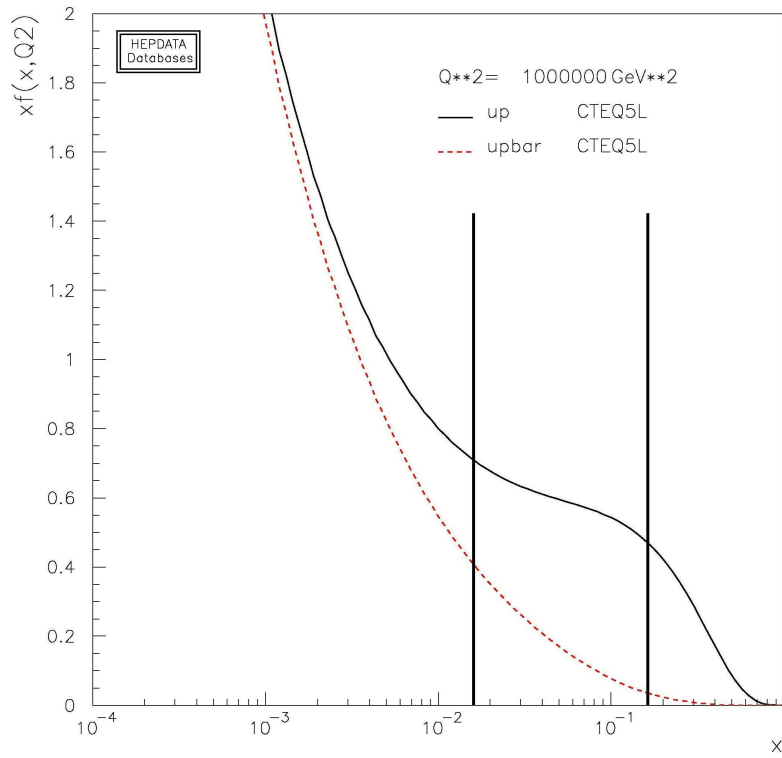


FIG. 2.4 – PDF du proton pour les quarks u (en traits continus) et les antiquarks \bar{u} (en traits interrompus) [12]. Les barres verticales représentent les valeurs $\sqrt{x_1 x_2} = 0.014$ et $\sqrt{x_1 x_2} = 0.143$ — $Q^2 = 1000000 \text{ GeV}^2$

Influence des fractions d'impulsions

Un premier effet de la masse sur la cinématique du Drell-Yan est le suivant : $\sqrt{x_1 x_2}$ vaut 0.014 pour une masse du Z de 200 GeV, ce qui signifie qu'une valeur indicatrice de la fraction d'impulsion des quarks vaut 0.014 à 200 GeV. A cette masse, les quarks emporteront donc près de $0.014 \times 7 \text{ TeV}$ d'impulsion, c'est-à-dire 100 GeV.

Le terme $(x_1 - x_2) \times 7 \text{ TeV}$ est la différence entre l'impulsion du quark et de l'antiquark. Plus ce terme est grand et moins le Z sera produit au repos. Ce terme $(x_1 - x_2) \times 7 \text{ TeV}$ représente l'impulsion longitudinale p_z du Z.

A 200 GeV, on a vu que les x des quarks étaient proches de 0.014. Le terme $(x_1 - x_2) \times 7 \text{ TeV}$ sera donc de l'ordre de $(0.014) \times 7 \text{ TeV} = 100 \text{ GeV}$. En revanche, à 2000 GeV, ce terme sera de l'ordre de $(0.143) \times 7 \text{ TeV} = 1000 \text{ GeV}$.

On a donc $p_z(Z) \approx 100 \text{ GeV}$ à 200 GeV et $p_z(Z) \approx 1000 \text{ GeV}$ à 2000 GeV. Ceci montre que le $|p_z|$ du Z sera en moyenne plus grand à 2000 GeV qu'à 200 GeV. Plus la masse est grande et plus les différences sur les impulsions des quarks seront grandes.

Nous allons observer ce résultat par la suite. Mais nous devons en outre considérer un autre effet, qui est le suivant.

Influence de la forme des PDF

On peut observer un deuxième effet lié à la forme des PDF. Quand on observe les PDF, on s'aperçoit que les PDF des quarks et des antiquarks sont semblables à petit x . Ces quarks (antiquarks) qui emportent une petite fraction d'impulsion du proton sont appelés quarks (antiquarks) de la mer.

Les protons sont constitués de trois quarks de valence (uud), de quarks et d'antiquarks de la mer et de gluons. Cette mer est constituée de paires de quarks-antiquarks créées et détruites sans arrêt. Les quarks de valence emportent une grande partie de l'impulsion du proton. Le reste de cette impulsion est distribuée aux quarks de la mer et aux gluons. De cette façon, en moyenne, les quarks de la mer et les gluons emportent individuellement une fraction d'impulsion plus restreinte que celle des quarks de valence.

Il est naturel de penser que la mer comporte à peu près autant de quarks que d'antiquarks ayant des fractions d'impulsion semblables. Ce résultat a été en outre mesuré expérimentalement.

Or, à grand x , les quarks de valence dominent. Les PDF des quarks sont dès lors plus grandes que celles des antiquarks. En effet il n'y a pas d'antiquark de valence dans le proton.

A 200 GeV, $\sqrt{x_1 x_2} = 0.014$ signifie que les fractions d'impulsion en jeu sont petites, comme celles de la mer. J'ai représenté cette valeur indicatrice de 0.014 sur la figure 2.4. On voit qu'à cette valeur indicatrice de 0.014 les PDF des quarks et des antiquarks sont semblables. Selon toute probabilité, nous avons donc affaire à un quark et à un antiquark

d'impulsions semblables.

A 2000 GeV , en revanche, $\sqrt{x_1 x_2} = 0.143$ signifie que les fractions d'impulsion en jeu sont plus importantes, comme celles des quarks de valence. J'ai représenté cette valeur indicatrice de 0.143 sur la figure 2.4. On voit qu'à cette valeur indicatrice de 0.143 les PDF des quarks et des antiquarks sont différentes. Dans ce cas, l'impulsion du quark est en moyenne plus grande que celle de l'antiquark. Le quark est probablement un quark de valence.

Le terme $(x_1 - x_2) \times 7 \text{ TeV}$ est donc, en moyenne, plus important à 2000 GeV qu'à 200 GeV . La valeur moyenne de la valeur absolue de l'impulsion longitudinale $|p_z|$ du Z sera plus grande à 2000 GeV qu'à 200 GeV .

A 2000 GeV , le Z sera donc produit, en moyenne, avec un grand boost le long de l'axe z (c'est-à-dire avec un grand $|p_z|$). Il faut aussi remarquer que, en général, c'est l'impulsion du quark qui a donné lieu à ce boost en z . Ainsi, la direction de l'impulsion du quark sera en général la même que la direction du boost du Z.

La figure 2.5 montre la distribution du $|p_z|$ du Z à 200 GeV et à 2000 GeV . On observe bien que la distribution de la valeur absolue de l'impulsion longitudinale du Z est, en moyenne, plus grande à 2000 GeV qu'à 200 GeV . Ceci est dû aux deux effets dont nous venons de discuter. Ceci montre que la masse du Z est un facteur décisif pour comprendre la topologie du processus Drell-Yan.

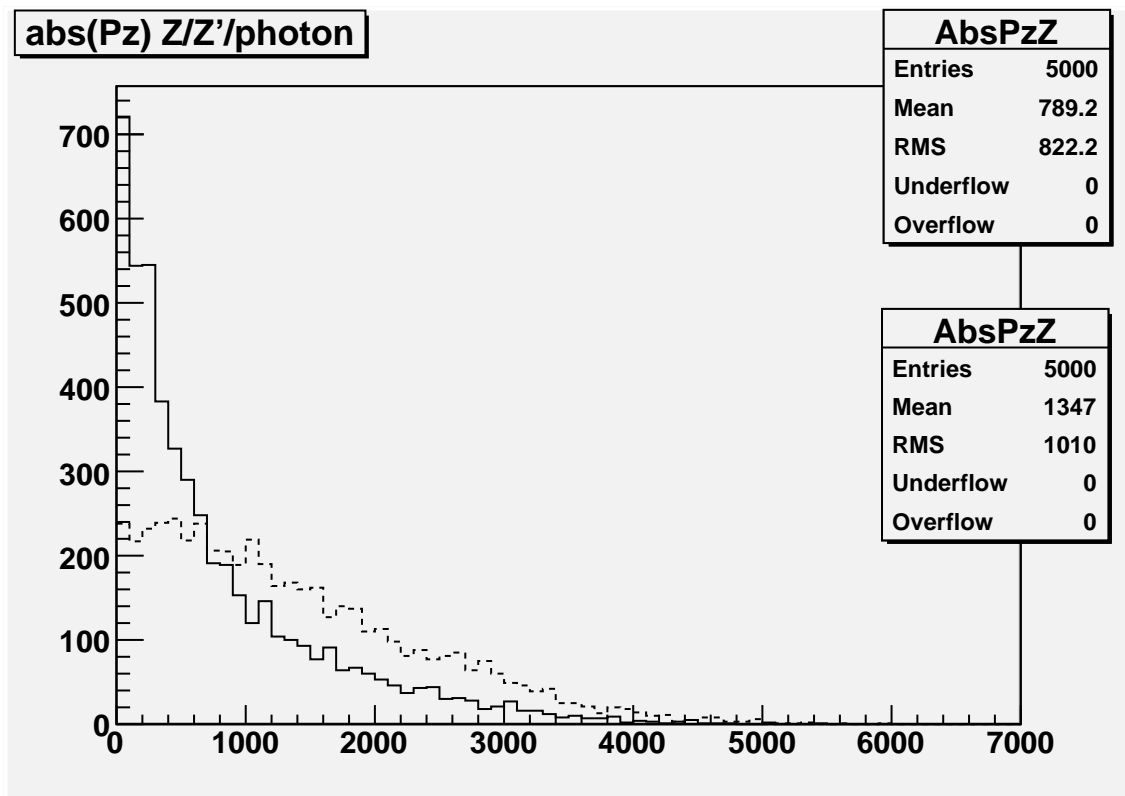


FIG. 2.5 – Distributions du $|p_z|$ du Z (en GeV) à 200 GeV (en traits continus) et à 2000 GeV (en traits interrompus)

2.3.2 Impulsion transverse de l'état virtuel γ/Z

La figure 2.6 montre la distribution du p_t du Z à 200 GeV et à 2000 GeV . On peut observer, à 2000 GeV , une augmentation de la moyenne du p_t du Z. Ceci est dû au fait que les quarks possèdent plus d'impulsion à 2000 GeV et radient des gluons au NLO qui emportent un plus grand p_t . Ces radiations de gluons au NLO seront étudiées dans la suite.

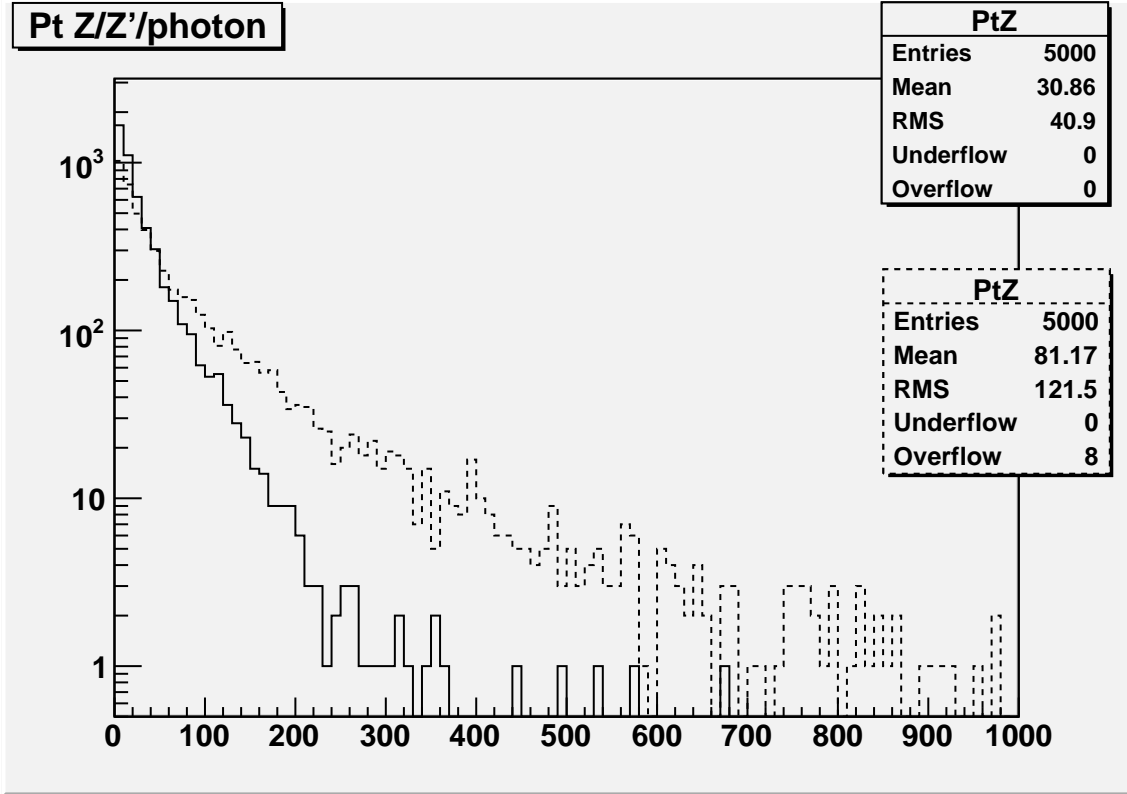


FIG. 2.6 – Distributions du p_t du Z (en GeV) à 200 GeV (en traits continus) et à 2000 GeV (en traits interrompus)

Quand un gluon est radié, le quark qui l'a émis reçoit une impulsion de recul. Ce quark transmet alors son impulsion de recul au Z sous forme de p_t . On observe une augmentation du p_t du Z à 2000 GeV . Cette augmentation du p_t du Z à haute masse peut avoir des effets négatifs. Ces processus Drell-Yan où le Z possède un grand p_t pourraient être mal observés dans le détecteur.

Considérons qu'un Z à grand p_t se désintègre en deux électrons. Si un de ces deux électrons est émis dans la direction opposée à celle du p_t du Z, cet électron aura un petit p_t . Il est dès lors possible que cet électron ne soit pas détecté.

En effet cet électron à petit p_t aura un grand $|\eta|$, et risque de se trouver près du tube à vide. Comme le détecteur a une certaine acceptance en $|\eta|$, il s'agit donc de voir si cet électron sera détecté. Nous verrons dans le travail sur la cinématique des électrons si cet effet est important.

2.4 Cinématique des électrons

2.4.1 Impulsion transverse des électrons

La figure 2.7 montre la distribution du p_t des électrons (et des positrons) à 200 GeV et à 2000 GeV . On peut voir que ces distributions ont un pic à la moitié de la masse du Z .

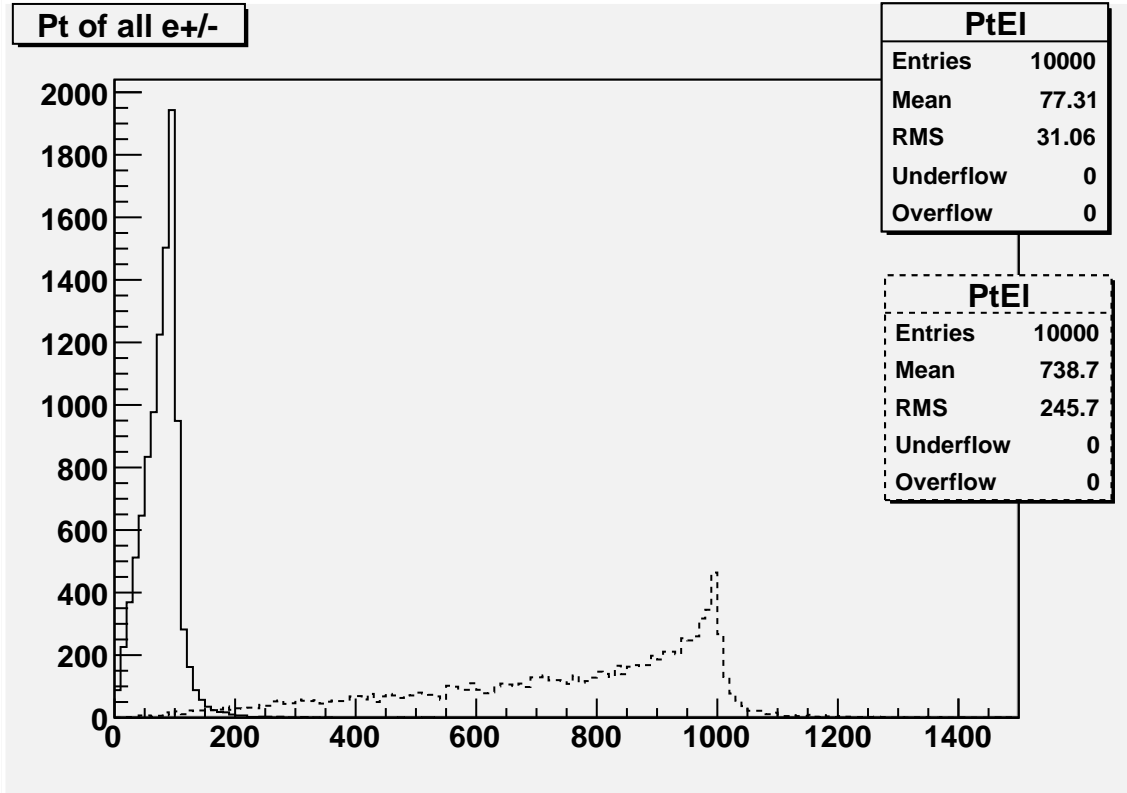


FIG. 2.7 – Distributions du p_t (en GeV) des électrons à 200 GeV (en traits continus) et à 2000 GeV (en traits interrompus)

Par conservation de la quadri-impulsion au vertex $Z \rightarrow e^+e^-$, les électrons se partagent la quadri-impulsion du Z . Considérons les cas suivants :

Z au repos : Les électrons sont émis dos-à-dos dans le référentiel du laboratoire, c'est-à-dire chacun dans un sens le long d'un même axe. Les électrons émis le long d'un axe perpendiculaire à l'axe z auront un grand p_t . Ce p_t sera égal à la moitié de la masse du Z , ce sont ces électrons qui forment le pic.

Les électrons émis le long d'un axe proche de l'axe z auront un p_t plus petit, puisque leur impulsion contiendra une composante p_z . Ces électrons fourniront une queue à la distribution du p_t des électrons.

Comme $\tan \theta = p_t/p_z$, on obtient une expression pour la pseudorapidité :

$$\eta = - \ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \approx \ln \left(\frac{p_z}{p_t} \right)$$

Comme le p_z du Z est nul, la moyenne de la distribution en $|\eta|$ des électrons sera petite. Ces électrons seront donc émis avec un petit $|\eta|$, ils seront donc très centraux. Ceci est une topologie de la désintégration du Z très agréable.

En effet notre détecteur est efficace pour des valeurs de $|\eta|$ petites. L'acceptance de notre détecteur en $|\eta|$ fait que ces électrons seront bien observés.

Z où $p_z \neq 0$ et $p_t = 0$: Le cas où le Z possède une impulsion longitudinale ne change en rien la distribution du p_t des électrons. Celle-ci reste piquée à la moitié de la masse du Z et possède une queue à petit p_t . En revanche, la distribution en $|\eta|$ des électrons sera modifiée.

En effet, comme $\eta \approx \ln(p_z/p_t)$, le p_z du Z va faire augmenter la moyenne de la distribution en η des électrons. Ces électrons moins centraux (à plus grand $|\eta|$) seront donc plus difficilement observables. Nous verrons dans la suite à quoi nous devons nous attendre, c'est-à-dire que nous devons voir si nous ne perdrons pas trop d'électrons à cause du p_z du Z.

Z où $p_z \neq 0$ et $p_t \neq 0$: Le cas où le Z possède une impulsion transverse va modifier la distribution du p_t des électrons. En effet, considérons un électron qui est émis dans la direction du p_t du Z. Si cet électron va dans le même sens que le p_t du Z, alors le p_t de l'électron sera plus grand que la moitié de la masse du Z. Ce sont ces électrons qui s'ajoutent à la courbe située après le pic. La distribution en $|\eta|$ de ces électrons sera plus petite, ce qui est une bonne chose.

Au contraire, si cet électron va dans le sens opposé au p_t du Z, son p_t sera plus petit. Cet électron viendra grossir la queue de la distribution du p_t . Ceci concourt donc à former des électrons à grand $|\eta|$, comme nous l'avions déjà envisagé.

2.4.2 Pseudorapidité des électrons

Au vu de cette discussion, on peut se demander quelle sera la distribution en $|\eta|$ des électrons pour différentes masses. En effet quelle sera cette distribution en $|\eta|$ à haute masse? Doit-on s'attendre à perdre beaucoup d'électrons, à haute masse, à cause de l'acceptance en η ? L'augmentation du p_z du Z à haute masse fera-t-elle augmenter la moyenne de la distribution en $|\eta|$ des électrons?

La figure 2.8 montre la distribution en $|\eta|$ des électrons à 200 GeV et à 2000 GeV. On observe que la moyenne de la distribution en $|\eta|$ des électrons est plus grande à 200 GeV qu'à 2000 GeV. Ceci est un résultat intéressant, il montre que l'acceptance en η est meilleure à haute masse qu'à petite masse. Nous perdrons moins d'électrons à haute masse qu'à petite masse.

Comme on l'a vu $\eta \approx \ln(p_z/p_t)$. A 2000 GeV, nous avons vu précédemment que le Z possédait un plus grand $|p_z|$ qu'à 200 GeV. Ce $|p_z|$ est environ 2 fois plus important à 2000 GeV qu'à 200 GeV.

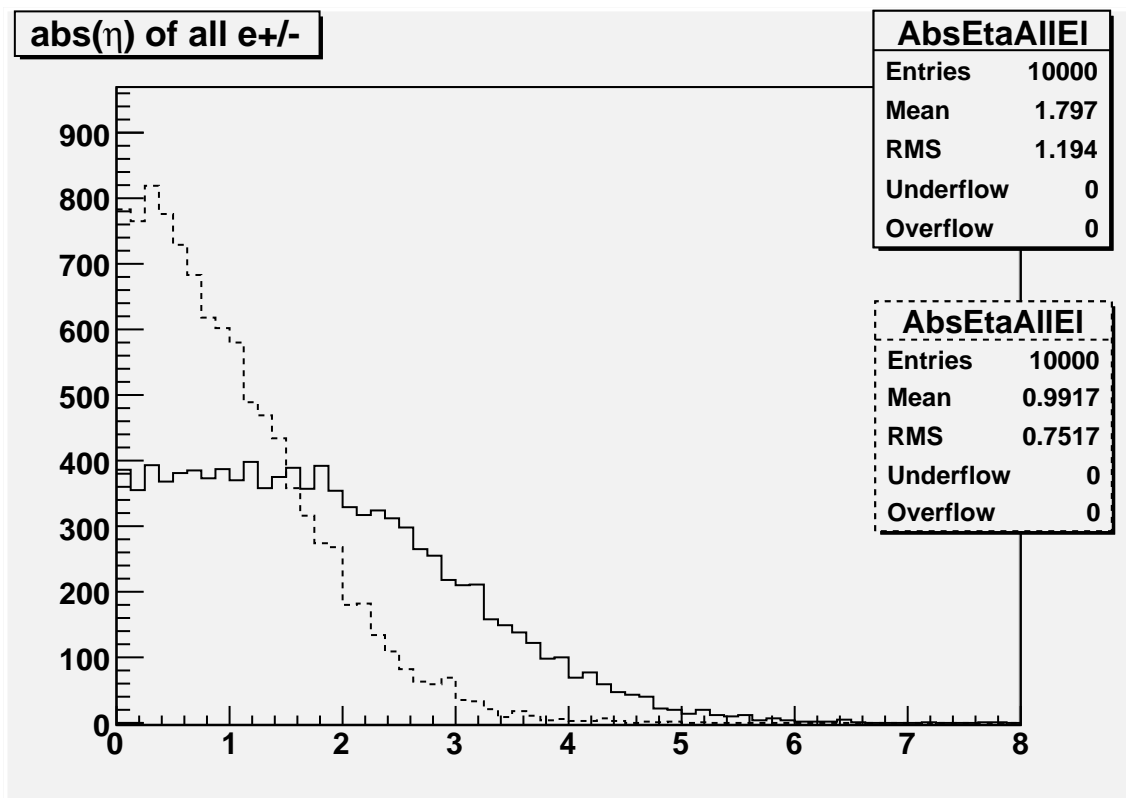


FIG. 2.8 – Distributions en $|\eta|$ des électrons à 200 GeV (en traits continus) et à 2000 GeV (en traits interrompus). On voit que la distribution en $|\eta|$ des électrons est plus petite à 2000 GeV qu'à 200 GeV

Par contre, nous avons vu que le p_t des électrons à 2000 GeV est piqué $10 \times$ plus haut qu'à 200 GeV . Cette augmentation d'un facteur 10 en p_t domine complètement l'augmentation du $|p_z|$. Ainsi, à 2000 GeV , les électrons auront de plus petites distributions en $|\eta|$.

Les effets causés par l'augmentation du p_t du Z à haute masse sont dominés eux aussi par cette augmentation importante du p_t des électrons. L'acceptance à haute masse est ainsi meilleure qu'à petite masse.

Si l'on fixe la limite en $|\eta|$ à $|\eta| < 2.4$ (ce qui correspond à 10.4 degrés), qui est la limite du détecteur de traces, la simulation par PYTHIA produit une acceptance de 50.6% à 200 GeV et de 90.2% à 2000 GeV .

Voilà un résultat très encourageant pour l'étude du processus Drell-Yan à haute masse. Le calcul de la section efficace des processus Drell-Yan à haute masse n'aura donc pas à souffrir d'une mauvaise acceptance. Cette section efficace pourra donc être déterminée avec précision et concourir à la découverte de la nouvelle physique.

2.4.3 Asymétrie électrofaible

On peut observer un effet de l'asymétrie électrofaible dans la cinématique des électrons et des positrons. Nous allons voir l'effet de cette asymétrie pour un processus Drell-Yan.

L'asymétrie électrofaible A^{FB} (Forward-Backward Asymetry) est définie comme suit [4] :

$$A^{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}$$

avec

$$\sigma_F = \int_0^1 \frac{d\sigma(q\bar{q} \rightarrow e^+e^-)}{d \cos\theta^*} d \cos\theta^* \quad \text{et} \quad \sigma_B = \int_{-1}^0 \frac{d\sigma(q\bar{q} \rightarrow e^+e^-)}{d \cos\theta^*} d \cos\theta^*$$

où θ^* est l'angle défini entre le quark incident et l'électron, dans le centre de masse $q\bar{q}$.

Cette asymétrie A^{FB} est prédite par le modèle standard et dépend de la masse de l'état virtuel γ/Z . Des expériences ont pu déterminer la mesure de cette asymétrie. Cette asymétrie est positive pour des masses supérieures à la masse du Z . On observe ainsi que l'électron va être émis de préférence dans la même direction que le quark.

Considérons la cinématique du processus Drell-Yan à 2000 GeV . On a vu que le Z était émis avec un grand p_z . Dans le cas d'un effet dû à la forme des PDF, le p_z du Z est dirigé selon la direction du quark. En effet $p_z = (x_1 - x_2) \times 7 \text{ TeV}$ montre que le p_z a le signe du parton qui emporte la plus grande fraction d'impulsion, c'est-à-dire le quark de valence.

Considérons les effets dus à la forme des PDF. L'asymétrie électrofaible produit que l'électron va être émis de préférence dans la direction du quark. L'électron aura donc, de préférence, la même direction que le boost du Z .

L'électron est émis de préférence dans la direction du boost du p_z du Z à 2000 GeV . Son p_z sera donc plus important encore. Ces électrons à grande impulsion longitudinale auront une grande pseudorapidité η , suivant la relation $\eta \approx \ln(p_z/p_t)$.

Les positrons, au contraire, seront émis de préférence dans la direction inverse à celle du p_z du Z. Ainsi leur impulsion longitudinale sera plus petite que celle des électrons. Ces positrons seront donc plus centraux, ils auront un plus petit $|\eta|$.

La figure 2.9 montre les distributions en $|\eta|$ des électrons et des positrons à 2000 GeV . On observe bien que les électrons ont en moyenne un plus grand $|\eta|$.

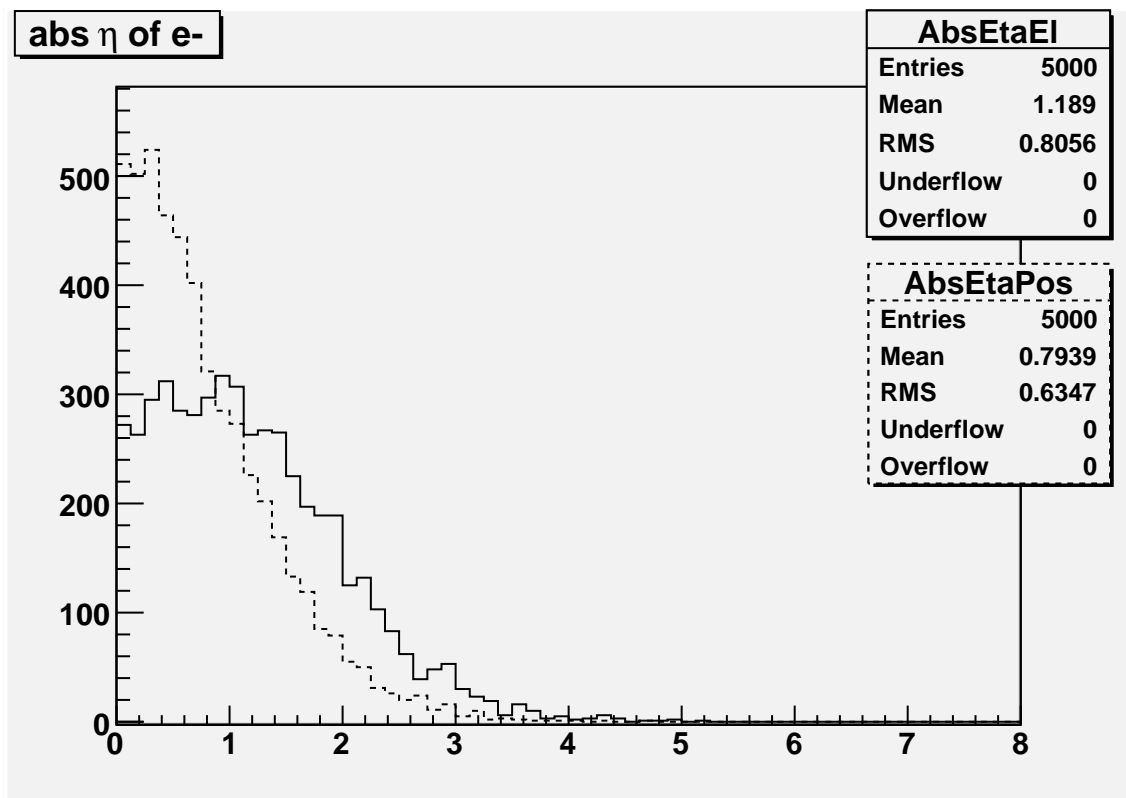


FIG. 2.9 – Distributions en $|\eta|$ des électrons (en traits continus) et des positrons (en traits interrompus) à 2000 GeV . On voit que la moyenne de la distribution en $|\eta|$ des électrons est plus grande que celle des positrons

Ce résultat vient à montrer que, en général, les électrons seront moins souvent dans l'acceptance du détecteur ($|\eta| < 2.4$) que les positrons. Les électrons seront dès lors plus souvent rejetés par la coupure en $|\eta|$ que les positrons.

Chapitre 3

Identification des électrons

3.1 Critères d'identification des électrons

3.1.1 Motivation

Il est important, pour notre analyse des processus Drell-Yan, de pouvoir identifier efficacement les électrons ([5] et [13]). Les électrons ne peuvent être identifiés dans le détecteur que selon certains critères. L'identification des électrons porte ainsi sur deux points :

- Le p_t du candidat électron doit être supérieur à une certaine valeur. Les électrons sont en effet produit à grand p_t (voir figure 2.7). La valeur typique de cette coupure est $p_t > 60 \text{ GeV}$ (pour des masses supérieures à $\approx 200 \text{ GeV}$)
- Il faut qu'une trace soit enregistrée dans le détecteur de traces. Cette trace doit relier le point d'interaction p-p à l'endroit où le candidat électron a laissé de l'énergie dans l'ECAL

Cependant, un très grand nombre d'interactions au LHC ($\approx 10^{13}$ pour un seul processus Drell-Yan) sont des interactions QCD entre les quarks et les gluons des protons qui constituent les faisceaux. Ces interactions QCD génèrent un grand nombre de particules dans le détecteur [1]. Ces particules sont émises à très petit p_t (p_t moyen $< 1 \text{ GeV}$) et accompagnent les restes des protons dans le tube à vide. En effet ces particules possèdent en général une grande impulsion longitudinale.

Certaines interactions QCD ont la caractéristique d'émettre deux jets de particules. Un petit nombre d'entre eux ont un p_t suffisant que pour être détectés dans le détecteur. Ce sont des processus QCD *durs*. Certains jets de particules peuvent ainsi atteindre des p_t de plus de 60 GeV. Ces jets QCD *durs* sont des processus QCD rares, mais ils sont toutefois de l'ordre de 10000 fois plus nombreux que les processus Drell-Yan.

Les jets de particules hadroniques provenant de processus QCD *durs* vont créer des traces dans le détecteur de traces et vont laisser de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique. On pourrait ainsi croire que ce sont des électrons. Cette identification à tort des électrons conduirait à une erreur dramatique sur la détermination de la section efficace de Drell-Yan.

Ceci nous amène à demander une condition supplémentaire à l'identification des électrons :

- Il ne peut y avoir dans la partie du HCAL qui vient en prolongement de l'énergie déposée dans l'ECAL plus d'une certaine partie de l'énergie qui est déposée dans l'ECAL (typiquement $\approx 5\%$)

Cette condition vise à s'assurer que l'on est bien en présence d'un électron, et non d'un jet de particules qui proviendrait d'interactions QCD *dures*. Un tel jet de particules laisserait en effet de l'énergie dans le calorimètre hadronique.

3.1.2 Problème des π^0

Cependant certains processus peuvent mettre à mal ces contraintes. Un de ces processus est celui de la création de π^0 à grand p_t dans les interactions QCD *dures*. Ces π^0 à grand p_t sont nombreux dans les jets de particules hadroniques, car les π^0 sont les particules hadroniques les plus légères.

Admettons qu'un π^0 est émis dans un jet de particules. Le π^0 se désintègre en 2 photons selon $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. La distance moyenne parcourue par le π^0 étant très inférieure à la distance qui sépare le point d'interaction p-p de l'ECAL (1.30 m), le calorimètre électromagnétique détectera deux photons en place du π^0 .

Considérons qu'un jet de particules contienne un π^0 à grand p_t , et que celui-ci se trouve assez éloigné des autres particules du jet (≈ 1 cm). Considérons de plus qu'une particule chargée de petit p_t est émise à proximité de ce π^0 et laisse une trace dans le détecteur de traces qui conduit au dépôt d'énergie du π^0 laissé dans l'ECAL. Dans ce cas, le π^0 est interprété comme un électron. En effet il y aura d'une part un dépôt d'énergie dans l'ECAL et une trace qui y conduit, et d'autre part il n'y aura pas de dépôt d'énergie dans le HCAL.

Ces topologies sont très rares pour des interactions QCD. Cependant les processus Drell-Yan que nous cherchons à identifier sont bien plus rares encore. Il est dès lors très important de pouvoir rejeter ces jets QCD *durs* qui contiennent des π^0 .

Ce point est un problème fondamental pour l'identification de processus divers au LHC. Des dispositifs expérimentaux ont été créés pour aider à sa résolution. Par exemple, le calorimètre à pied de gerbe aide à distinguer les π^0 des électrons et des photons. Mais son efficacité est limitée, ce qui ne résout pas entièrement le problème.

Une solution existe cependant pour écarter ces jets QCD *durs* qui contiennent des π^0 . Il faut établir un critère d'isolement sur les candidats électrons ([5] et [10]) : on va demander qu'il y ait peu d'autres particules autour du candidat électron. En effet, les jets QCD sont composés de particules qui possèdent des impulsions de directions très proches. En demandant que le candidat électron soit isolé on rejettera dès lors ces jets QCD.

Ce critère d'isolement revient à demander qu'il n'y ait pas d'énergie déposée dans l'ECAL ni dans le HCAL associées à des particules de grand p_t à proximité du candi-

dat électron.

Dans ce travail nous n'avons, pour des raisons pratiques, pas simulé l'interaction des particules dans le détecteur. Nous n'avons donc pas accès aux énergies déposées dans l'ECAL et dans le HCAL. Nous allons apporter des précisions sur ce problème de l'identification des électrons en nous plaçant au niveau des particules générées par le simulateur.

Ces particules sont générées par le simulateur à l'endroit du point d'interaction p-p. Les particules qui ont une petite durée de vie seront cependant désintégrées. C'est le cas des π^0 qui se seront désintégrés en deux photons.

Pour des raisons de commodité, nous n'avons pas non plus simulé les processus QCD. Nous n'avons donc pas accès aux processus QCD *durs* qui créent ces difficultés d'identification des électrons. Nous allons nous borner à étudier nos événements qui contiennent un processus Drell-Yan pour étudier l'isolement des électrons.

3.1.3 Isolement

Pour effectuer une condition d'isolement sur les candidats électrons, nous allons considérer des cônes en η et en ϕ autour de nos candidats électrons. Pour s'assurer qu'on a affaire à un vrai électron, on va exiger un critère sur l'énergie hadronique. On va demander que moins d'un certain pourcentage de l'énergie électromagnétique du cône soit présente sous forme d'énergie hadronique. C'est-à-dire que la proportion d'énergie hadronique ne soit pas trop grande. Ce critère sera un indicateur de l'isolement du candidat électron.

On demandera aussi que les cônes aient un p_t suffisant. Si le p_t de ces cônes est trop petit, ils ne seront pas observés dans les calorimètres. Nous prendrons la coupure $p_{t \text{ cône}} > 15 \text{ GeV}$. On demande en outre que ces cônes soient dans l'acceptance du détecteur ($|\eta| < 2.4$).

Algorithme de cône

Nous avons utilisé un algorithme qui prend toutes les particules générées et qui les classe en jets de particules. Différents algorithmes peuvent être utilisés. Nous avons pris le Cone Iterative Jet Algorithm [14]. C'est un algorithme qui prend les particules qui ont la plus grande impulsion transverse et qui regarde si d'autres particules ont des directions d'impulsions proches.

Pour définir une notion de distance entre l'impulsion de deux particules dans le détecteur, nous utiliserons la valeur de ΔR définie comme suit :

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

où $\Delta\phi$ est la distance relative selon la coordonnée ϕ et $\Delta\eta$ est la distance relative selon la coordonnée η .

On va demander que la direction de l'impulsion des particules soit proche pour qu'elles fassent partie du même cône.

Le modus operandi de l'algorithme de cône est le suivant. Si l'impulsion d'une particule est contenue dans un cône d'un certain rayon ΔR autour de l'impulsion d'une particule de grand p_t , alors ces deux particules font partie d'un même cône. Ce cône de rayon ΔR sera centré autour de la somme des impulsions contenues dans le cône. Si l'impulsion d'une autre particule se situe dans un cône de rayon ΔR autour de l'axe de ce nouveau cône, elle fera à son tour partie de ce cône.

Si l'on itère cet algorithme sur toutes les particules générées dans un événement, il ne restera plus que des cônes contenant des particules en place des particules. La figure 3.1 montre de manière schématique l'itération de cet algorithme sur un groupe de particules.

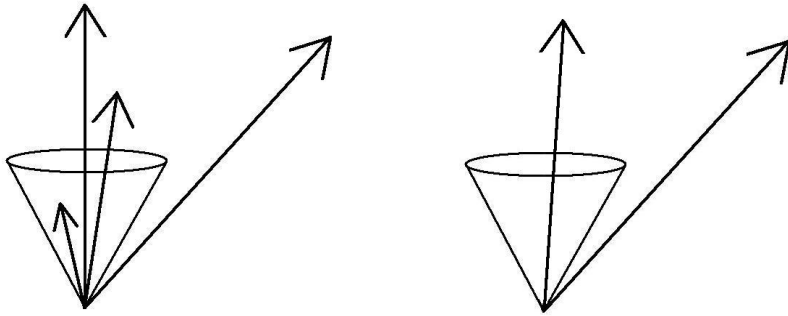


FIG. 3.1 – Schéma de l'itération de l'algorithme de cône (Cone Iterative Jet Algorithm) sur un groupe de particules donné. A gauche les particules initiales, à droite après l'itération. L'algorithme regroupe les particules qui ont des impulsions dont les directions sont proches en ΔR pour former des cônes de particules

Fraction électromagnétique

Nous allons définir une variable qui représente un indicateur de l'isolement d'un candidat électron. Cette variable représentera le pourcentage de l'énergie du cône qui vient de particules électromagnétiques. C'est la fraction électromagnétique $Frac$:

$$Frac = \frac{E_{el}}{E_{el} + E_{had}}$$

où E_{el} est l'énergie due aux particules de type électromagnétique contenues dans le cône, E_{had} est l'énergie due aux particules de type hadronique contenues dans le cône.

Nous allons dès lors pouvoir demander que cette fraction électromagnétique soit supérieure à une certaine valeur pour nous assurer que le cône contient un électron bien isolé.

Un rayon de $\Delta R = 0.15$ est une ouverture de cône raisonnable pour effectuer la condition d'isolement. Si l'on prend un cône d'une ouverture trop grande, la condition d'isolement sera trop sévère et risquera de rejeter de vrais électrons.

On aimerait demander que la fraction électromagnétique d'un cône contenant un électron soit égale à 1 pour identifier un électron. Cette condition nous assurerait la quasi certitude

que le candidat est bien un électron. Mais cette condition ferait grandement baisser l'efficacité de détection.

En effet cette fraction électromagnétique subit une contamination. Lors d'un événement où il y a production d'un processus Drell-Yan, nous verrons la présence d'un *underlying event* qui accompagne le processus Drell-Yan. Cet *underlying event* produit des particules, en plus des électrons du Drell-Yan, dans le détecteur.

Ces particules de l'*underlying event* sont des particules hadroniques. Ainsi, si une telle particule a une impulsion dont la direction est proche de l'impulsion d'un électron, elle sera contenue dans le même cône que cet électron. Cette particule hadronique fera alors baisser la fraction électromagnétique du cône qui contient l'électron (sauf les π^0). Il est important de savoir dans quelle mesure ces particules de l'*underlying event* sont susceptibles d'influencer la fraction électromagnétique des cônes qui contiennent un électron, et donc l'isolement des électrons du processus Drell-Yan.

C'est ce en quoi va consister la prochaine section. Nous allons voir si l'*underlying event* produit suffisamment de particules pour faire baisser de façon importante la fraction électromagnétique des cônes qui contiennent de vrais électrons. Ainsi nous pourrions déterminer une coupure sur la fraction électromagnétique qui garantira une bonne efficacité d'identification tout en restreignant le nombre de fausses identifications.

Nous allons tout d'abord nous intéresser de près aux caractéristiques de cet *underlying event*. Nous allons ainsi déterminer la densité des particules de l'*underlying event* dans le détecteur. Ensuite nous simulerons l'influence de l'*underlying event* sur la fraction électromagnétique des cônes qui contiennent de vrais électrons.

3.2 *Underlying event*

L'*underlying event* est la partie de l'événement simulé dans le détecteur qui ne concerne pas le processus Drell-Yan (dans le cas de la simulation d'événements qui contiennent un processus Drell-Yan). Le processus Drell-Yan est dit un processus *dur* car il est caractérisé par la désintégration d'un état virtuel très massif (γ/Z). Cet état virtuel très massif produit des électrons à grand p_t .

L'*underlying event* (événement sous-jacent), au contraire, est un processus *soft*, c'est-à-dire qu'il est constitué de particules possédant des petits p_t . Nous verrons dans la suite que la moyenne de la distribution du p_t de l'*underlying event* est petite.

L'*underlying event* est constitué de particules qui proviennent de l'interaction entre les protons. Les protons qui subissent une diffusion inélastique échangent de la couleur. Les particules qui résultent de cette diffusion inélastique portent donc des charges de couleur. Ces particules doivent redevenir *blanches* (neutres de charge de couleur) au moyen d'échanges de gluons et de quarks. Ces gluons et ces quarks se combinent pour former diverses particules.

C'est ce que montre la figure 3.2. Cette interaction entre les protons crée des particules à petit p_t . L'impulsion longitudinale de ces particules est distribuée pour des valeurs allant de -7 TeV à $+7\text{ TeV}$. Ainsi les particules à grand p_z resteront dans le tube à vide (elles sont produites à grand $|\eta|$) et celles qui ont un p_z plus restreint seront émises dans le détecteur. Ce sont les particules qui sont émises dans le détecteur qui constituent l'*underlying event*.

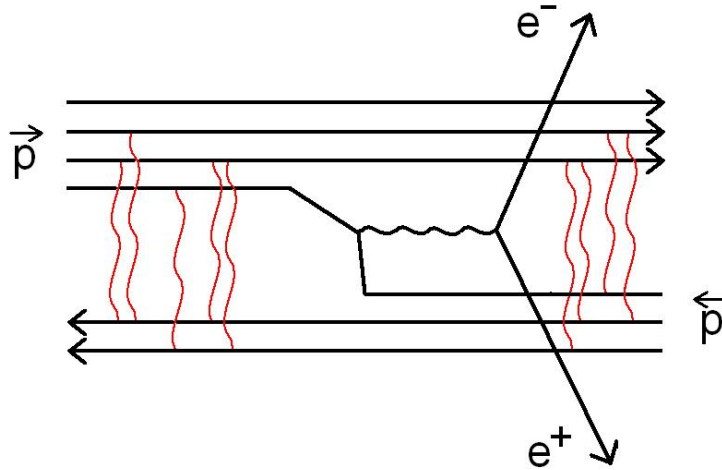


FIG. 3.2 – Schéma représentant l'interaction entre les restes des protons pour un processus de Drell-Yan

Les particules de l'*underlying event* se dispersent dans le détecteur et font baisser l'isolement des électrons du processus Drell-Yan. Il est dès lors important de pouvoir estimer l'importance de cet *underlying event*. C'est-à-dire qu'il faut savoir quel est le nombre de particules parasites auquel on doit s'attendre.

3.2.1 Particules générées à 200 GeV et à 2000 GeV

La figure 3.3 montre la distribution du nombre de particules générées à 200 GeV et à 2000 GeV, sans aucune coupure. Ceci montre la densité de particules que l'on génère lors d'un événement Drell-Yan. Remarquons que les électrons du processus Drell-Yan sont compris dans les distributions des particules générées.

On peut remarquer que les distributions du nombre de particules générées à 200 GeV et à 2000 GeV sont semblables. Ceci est dû au fait que le nombre de particules générées dépend de l'énergie qui est laissée aux restes des protons pour radier des particules.

A 200 GeV, il reste au plus 13.8 TeV à partager entre les restes des protons. A 2000 GeV, par contre, il reste au plus 12 TeV, puisque 2 TeV ont déjà été utilisés.

L'énergie laissée aux restes des protons pour radier des particules est donc proche. De plus, la dépendance en l'énergie du nombre de particules radiées n'est pas linéaire. En effet le nombre de particules radiées n'est pas proportionnel à l'énergie des restes des protons. Cette dépendance est moins forte, elle est logarithmique [1]. Il n'est donc pas étonnant de constater que le nombre moyen de particules générées à 200 GeV et à 2000 GeV n'est pas très différent.

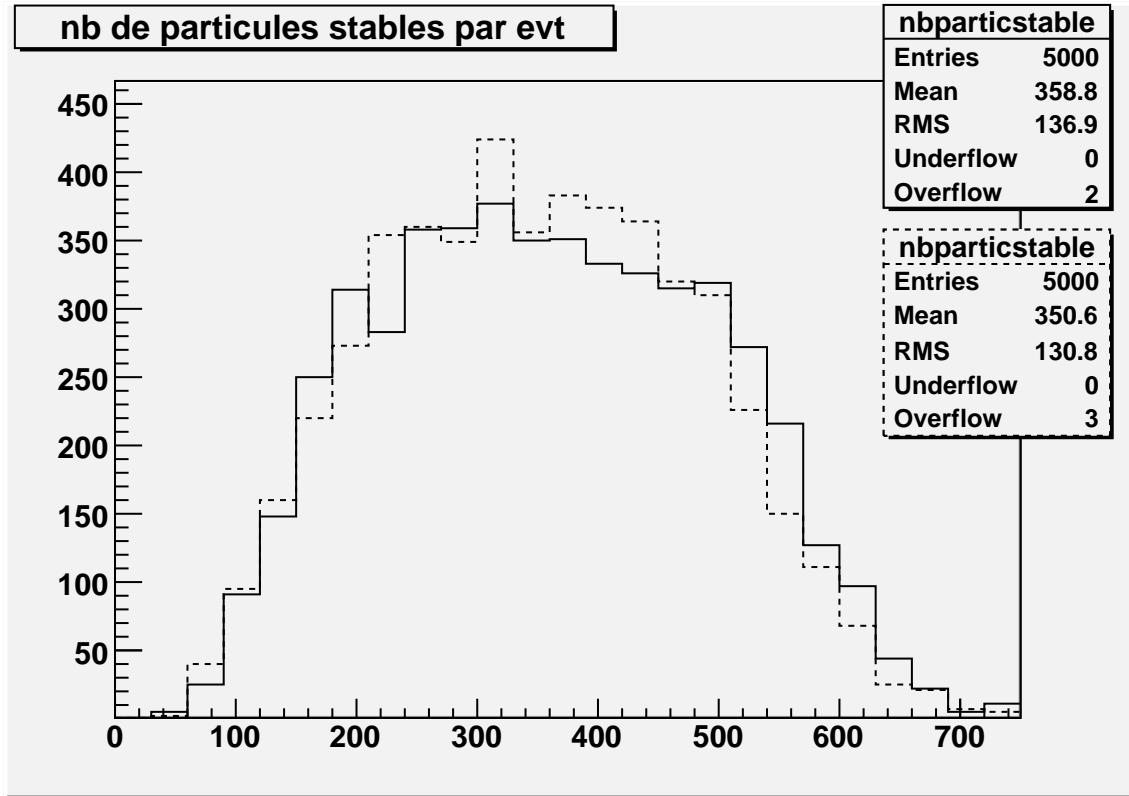


FIG. 3.3 – Distributions du nombre de particules générées à 200 GeV (en traits continus) et à 2000 GeV (en traits interrompus)

3.2.2 Coupures sur les particules générées

On peut estimer le nombre moyen de particules selon différentes coupures sur le détecteur. En effet le détecteur CMS n'est pas parfait et il est aveugle dans certains cas. Nous allons détailler ces différents cas.

Une première coupure est l'acceptance du détecteur. Nous allons demander que les particules satisfassent à la contrainte $|\eta| < 2.4$ pour qu'elles soient observées dans le détecteur de traces. Ces particules avec $|\eta| < 2.4$ seront les particules de l'underlying event, telles que nous les avons définies. Il reste bien-entendu à soustraire les deux électrons qui ont été générés par le processus Drell-Yan.

Il faut aussi considérer une coupure sur le p_t des particules. En effet les particules chargées de moins de 1 GeV de p_t spiralisent sous le champ magnétique de 4 Tesla et n'atteignent pas les calorimètres. Nous allons donc considérer la coupure $p_t > 1 GeV$.

La figure 3.4 montre la distribution en $|\eta|$ des particules générées à 200 GeV et à 2000 GeV . Cette distribution a été simulée sans aucune coupure. Tout d'abord on observe que cette distribution est semblable à 200 GeV et à 2000 GeV . La distribution en $|\eta|$ des particules générées est peu sensible à la masse de l'état virtuel γ/Z .

On voit ensuite que la moyenne de cette distribution en $|\eta|$ des particules générées vaut près de 3. Cette moyenne est assez élevée, quand on sait qu'un η de 3 correspond à un

angle de 5.7 degrés. Les particules qui ont un $|\eta|$ supérieur à 3 sont assez proches du tube à vide.

Cependant cette moyenne signifie qu'il y a toutefois une proportion non négligeable de particules dans l'acceptance du détecteur. La coupure $|\eta| < 2.4$ écarte près de 45% des particules générées.

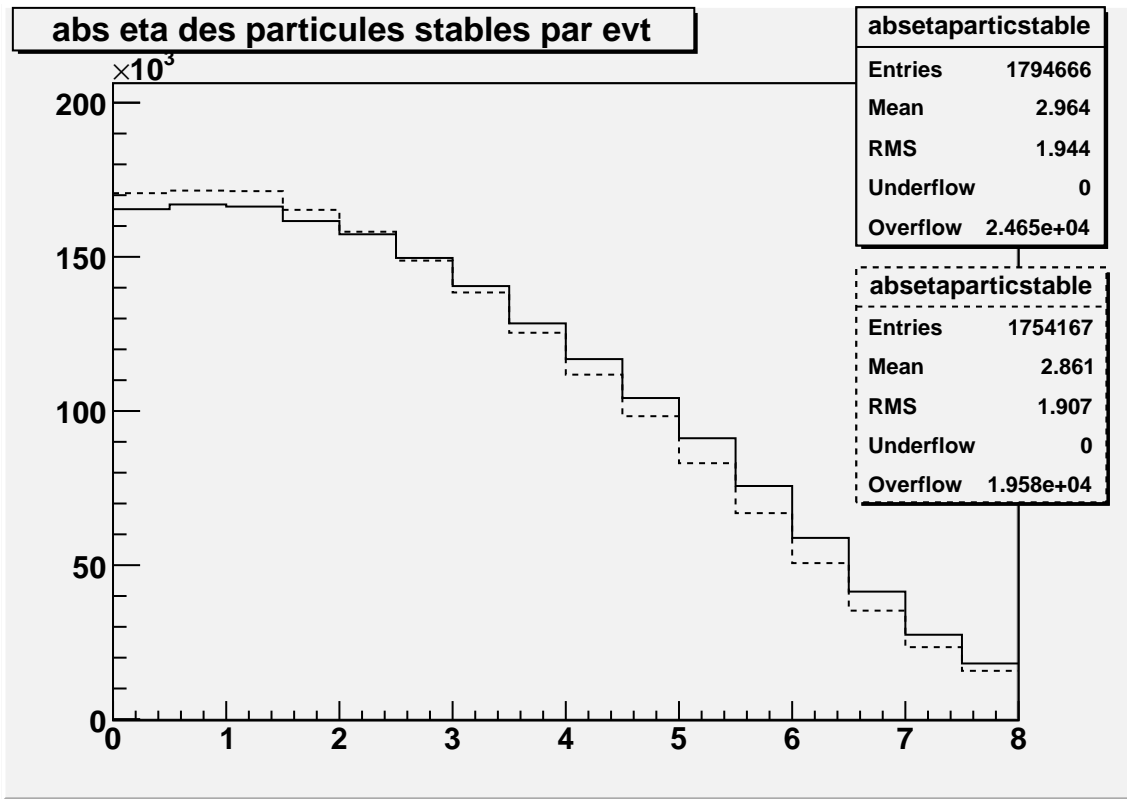


FIG. 3.4 – Distributions en $|\eta|$ des particules générées à 200 GeV (en traits continus) et à 2000 GeV (en traits interrompus)

La figure 3.5 montre la distribution du p_t des particules générées. On observe que les particules ont, en moyenne, un p_t de moins d'1 GeV. Ceci est caractéristique d'un processus *soft*. Les restes des protons produisent un grand nombre de particules à petit p_t . Les particules chargées de moins de 1 GeV de p_t spiralisent sous le champ magnétique et n'atteignent pas les calorimètres. Un grand nombre de ces particules va donc être écarté. Cette coupure, comme l'acceptance, restreint le nombre moyen de particules de l'*underlying event*. La coupure $p_t > 1$ GeV va écarter près de 80% des particules générées.

Le tableau 3.1 montre le nombre moyen de particules générées selon différentes coupures appliquées au détecteur.

Même si le nombre moyen de particules générées diminue fortement après les coupures $p_t > 1$ GeV et $|\eta| < 2.4$, ce nombre reste important. Les coupures $p_t > 1$ GeV et $|\eta| < 2.4$ conduisent à un nombre moyen de 35 particules qui seront détectées dans les calorimètres à 200 GeV.

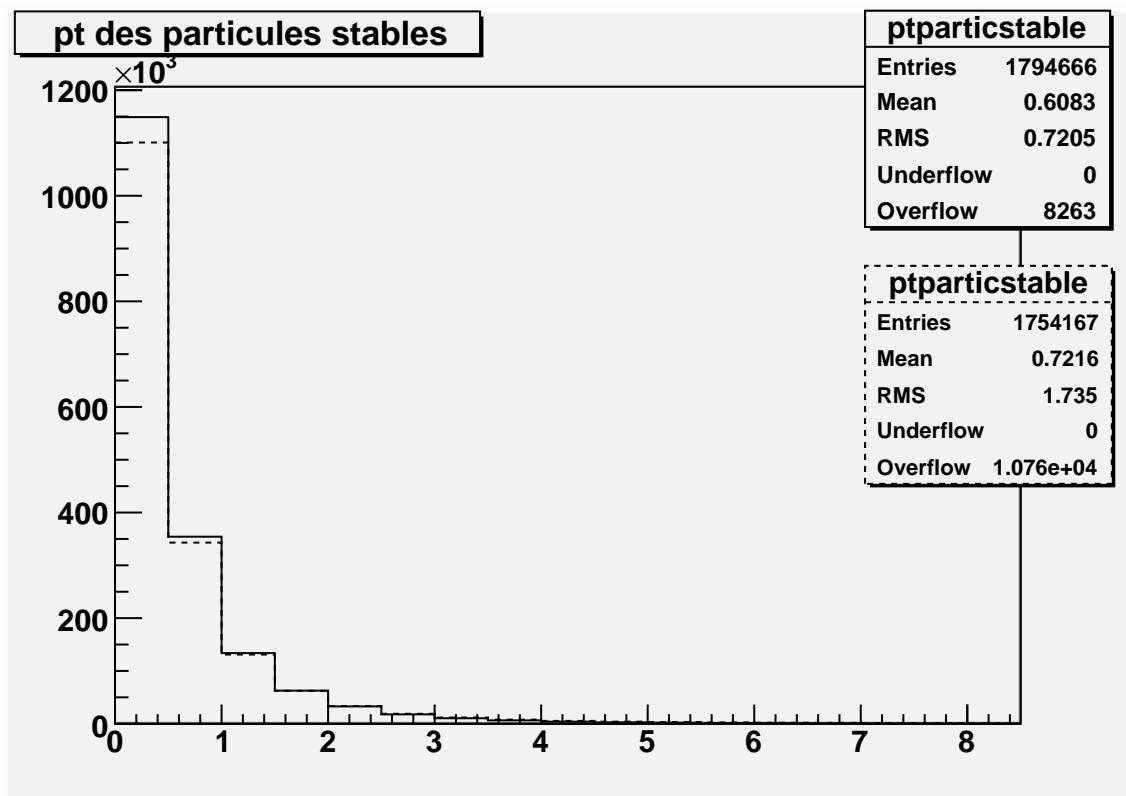


FIG. 3.5 – Distributions du p_t (en GeV) des particules générées à $200 GeV$ (en traits continus) et à $2000 GeV$ (en traits interrompus). Les *overflow* des distributions sont dus aux électrons du processus Drell-Yan qui sont émis à grand p_t

Coupures	Nombre moyen de particules	
	A une masse de 200 GeV	A une masse de 2000 GeV
Pas de coupure	359	351
$ \eta < 2.4$	159	162
$p_t > 1 GeV$	58	63
$ \eta < 2.4$ et $p_t > 1 GeV$	35	40

TAB. 3.1 – Nombre moyen de particules générées pour différentes coupures à 200 GeV et à 2000 GeV

3.2.3 Nature des particules de l'underlying event

On peut s'intéresser à la nature des particules générées dans l'événement. La figure 3.6 montre la distribution de la nature des particules générées avec les coupures $p_t > 1 GeV$ et $|\eta| < 2.4$. On peut observer une présence importante de protons et de neutrons. En effet, il y a création de paires proton-antiproton et neutron-antineutron dues aux restes des protons. Le reste des particules sont des particules légères comme les π^+ , π^- , K_L^0 , K^+ , K^- .

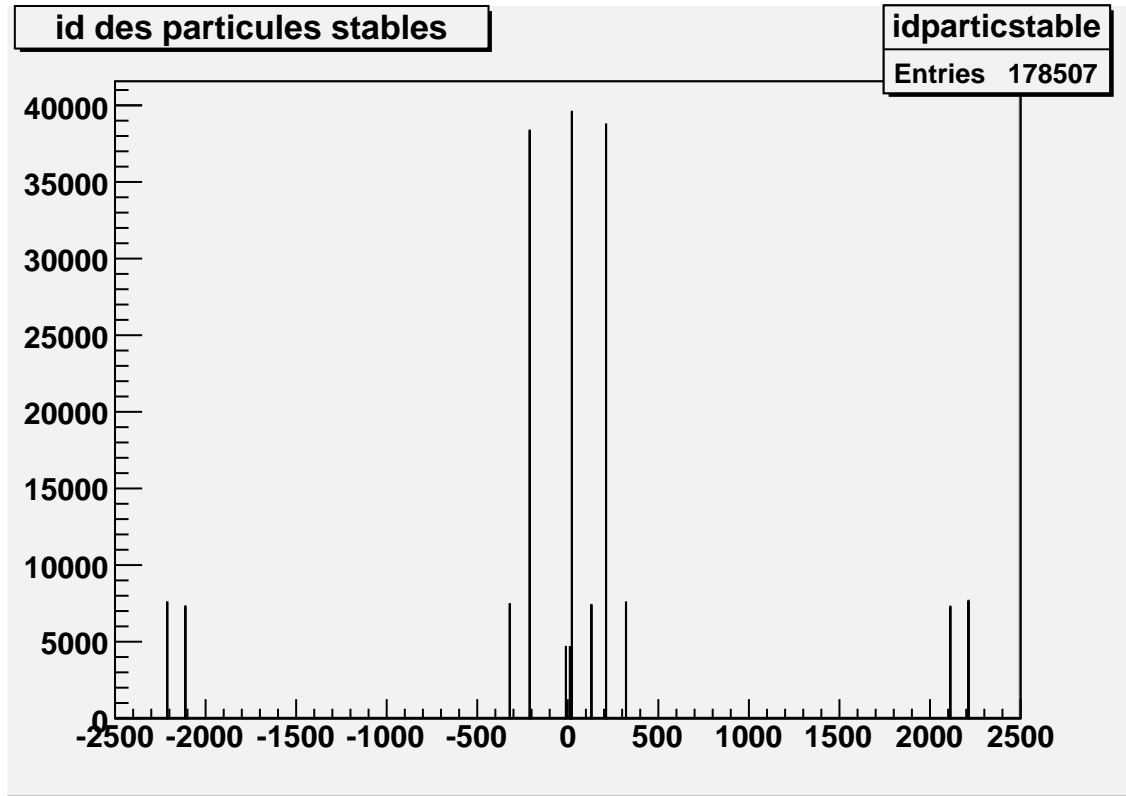


FIG. 3.6 – Distribution de la nature des particules générées avec la coupure $p_t > 1 GeV$ et $|\eta| < 2.4$. Les particules sont classées suivant un code chiffré. Le code des différentes particules est le suivant 11 : e^- ; 22 : γ ; 211 : π^+ ; 321 : K^+ ; 130 : K_L^0 ; 2112 : neutron ; 2212 proton. Les antiparticules ont le code négatif de leur particule correspondante

3.3 Cônes qui contiennent un vrai électron

Nous allons à présent observer l'effet de l'*underlying event* sur l'isolement des vrais électrons. Les événements simulés contiennent des processus Drell-Yan à 200 GeV et à 2000 GeV .

3.3.1 Fraction électromagnétique

La figure 3.7 montre la distribution de la fraction électromagnétique observée sur les cônes qui contiennent de vrais électrons à 200 GeV et à 2000 GeV . Cette distribution a été générée avec un algorithme qui génère des cônes d'ouverture $\Delta R = 0.15$, avec les coupures $p_{t \text{ cône}} > 15 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2.4$.

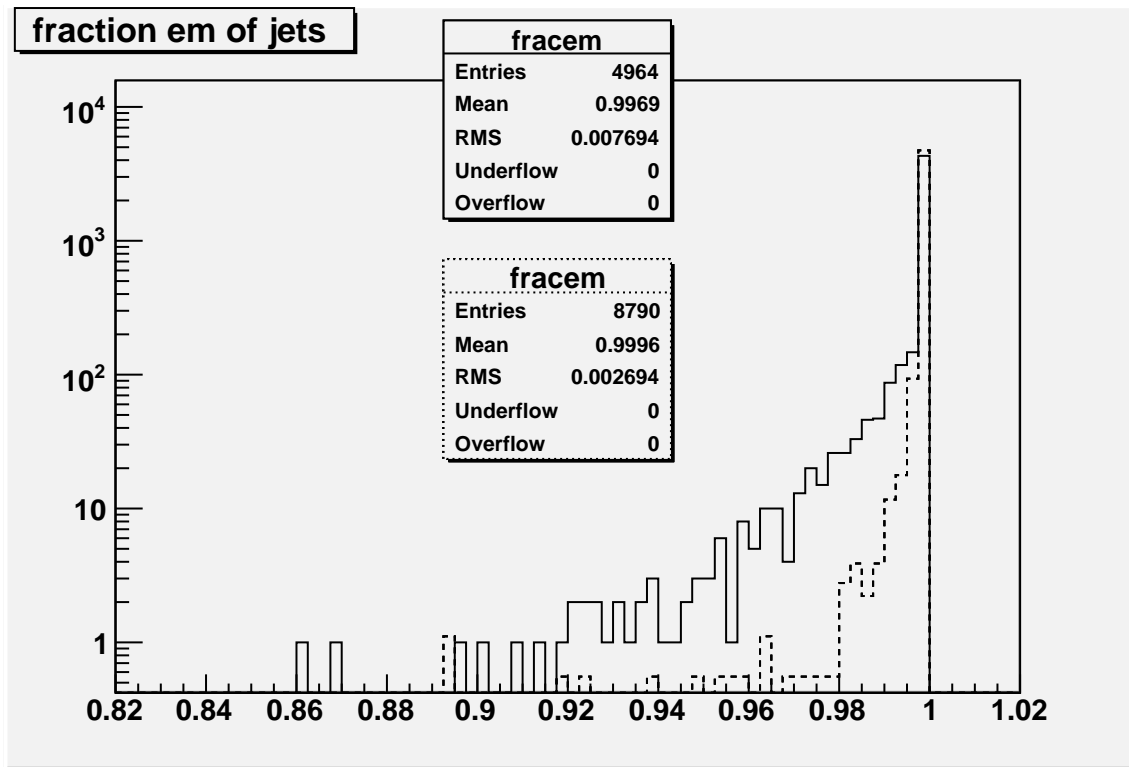


FIG. 3.7 – Distributions de la fraction électromagnétique observée sur les cônes qui contiennent un électron à 200 GeV (en traits continus) et à 2000 GeV (en traits interrompus) — $p_{t \text{ cône}} > 15 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2.4$

On s'aperçoit bien que les particules de l'*underlying event* font diminuer la fraction électromagnétique des cônes qui contiennent un électron. Celle-ci devrait être égale à 100 % sans ces particules.

On observe cependant que la moyenne de la fraction électromagnétique est de plus de 99%. Ceci est un résultat très satisfaisant. La contamination de la fraction électromagnétique par l'*underlying event* est donc assez limitée.

Ainsi il est possible de prendre une coupure assez élevée sur la fraction électromagnétique. Nous prendrons comme coupure $Frac > 0.85$. En effet nous voyons qu'en prenant cette coupure nous ne rejetons que très peu de cônes (moins d'1 %) qui contiennent de vrais électrons.

Cette discussion montre qu'il est possible de considérer une coupure efficace qui s'assure que l'on est bien en présence d'un électron. Cette coupure $Frac > 0.85$ garantit non seulement un bon isolement, mais aussi une efficacité de détection des électrons de plus de 99 %. Le problème d'identification dû aux π^0 des jets QCD pourra vraisemblablement être résolu.

Cette contamination due aux π^0 des jets QCD est un objet d'étude très vaste. Nous n'en donnons ici qu'un bref aperçu pour se faire une idée des méthodes qui conduisent à l'identification des électrons.

3.3.2 Caractéristiques des cônes qui contiennent un électron

Il est intéressant d'observer les caractéristiques des cônes qui contiennent un vrai électron. Les cônes qui contiennent un électron sont identifiés en prenant la coupure $Frac > 0.85$ sur les cônes de particules. Les coupures $p_{t \text{ cône}} > 15 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2.4$ sont appliquées sur tous les cônes.

La figure 3.8 montre la distribution de la nature des particules qui constituent les cônes qui contiennent un électron à 2000 GeV . On voit que les cônes qui contiennent un électron sont constitués d'un électron auquel s'ajoutent des particules de l'*underlying event*. Ces particules sont des particules légères comme les γ (venants des π^0), π^+ , π^- , K^+ , K^- , K_L^0 . Ces particules font baisser la fraction électromagnétique des cônes qui contiennent un électron (sauf le γ), comme on l'a vu.

La figure 3.9 montre les distributions du nombre de particules qui composent les cônes qui contiennent un électron à 200 GeV et à 2000 GeV . Les distributions simulées à 200 GeV et à 2000 GeV sont semblables. On remarque qu'il y a en moyenne 1.3 particules par cône, ce qui est représentatif de la contamination de *underlying event* sur l'isolement des électrons.

3.4 Acceptance

Nous avons généré 5000 événements qui contiennent un processus de Drell-Yan à 200 GeV et à 2000 GeV . Nous avons demandé, pour qu'un événement soit gardé, que ses deux électrons soient détectés, c'est-à-dire que soient détectés dans le détecteur deux cônes avec $Frac > 0.85$. Ces deux cônes doivent satisfaire aux coupures pratiquées jusqu'alors, elles sont : $|\eta| < 2.4$ et $p_{t \text{ cône}} > 15 \text{ GeV}$.

On peut aussi pratiquer une coupure sur le p_t du Z. Cette coupure $p_t Z > 80 \text{ GeV}$ aura des implications dans la suite. Cette coupure sélectionne les événements où l'impulsion du Z n'est pas exclusivement longitudinale.

Le tableau 3.2 donne le nombre d'événements Drell-Yan gardés pour chaque coupure, à 200 GeV et à 2000 GeV . Le pourcentage d'événements qui passent les coupures est aussi

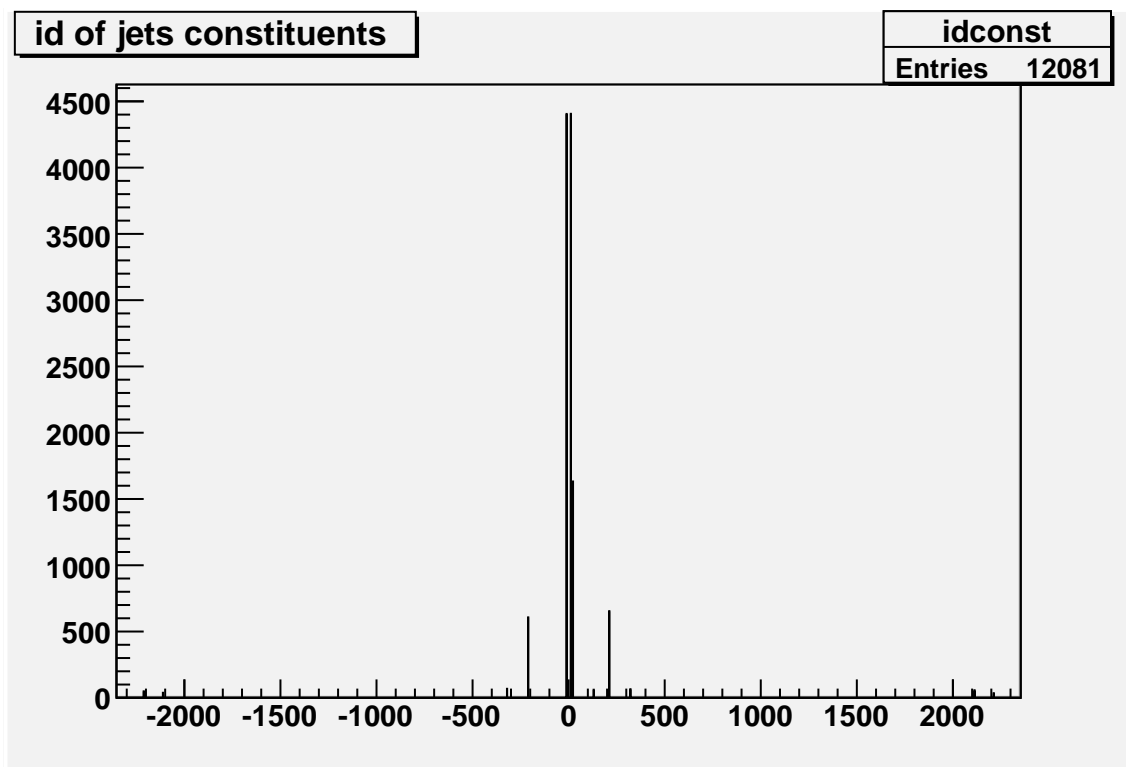


FIG. 3.8 – Distribution de la nature des particules qui constituent les cônes qui contiennent un électron à 2000 GeV . Les particules sont classées suivant un code chiffré. Le code des différentes particules est le suivant 11 : e^- ; 22 : γ ; 211 : π^+ ; 321 : K^+ ; 130 : K_L^0 ; 2112 : neutron ; 2212 proton. Les antiparticules ont le code négatif de leur particule correspondante — $|\eta| < 2.4$, $p_{t \text{ cône}} > 15 \text{ GeV}$ et $Frac > 0.85$

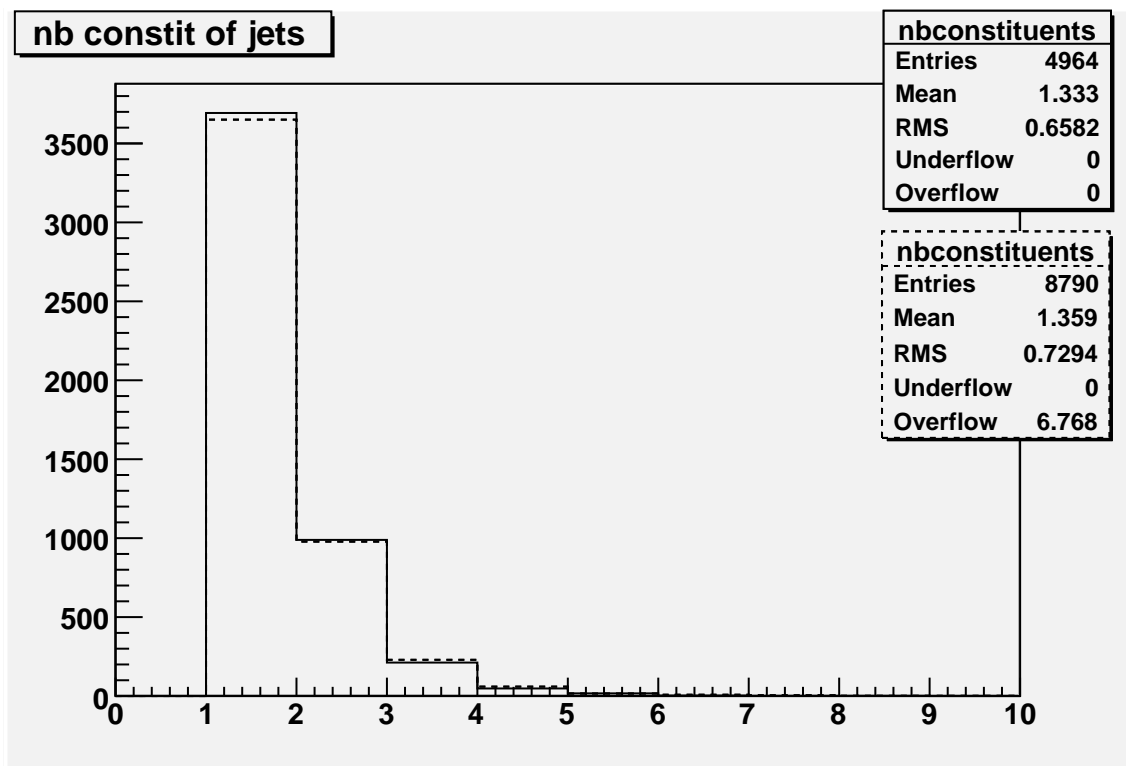


FIG. 3.9 – Distributions du nombre de particules qui composent les cônes qui contiennent un électron à 200 GeV (en traits continus) et à 2000 GeV (en traits interrompus) — $|\eta| < 2.4$, $p_t \text{ cône} > 15 \text{ GeV}$ et $Frac > 0.85$

indiqué.

Coupure	A 200 <i>GeV</i>		A 2000 <i>GeV</i>	
	Evénements	%	Evénements	%
Pas de coupure	5000	100%	5000	100%
$ \eta < 2.4$	2530	50%	4510	90%
$ \eta < 2.4, p_{t \text{ cône}} > 15 \text{ GeV}$ et $Frac > 0.85$	2482	49%	4395	88%
$ \eta , p_{t \text{ cône}}$ et $Frac \oplus p_t (Z) > 80 \text{ GeV}$	227	4%	1280	26%

TAB. 3.2 – Nombre et pourcentage d'événements Drell-Yan gardés selon différentes coupures

On observe donc que, comme nous l'avions vu au point 2.4.2 (figure 2.8), la coupure $|\eta| < 2.4$ préserve davantage les événements à 2000 *GeV* qu'à 200 *GeV*. En effet les électrons ont en moyenne un plus petit $|\eta|$ à 2000 *GeV*.

Chapitre 4

Ordres supérieurs à l'ordre dominant en α_s du processus de Drell-Yan

Nous allons nous intéresser plus particulièrement aux diagrammes de Feynman d'ordres supérieurs à l'ordre dominant en α_s du processus Drell-Yan. La figure 4.1 montre un diagramme à l'ordre suivant l'ordre dominant en α_s (Next to Leading Order) [4]. On observe qu'un des deux quarks radie un gluon.

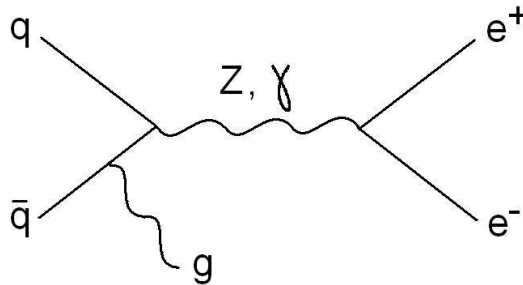


FIG. 4.1 – Diagramme de Feynman à l'ordre suivant l'ordre dominant en α_s (NLO) d'un processus Drell-Yan

Les ordres supérieurs à l'ordre dominant en α_s jouent un rôle dans la cinématique des processus Drell-Yan. Nous allons étudier dans ce chapitre l'ordre suivant l'ordre dominant en α_s (NLO) pour des processus Drell-Yan, tel qu'il est simulé par PYTHIA.

Quand on aura étudié la simulation des ordres supérieurs par PYTHIA, nous nous intéresserons à la comparaison entre les simulations fournies par PYTHIA et MC@NLO. Ce sujet sera traité dans le chapitre suivant. En effet MC@NLO calcule de manière exacte les processus au NLO [8]. Lors de notre comparaison des simulateurs, nous pourrions alors estimer les incertitudes dues à la simulation par PYTHIA du NLO.

Dans ce chapitre, nous considérons les événements où les deux électrons du processus Drell-Yan sont identifiés. Cela signifie qu'un événement sera gardé si celui-ci contient deux cônes qui satisfont à $|\eta| < 2.4$, $p_{t \text{ cône}} > 15 \text{ GeV}$ et $Frac > 0.85$. Les deux cônes qui satisfont ces coupures sont les deux électrons du processus Drell-Yan.

4.1 Jets de particules

Nous allons voir comment faire pour identifier les processus Drell-Yan où un gluon *dur* est radié.

4.1.1 Identification des jets de particules

Un tel gluon, émis par le quark ou l'antiquark, transporte une charge de couleur [4]. Des couplages vont être créés entre cette charge de couleur et ces mêmes quarks. Ces couplages vont générer des particules, qui se couplent à leur tour à de nouveaux gluons. Ces gluons génèrent d'autres particules, etc. Nous assistons à la naissance d'un jet de particules. Les particules qui constituent ce jet sont collimées, comme dans le cas des jets QCD.

Pour arriver à identifier les jets de particules qui proviennent de gluons radiés, nous allons utiliser l'algorithme de cône (Cone Iterative Jet Algorithm [14]). Toutes ces particules sont émises en jets, c'est-à-dire qu'elles se regroupent dans un petit ΔR . Il nous suffit donc d'utiliser l'algorithme de cône, comme nous l'avons fait pour identifier les électrons. Il ne nous reste plus qu'à arriver à identifier les jets de particules venant de gluons *durs* parmi nos cônes.

Il faut remarquer que dans ce cas nous prendrons une ouverture de cône de $\Delta R = 0.5$. Cette ouverture vise à ne pas perdre trop de particules en ramenant les jets à des cônes. En effet ces jets de particules ont une certaine largeur. Nous devons donc garantir une meilleure efficacité de mesure en augmentant l'ouverture des cônes. Cette valeur d'ouverture est une valeur empirique.

Nous allons demander que ces cônes contiennent une fraction électromagnétique de moins de 0.85 pour identifier les jets de particules. En effet ces jets venant de gluons radiés sont composés de particules hadroniques (sauf les photons qui viennent des π^0) puisqu'elles ont été créées par un couplage *fort*. En demandant $Frac < 0.85$ sur les cônes on peut s'assurer que les particules qui les constituent sont des particules hadroniques.

Comme précédemment nous simulons les événements qui contiennent un processus Drell-Yan. Il y a donc dans le détecteur les deux électrons à grand p_t , les particules *soft* de l'*underlying event* et le (ou les) jet(s) de particules.

Les cônes qui contiendraient seulement des particules de l'*underlying event* sont écartés. En effet nous demandons la coupure $p_t \text{ cône} > 15 \text{ GeV}$ sur les cônes de particules. Cette coupure en p_t restreint fortement le nombre de cônes qui contiendraient seulement des particules de l'*underlying event*. Nous avons vu que la moyenne de la distribution du p_t des particules de l'*underlying event* est très petite ($< 2 \text{ GeV}$). On peut donc convenir que les cônes avec $Frac < 0.85$, $p_t \text{ cône} > 15 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2.4$ contiennent bien des jets de particules dus à des processus Drell-Yan d'ordres supérieurs à l'ordre dominant en α_s .

4.1.2 Nombre de jets de particules

La figure 4.2 montre la distribution du nombre de jets de particules à 200 GeV et à 2000 GeV ($|\eta| < 2.4$, $p_{t \text{ cône}} > 15 \text{ GeV}$ et $Frac < 0.85$). À 200 GeV , on observe qu'à peu près 65 % des processus Drell-Yan ne contiennent pas de jet de particules qui satisfait $p_{t \text{ cône}} > 15 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2.4$. On voit aussi que 25 % des processus Drell-Yan à 200 GeV contiennent un et un seul jet de particules.

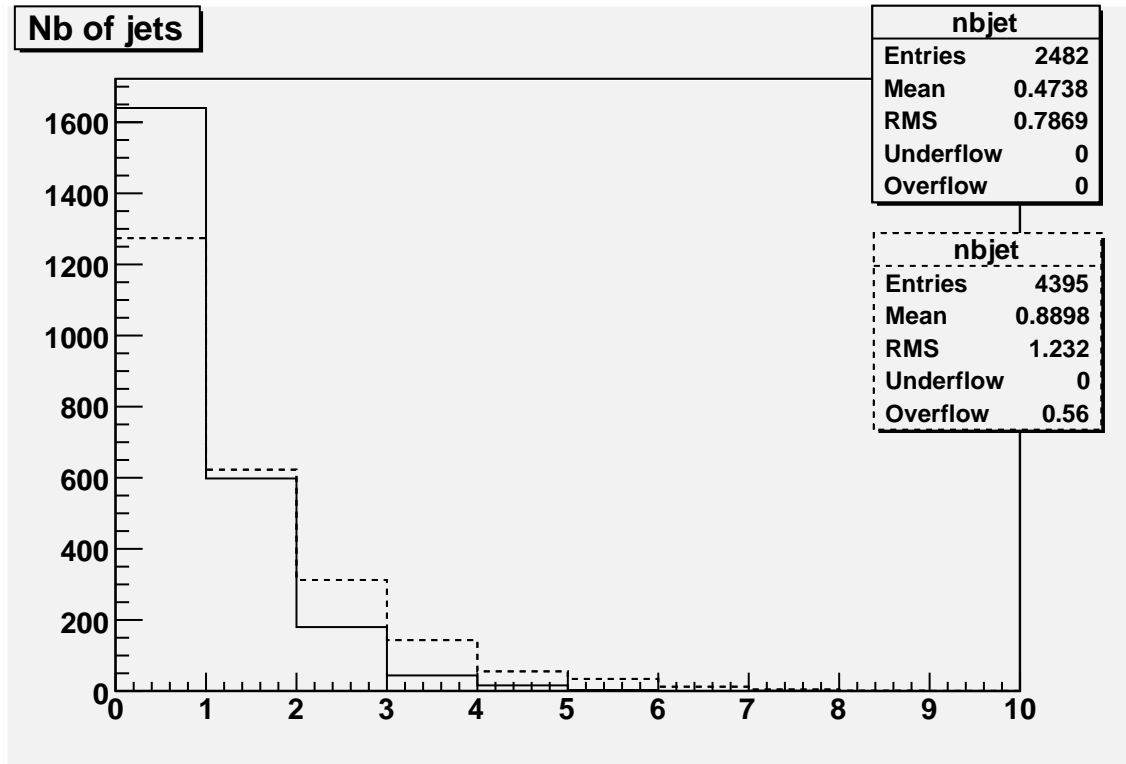


FIG. 4.2 – Distributions du nombre de jets de particules à 200 GeV (en traits continus) et à 2000 GeV (en traits interrompus) — $|\eta| < 2.4$, $p_{t \text{ cône}} > 15 \text{ GeV}$ et $Frac < 0.85$

Le nombre de processus Drell-Yan qui contiennent au moins un jet de particules (avec $p_{t \text{ cône}} > 15 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2.4$) est relativement grand (35 % à 200 GeV , 50% à 2000 GeV). Ceci montre l'importance des processus liés aux ordres supérieurs à l'ordre dominant en α_s sur la cinématique des événements. Il s'agit donc de s'assurer que les incertitudes liées à la simulation du NLO par PYTHIA ne soient pas trop grandes.

Les processus Drell-Yan qui contiennent plus de deux jets de particules sont dus à l'émission d'un gluon supplémentaire par le quark (ou l'antiquark) ou à l'émission d'un gluon par le premier gluon radié.

On peut remarquer que le nombre moyen de jets est plus grand à 2000 GeV qu'à 200 GeV . Ceci est dû au fait que les jets ont en moyenne un plus petit p_t à 200 GeV qu'à 2000 GeV . En effet, les quarks possèdent une plus grande impulsion longitudinale à haute masse qu'à petite masse. Leur espace des phases est plus grand à haute masse, ce qui les conduit à émettre au NLO un gluon à plus grand p_t que s'ils l'émettaient à petite masse.

Ainsi, à haute masse, les gluons radiés ont un plus grand p_t qu'à petite masse.

Cet effet est à relier à l'effet d'augmentation de la moyenne du p_t du Z à haute masse, que nous avons vu. Ces gluons radiés donnent en effet du p_t au Z. Comme le p_t des gluons est en moyenne plus grand à haute masse qu'à petite masse, le p_t du Z sera lui aussi en moyenne plus grand à haute masse qu'à petite masse.

Les jets à 200 GeV passeront donc moins facilement la coupure $p_{t\ cône} > 15\ GeV$ sur les cônes. En effet, leur p_t étant en moyenne plus petit qu'à 2000 GeV , ils seront moins nombreux à satisfaire $p_{t\ cône} > 15\ GeV$.

4.1.3 Nature des jets de particules

La figure 4.3 montre la distribution de la nature des particules qui constituent les jets de particules à 2000 GeV . On voit que ces jets sont constitués de particules légères comme les π^+ , π^- , K^+ , K^- . Les π^0 composent eux-aussi ces jets mais se sont désintégrés en deux photons. Toutes ces particules proviennent de la fragmentation des gluons.

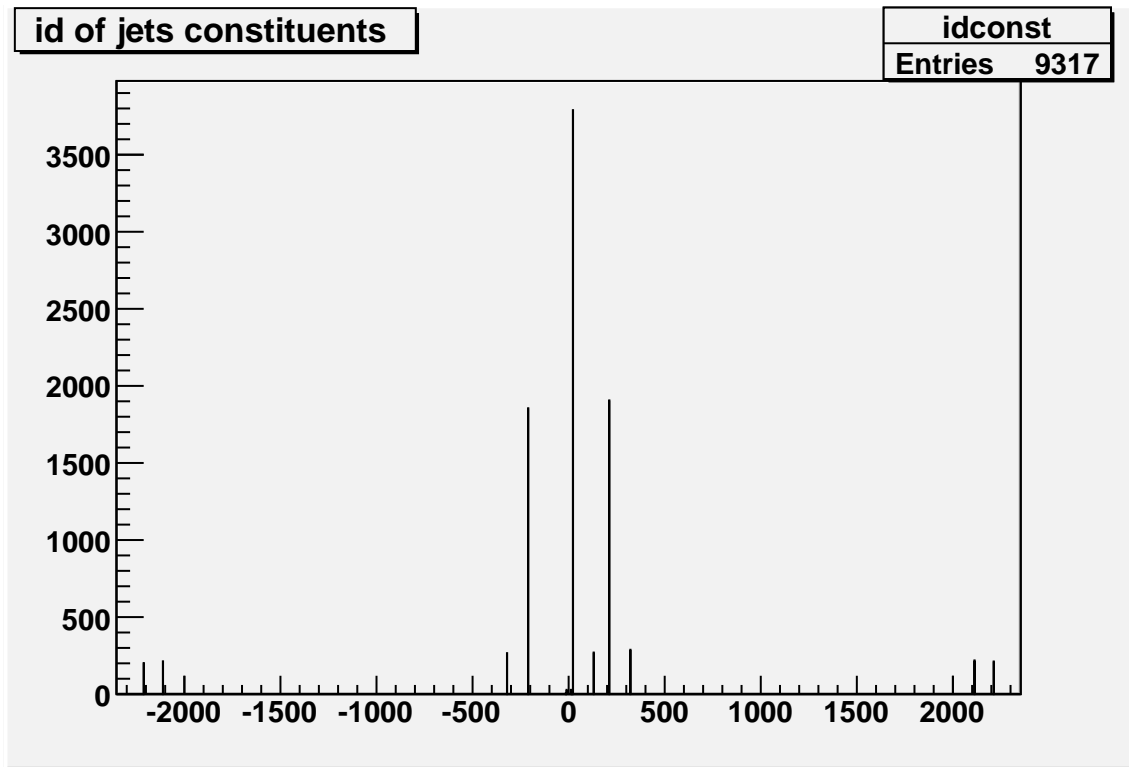


FIG. 4.3 – Distribution de la nature des particules qui constituent les jets de particules à 2000 GeV . Les particules sont classées suivant un code chiffré. Le code des différentes particules est le suivant 22 : γ ; 211 : π^+ ; 321 : K^+ ; 130 : K_L^0 ; 2112 : neutron; 2212 : proton. Les antiparticules ont le code négatif de leur particule correspondante — $|\eta| < 2.4$, $p_{t\ cône} > 15\ GeV$ et $Frac < 0.85$

La figure 4.4 montre la distribution du nombre de particules qui composent les jets de particules à 200 GeV et à 2000 GeV . On voit que le nombre moyen de particules qui

composent les jets venants de gluons radiés est élevé (8 à 200 GeV et 11 à 2000 GeV). Ceci est dû au processus de fragmentation qui est à la base de la formation de ces jets. Les couplages *fort* entre les gluons et les quarks génèrent un grand nombre de particules.

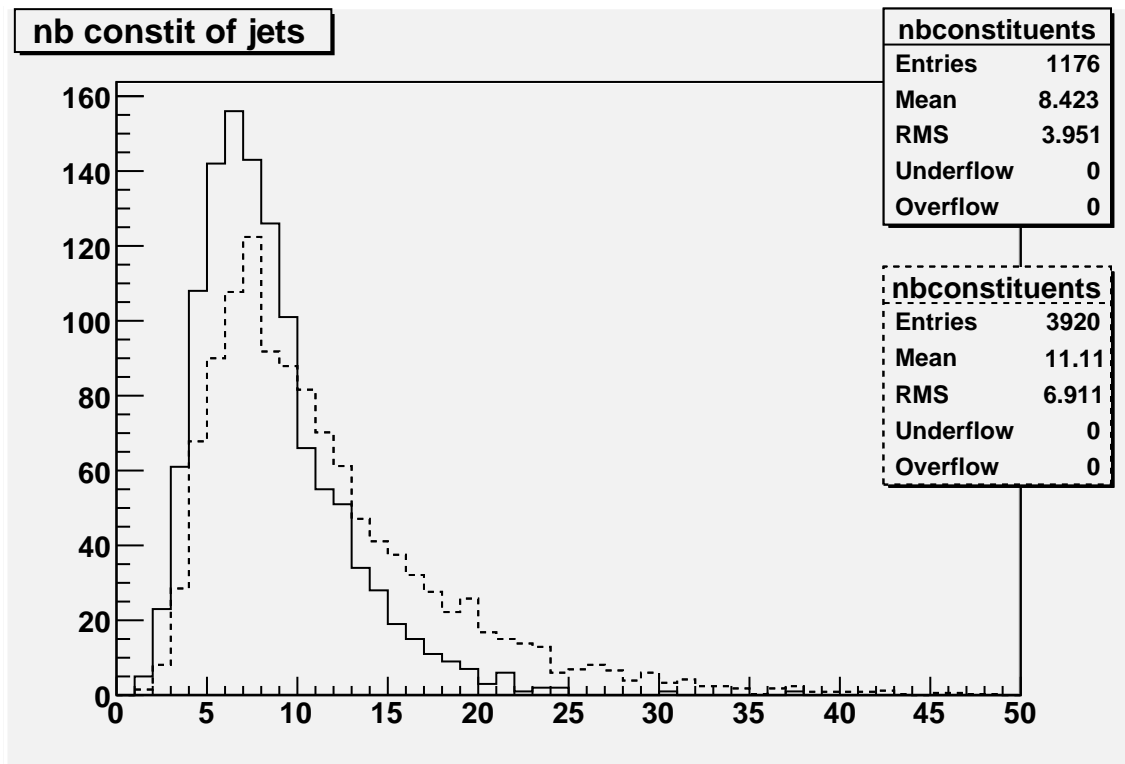


FIG. 4.4 – Distributions du nombre de particules qui composent les jets de particules à 200 GeV (en traits continus) et à 2000 GeV (en traits interrompus) — $|\eta| < 2.4$, p_t cône $> 15 GeV$ et $Frac < 0.85$

La figure 4.4 est à mettre en relation avec la figure 3.9 qui montre la distribution du nombre de particules qui composent les cônes qui contiennent un électron. On voit bien que la topologie des cônes qui contiennent un électron est différente de celle des cônes qui contiennent des jets de particules (provoqués par la fragmentation d’un gluon).

On peut remarquer que le nombre moyen de particules qui composent les jets de particules est plus grand à 2000 GeV qu’à 200 GeV . Ceci vient du fait qu’en moyenne les gluons qui proviennent d’événements à 2000 GeV ont un plus grand p_t que ceux qui proviennent d’événements à 200 GeV . Les gluons qui ont un grand p_t produisent plus de particules que les gluons qui ont un plus petit p_t .

4.2 Événements où le Z est produit à grande impulsion transverse

Nous allons considérer des événements où le p_t du Z est important. Nous prenons la coupure $p_t(Z) > 80 GeV$. Pour qu’un Z ait un tel p_t , il est raisonnable de penser qu’il y a

eu radiation d'au moins un gluon.

En effet, un événement où le Z est produit à grand p_t ne s'explique que si un (ou des) gluon(s) compense(nt) le p_t du Z. De cette façon, les événements où le Z est produit à grand p_t sont vraisemblablement des événements d'ordre supérieur à l'ordre dominant en α_s du processus Drell-Yan.

La figure 4.5 montre les distributions du nombre de jets de particules pour des événements avec $p_t(Z) > 80 \text{ GeV}$ à 200 GeV et à 2000 GeV . On peut observer que PYTHIA simule quelques événements où il n'y a pas de jet de particules. En effet certains événements peuvent être caractérisés par un Z dont le p_t est compensé par plusieurs jets de particules. Ces jets de particules peuvent avoir chacun un p_t de moins de 15 GeV . De cette façon on a l'impression qu'il n'y a pas de jets de particules.

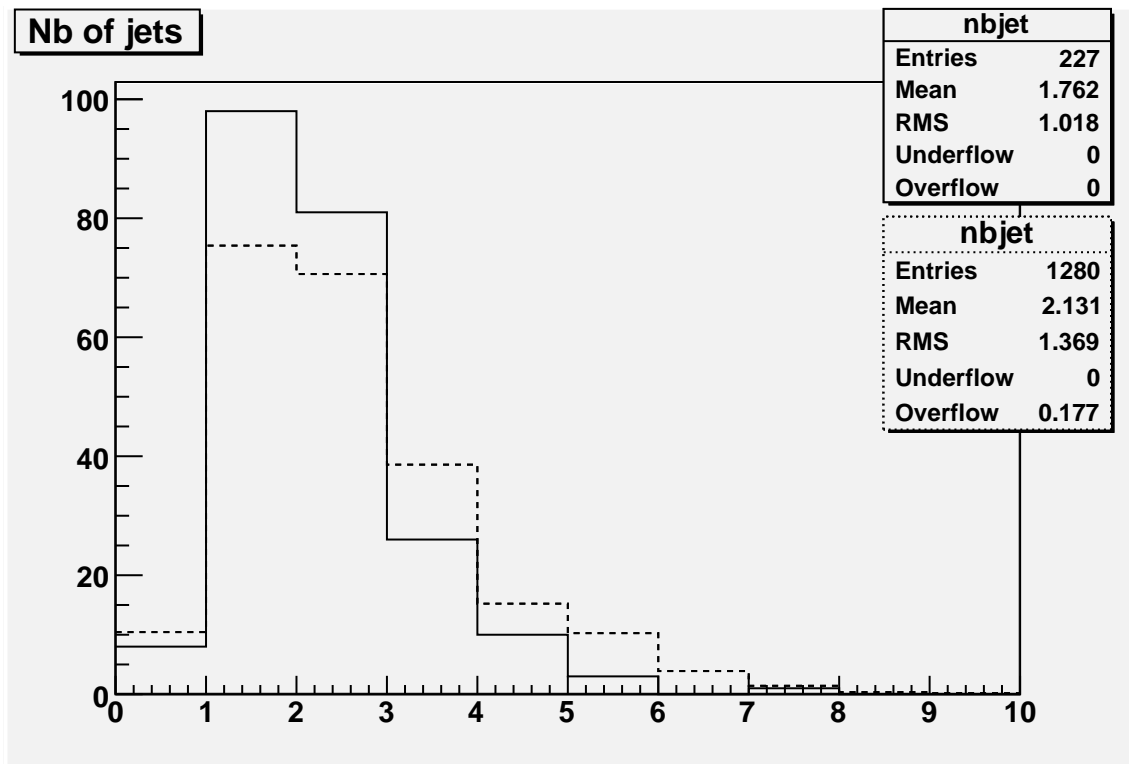


FIG. 4.5 – Distributions du nombre de jets de particules pour des événements avec $p_t(Z) > 80 \text{ GeV}$ à 200 GeV (en traits continus) et à 2000 GeV (en traits interrompus) — $|\eta| < 2.4$, $p_{t \text{ cône}} > 15 \text{ GeV}$ et $Frac < 0.85$

Ces événements avec $p_t(Z) > 80 \text{ GeV}$ semblent donc provenir des ordres supérieurs à l'ordre dominant en α_s du processus Drell-Yan. En effet, on observe que dans la plupart des cas il y a au moins un jet de particules émis.

On remarque qu'il y a peu d'événements à 200 GeV qui satisfont à $p_t(Z) > 80 \text{ GeV}$. En effet nous avons vu que la distribution du p_t du Z à 200 GeV a une petite moyenne ($\approx 30 \text{ GeV}$, voir figure 2.6) et donc peu d'événements satisfont à $p_t(Z) > 80 \text{ GeV}$.

4.3 Non-balance des événements

Nous allons évaluer ce que nous appellerons la non-balance des événements. Cette non-balance est définie comme suit :

$$Non - balance = \sqrt{\left(p_x(Z) + \sum_{jets} p_x(jets)\right)^2 + \left(p_y(Z) + \sum_{jets} p_y(jets)\right)^2}$$

où $p_x(Z)$ et $p_y(Z)$ sont respectivement les composantes x et y de l'impulsion du Z , et $p_x(jets)$ et $p_y(jets)$ sont respectivement les composantes x et y des impulsions des jets de particules dans l'événement.

Cette non-balance est définie comme le manque à combler en p_t pour atteindre la conservation de l'impulsion transverse quand on considère le Z et les jets de particules (avec $p_{t\ cône} > 15\ GeV$ et $|\eta| < 2.4$).

La figure 4.6 montre les distributions de la non-balance en p_t pour des événements à $200\ GeV$ et à $2000\ GeV$. Cette non-balance nous montre si la corrélation entre le p_t des jets de particules (qui satisfont $|\eta| < 2.4$ et $p_{t\ cône} > 15\ GeV$) et le p_t du Z est bonne. On observe que la moyenne de cette non-balance n'est pas négligeable ($18\ GeV$ à $200\ GeV$ et $26\ GeV$ à $2000\ GeV$). Ceci montre que, comme nous l'avons déjà observé, une partie des jets de particules possède un p_t de moins de $15\ GeV$. Ces jets de moins de $15\ GeV$ de p_t engendrent cette non-balance en p_t .

On observe en outre que la moyenne de la non-balance en p_t est plus grande à $2000\ GeV$ qu'à $200\ GeV$. Cela montre que le manque à combler en p_t des événements est plus grand à haute masse. En effet, à haute masse, le p_t du Z et des jets de particules sont plus grands qu'à petite masse, ce qui fait que la différence de ces p_t sera aussi plus grande.

La figure 4.7 montre les distributions du rapport entre le p_t du jet qui a la plus grande impulsion transverse et le p_t du Z à $200\ GeV$ et à $2000\ GeV$. Cette figure montre qu'en moyenne les jets qui ont le plus grand p_t compensent 92 % (à $200\ GeV$) et 75 % (à $2000\ GeV$) du p_t du Z . Ceci montre qu'on ne peut en général pas se limiter à ne considérer qu'un seul jet, celui qui a le plus grand p_t . En effet les Z sont souvent balancés par plusieurs jets de particules ayant des p_t assez proches.

On a pu constater dans ce chapitre que les jets provenant de gluons radiés sont facilement identifiables. Leur détection ne pose pas trop de problème. On remarque aussi que le nombre d'événements qui contiennent ces jets (avec $|\eta| < 2.4$ et $p_{t\ cône} > 15\ GeV$) est assez important. Ceci témoigne de la présence non négligeable de processus Drell-Yan d'ordres supérieurs à l'ordre dominant en α_s . Il est donc crucial de s'assurer que l'incertitude quant à la simulation du NLO par PYTHIA n'est pas trop grande.

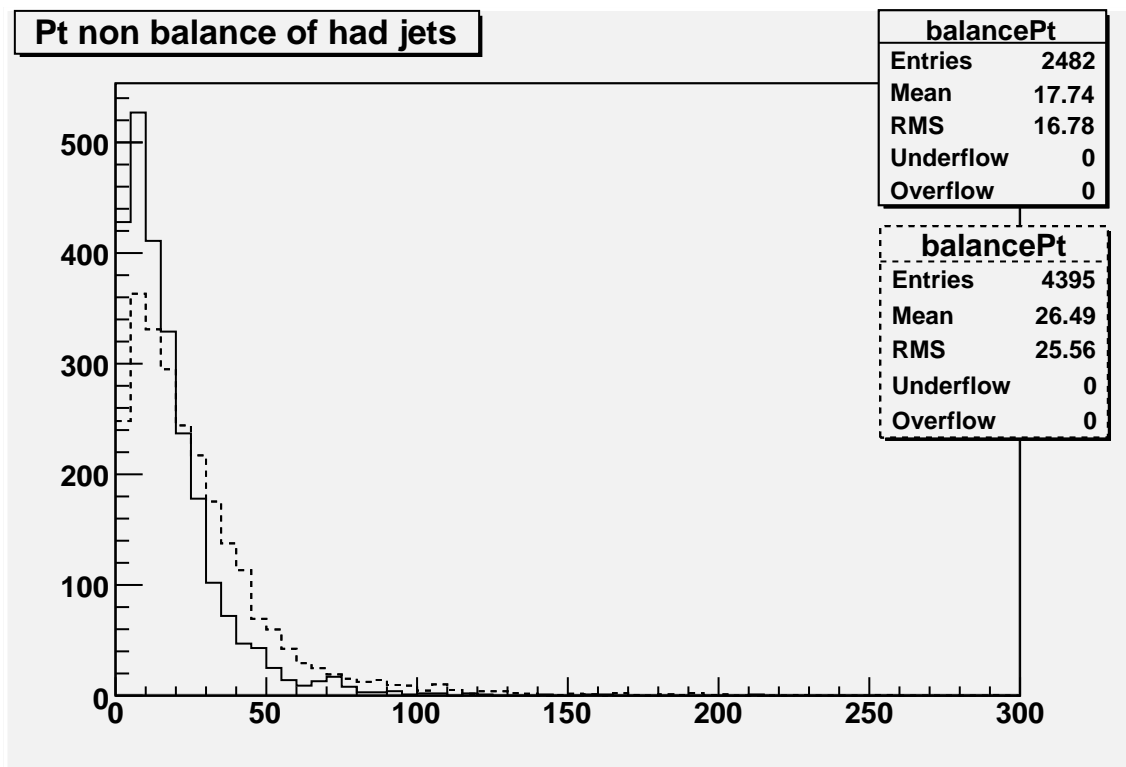


FIG. 4.6 – Distributions de la balance en p_t (en GeV) pour des événements à $200 GeV$ (en traits continus) et à $2000 GeV$ (en traits interrompus) — $|\eta| < 2.4$, $p_t \text{ cône} > 15 GeV$ et $Frac < 0.85$

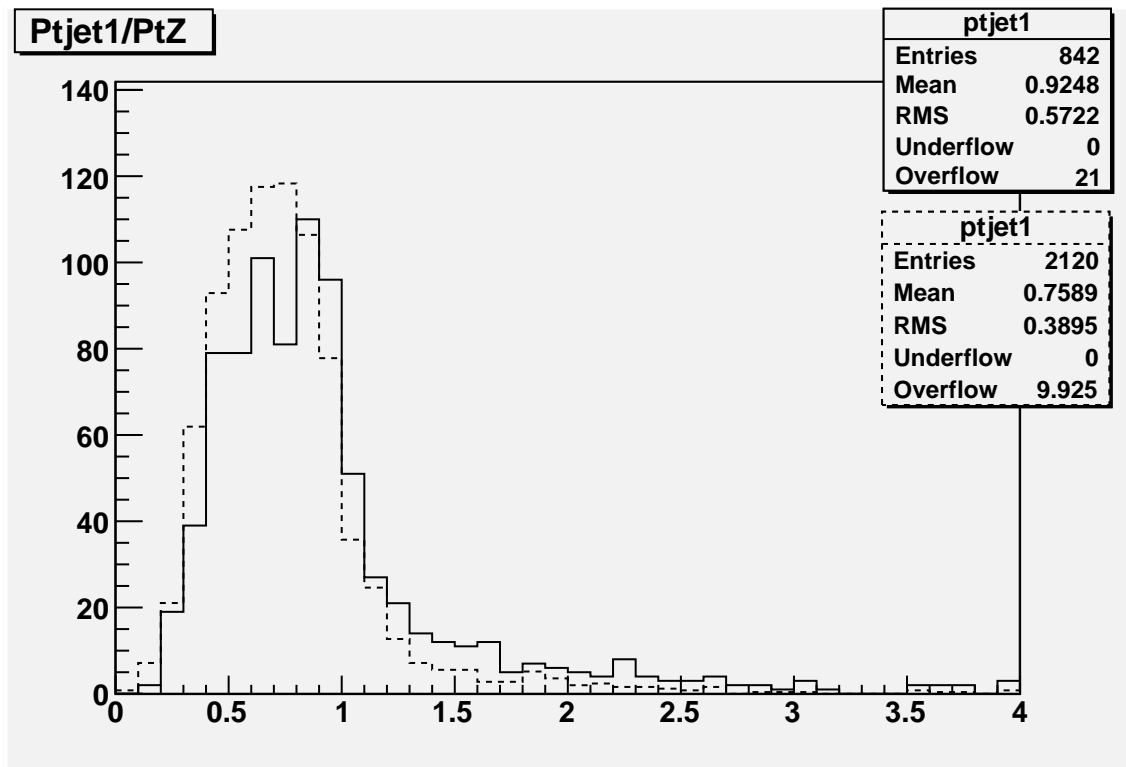


FIG. 4.7 – Distributions du rapport entre le p_t du jet qui a la plus grande impulsion transverse et le p_t du Z à 200 GeV (en traits continus) et à 2000 GeV (en traits interrompus) — $|\eta| < 2.4$, $p_{t\ c\hat{o}ne} > 15\ GeV$ et $Frac < 0.85$

Chapitre 5

Comparaison PYTHIA - MC@NLO

Nous allons comparer dans ce dernier chapitre les simulateurs PYTHIA et MC@NLO ([7] et [8]). Nous allons comparer les distributions générées par ces deux simulateurs pour des événements Drell-Yan à 200 GeV et à 2000 GeV .

Nous nous sommes placés dans les mêmes conditions pour simuler les processus Drell-Yan avec les générateurs PYTHIA et MC@NLO. Nous avons pris soin de sélectionner dans les deux cas les mêmes options relatives à la simulation des processus Drell-Yan.

Il est toutefois important de remarquer que les deux générateurs ne simulent pas de la même façon la fragmentation QCD des particules. En effet cette fragmentation n'est pas simulée exactement. La simulation est empirique et n'est pas la même pour PYTHIA et MC@NLO (PYTHIA effectue la fragmentation par JETSET et MC@NLO par HERWIG). De cette façon, certaines distributions seront influencées par cette fragmentation différente.

Une remarque importante doit aussi être faite à propos des PDF utilisées pour la simulation des événements. PYTHIA et MC@NLO ne prennent pas en compte les mêmes PDF dans les simulations proposées dans ce chapitre. PYTHIA utilise les PDF *CTEQ 5L* déterminées par le groupe CTEQ; MC@NLO utilise les PDF *MRS 105* déterminées par le groupe MRST. Une étude plus approfondie sur la comparaison des simulateurs consisterait à simuler des processus Drell-Yan par PYTHIA et MC@NLO au départ de PDF identiques.

5.1 Cinématique

Nous allons dans cette partie comparer la cinématique d'événements Drell-Yan à 200 GeV et à 2000 GeV simulés par PYTHIA et MC@NLO.

Nous avons étudié la cinématique du Z et des électrons (au chapitre 2 et dans ce chapitre) à partir des particules générées par le simulateur. Nous n'avons pas utilisé l'algorithme de cône dans cette partie. En effet, cela n'a pas de sens de définir un cône pour étudier le bosons Z, par exemple. Nous sélectionnons dès lors les événements qui contiennent deux électrons générés qui satisfont à $|\eta| < 2.4$.

5.1.1 Cinématique de l'état virtuel γ/Z

Impulsion longitudinale de l'état virtuel γ/Z

Les figures 5.1 et 5.2 montrent les distributions du $|p_z|$ du Z générées à 200 GeV et à 2000 GeV par PYTHIA et MC@NLO. On observe tout d'abord que les distributions simulées par PYTHIA et MC@NLO sont semblables, les simulateurs produisent des distributions qui sont en accord.

La simulation de la distribution du $|p_z|$ du Z dépend des PDF utilisées, comme on l'a vu au chapitre 2. De cette façon, le fait que PYTHIA et MC@NLO n'utilisent pas les mêmes PDF nous empêche de pouvoir tirer des conclusions. En effet, le fait que les simulations ne se font pas au départ des mêmes PDF peut générer des différences sur la distribution du $|p_z|$ du Z. On remarque toutefois que les distributions du $|p_z|$ du Z sont assez proches.

Impulsion transverse de l'état virtuel γ/Z

Les figures 5.3 et 5.4 montrent les distributions du p_t du Z générées à 200 GeV et à 2000 GeV par PYTHIA et MC@NLO. Ces distributions simulées par PYTHIA et MC@NLO semblent en accord.

On peut cependant quantifier certains désaccords entre les distributions. Nous allons le plus souvent quantifier les différences obtenues sur la moyenne des distributions. L'erreur statistique sur la moyenne σ_μ d'une distribution est obtenue comme suit :

$$\sigma_\mu = \frac{RMS}{\sqrt{N}}$$

où RMS est la valeur du RMS associée à la distribution et N est le nombre de valeurs de la statistique (ici le nombre d'entrées de la distribution). De cette façon, nous noterons la moyenne d'une distribution $\mu \pm \sigma_\mu$. Quand les différences sur les moyennes des distributions seront significatives, nous déterminerons ces différences que nous exprimerons en % et que nous pondérerons par l'erreur statistique sur la moyenne σ_μ .

La moyenne du p_t du Z à 200 GeV vaut $32.6 \pm 0.9 GeV$ pour PYTHIA et $32.5 \pm 0.9 GeV$ pour MC@NLO. Cette différence sur la moyenne de la distribution est minime, et se situe dans l'intervalle d'erreur associé à la moyenne.

A 2000 GeV , on observe que la moyenne de la distribution du p_t du Z est sensiblement plus grande pour MC@NLO que pour PYTHIA. La moyenne du p_t du Z à 2000 GeV vaut $81 \pm 2 GeV$ pour PYTHIA et $88 \pm 2 GeV$ pour MC@NLO. Cela équivaut à une différence de 9% sur la valeur de la moyenne prédite par PYTHIA. Cette différence sur la moyenne se situe à $4 \times \sigma_\mu$.

Cette erreur de près de 10% sur la moyenne du p_t du Z à 2000 GeV est un indicateur de l'incertitude relative à la simulation du NLO par PYTHIA. C'est cette incertitude que nous cherchons à estimer dans ce chapitre. Une erreur de près de 10 % ne va pas influencer de façon dramatique la compréhension du processus Drell-Yan à haute masse. Mais cette erreur n'est toutefois pas à négliger. Elle montre qu'il faut faire attention aux effets d'ordres

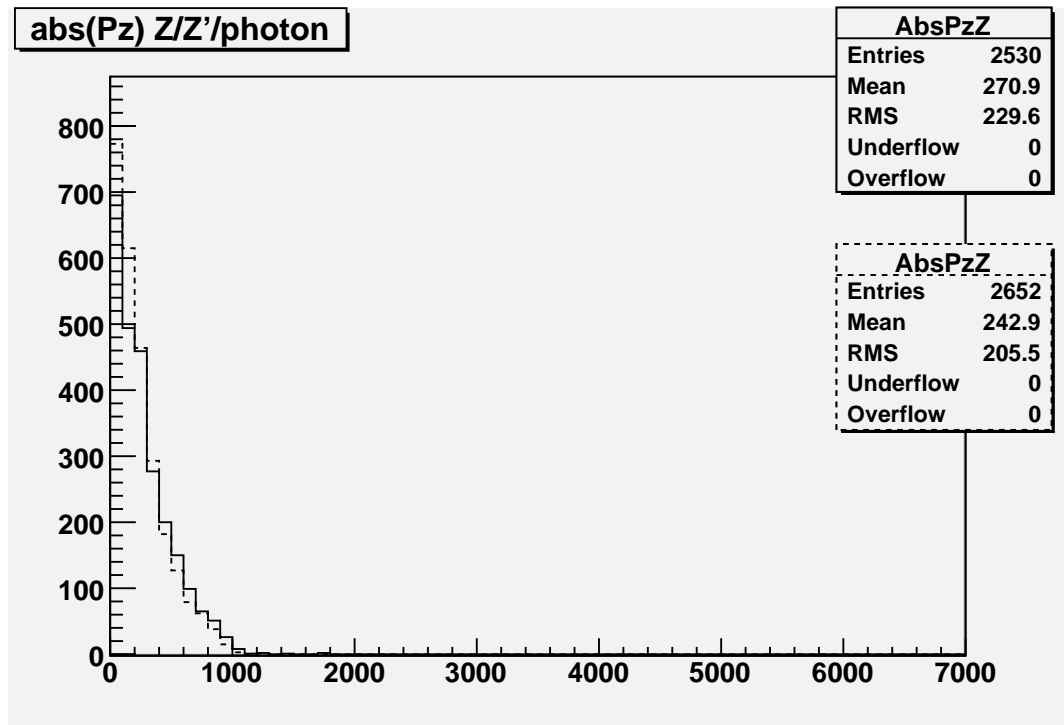


FIG. 5.1 – Distributions du $|p_z|$ du Z (*en GeV*) générées à 200 *GeV* par PYTHIA (en traits continus) et MC@NLO (en traits interrompus) — $|\eta| < 2.4$

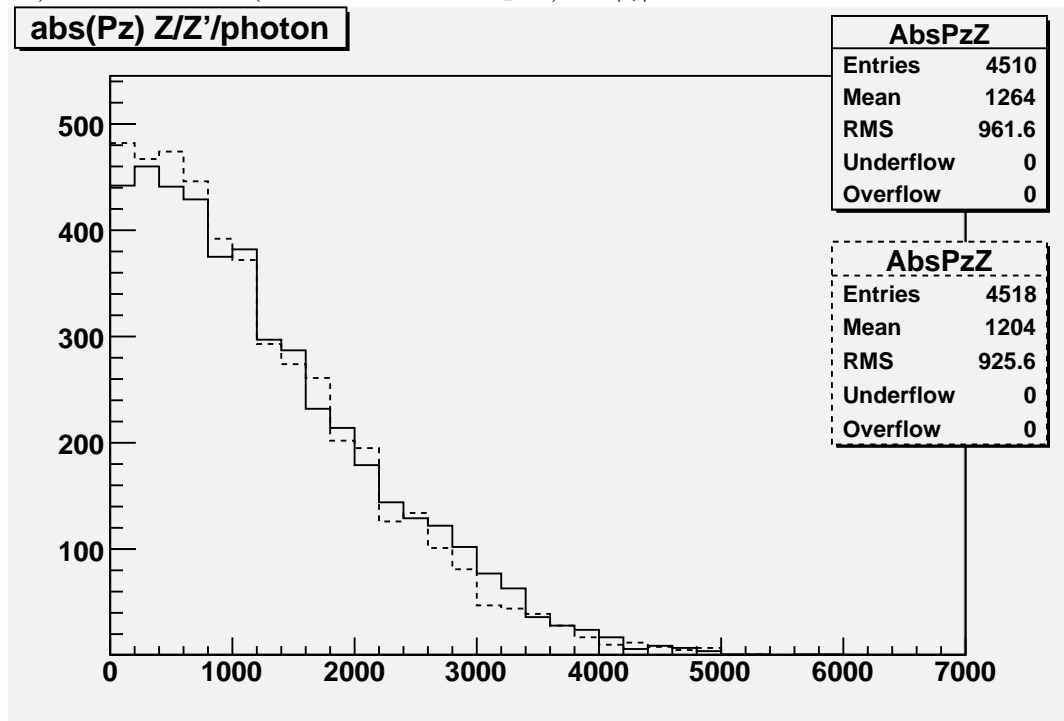


FIG. 5.2 – Distributions du $|p_z|$ du Z (*en GeV*) générées à 2000 *GeV* par PYTHIA (en traits continus) et MC@NLO (en traits interrompus) — $|\eta| < 2.4$

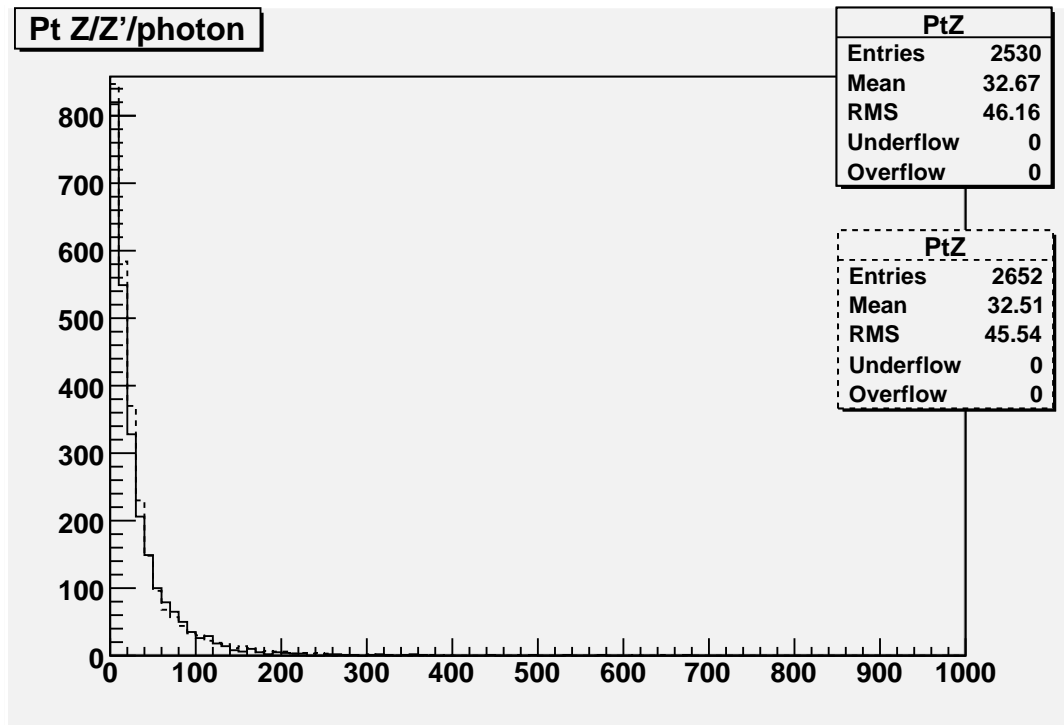


FIG. 5.3 – Distributions du p_t du Z (*en GeV*) générées à 200 *GeV* par PYTHIA (en traits continus) et MC@NLO (en traits interrompus) — $|\eta| < 2.4$

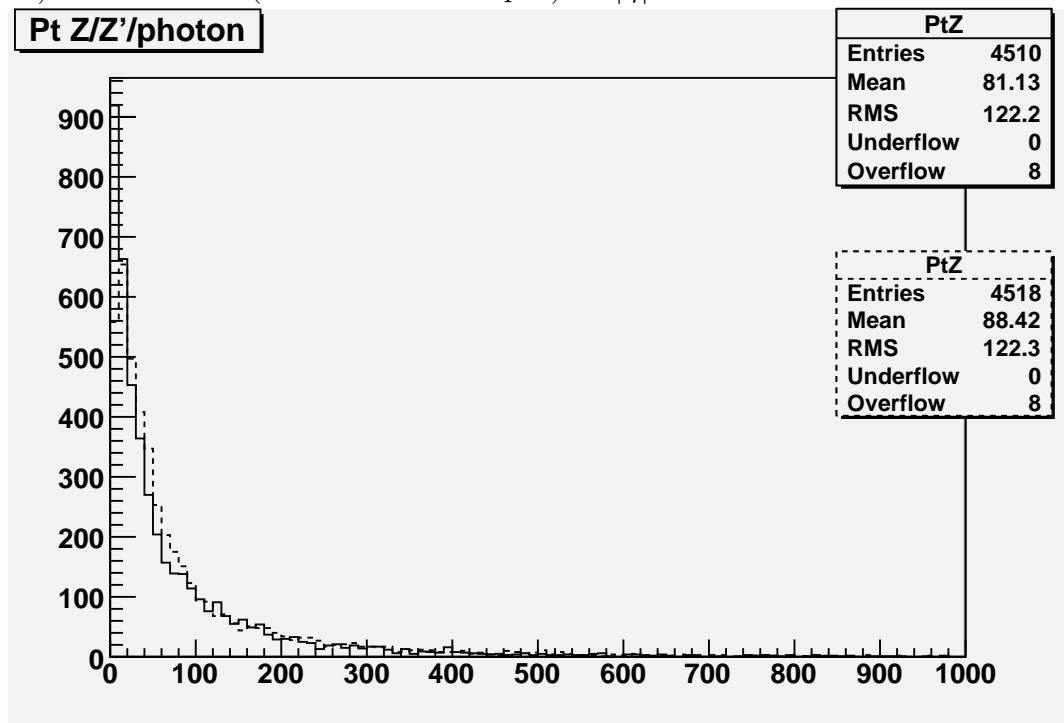


FIG. 5.4 – Distributions du p_t du Z (*en GeV*) générées à 2000 *GeV* par PYTHIA (en traits continus) et MC@NLO (en traits interrompus) — $|\eta| < 2.4$

supérieurs à l'ordre dominant en α_s pour des processus Drell-Yan.

Nous pouvons à présent nous demander si cette incertitude sur le p_t du Z à haute masse aura des conséquences sur l'acceptance. En effet, les différences dans la simulation de la cinématique du Z pourraient affecter la cinématique des électrons, et dès lors affecter l'acceptance des événements. C'est ce sur quoi nous allons nous pencher maintenant.

5.1.2 Cinématique des électrons

Les figures 5.5 et 5.6 montrent les distributions en $|\eta|$ des électrons générées à 200 GeV et à 2000 GeV par PYTHIA et MC@NLO. Ces distributions simulées par PYTHIA et MC@NLO restent encore en bon accord.

La moyenne du $|\eta|$ des électrons à 200 GeV vaut 1.13 ± 0.01 pour PYTHIA et 1.07 ± 0.01 pour MC@NLO. Cela équivaut à une différence de 5% sur la valeur de la moyenne prédite par PYTHIA. Cette différence sur la moyenne se situe à $6 \times \sigma_\mu$. La différence sur la moyenne de la distribution en $|\eta|$ est importante, car elle influence le nombre d'événements qui passent la coupure $|\eta| < 2.4$.

La moyenne du $|\eta|$ des électrons à 2000 GeV vaut 0.88 ± 0.01 pour PYTHIA et 0.86 ± 0.01 pour MC@NLO. Cela équivaut à une différence de 2% sur la valeur de la moyenne prédite par PYTHIA. Cette différence sur la moyenne se situe à $2 \times \sigma_\mu$. La différence sur la moyenne des distributions fournies par PYTHIA et MC@NLO n'est donc pas très importante. Nous observons ici que la cinématique des électrons semble ne pas être trop affectée par les différences rencontrées sur la cinématique du Z, ce qui est un résultat encourageant.

5.2 Acceptance

Ces distributions du $|\eta|$ des électrons peuvent nous conduire à déterminer les acceptances des événements Drell-Yan simulées par PYTHIA et MC@NLO. Nous aimerions toutefois déterminer ces acceptances dans un cadre expérimental plus raisonnable. Nous allons dès lors traiter le problème dû à l'identification des électrons. Ayant appliqué l'algorithme de cône sur les particules générées par PYTHIA et MC@NLO, nous pratiquons les coupures $|\eta| < 2.4$, $p_{t \text{ cône}} > 15 \text{ GeV}$ et $Frac > 0.85$ pour identifier les cônes qui contiennent les électrons du processus Drell-Yan. Seul les événements qui contiennent deux électrons identifiés seront gardés.

A 200 GeV , on observe que 2482 événements sur 5000 sont gardés pour PYTHIA et que 2590 événements sur 5000 sont gardés pour MC@NLO. A 2000 GeV , on observe que 4395 événements sur 5000 sont gardés pour PYTHIA et que 4466 événements sur 5000 sont gardés pour MC@NLO.

Le tableau 5.1 donne les acceptances simulées par PYTHIA et MC@NLO à 200 GeV et à 2000 GeV (identification des électrons : $|\eta| < 2.4$, $p_{t \text{ cône}} > 15 \text{ GeV}$ et $Frac > 0.85$). Le tableau indique aussi l'erreur statistique sur l'acceptance à 200 GeV et à 2000 GeV .

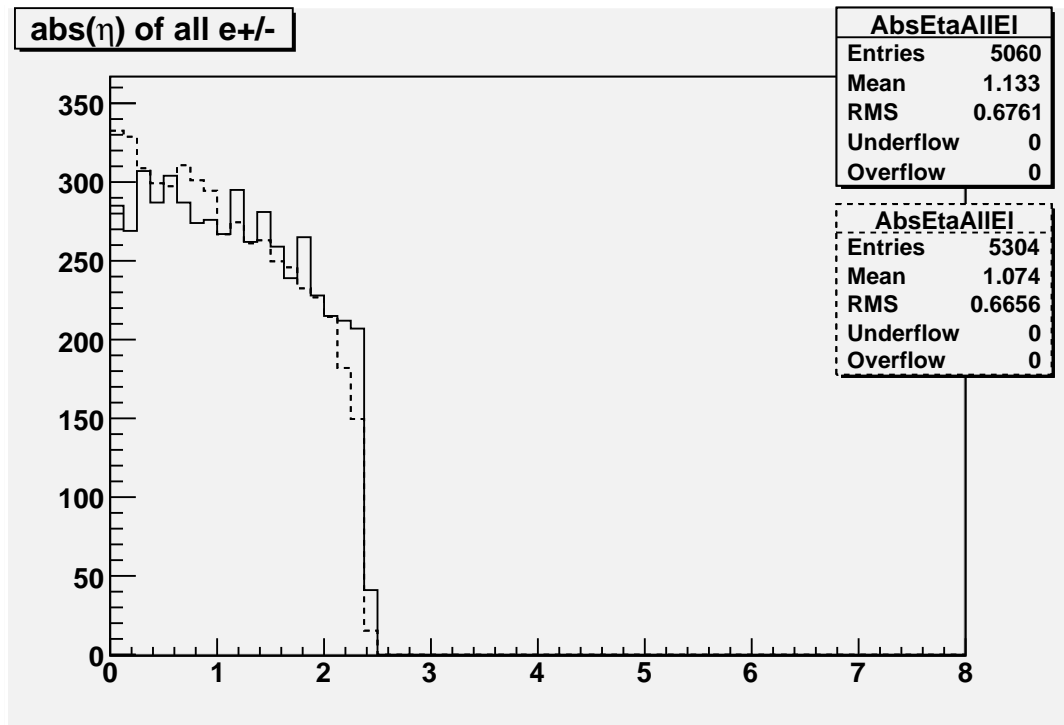


FIG. 5.5 – Distributions en $|\eta|$ des électrons générées à 200 GeV par PYTHIA (en traits continus) et MC@NLO (en traits interrompus) — $|\eta| < 2.4$

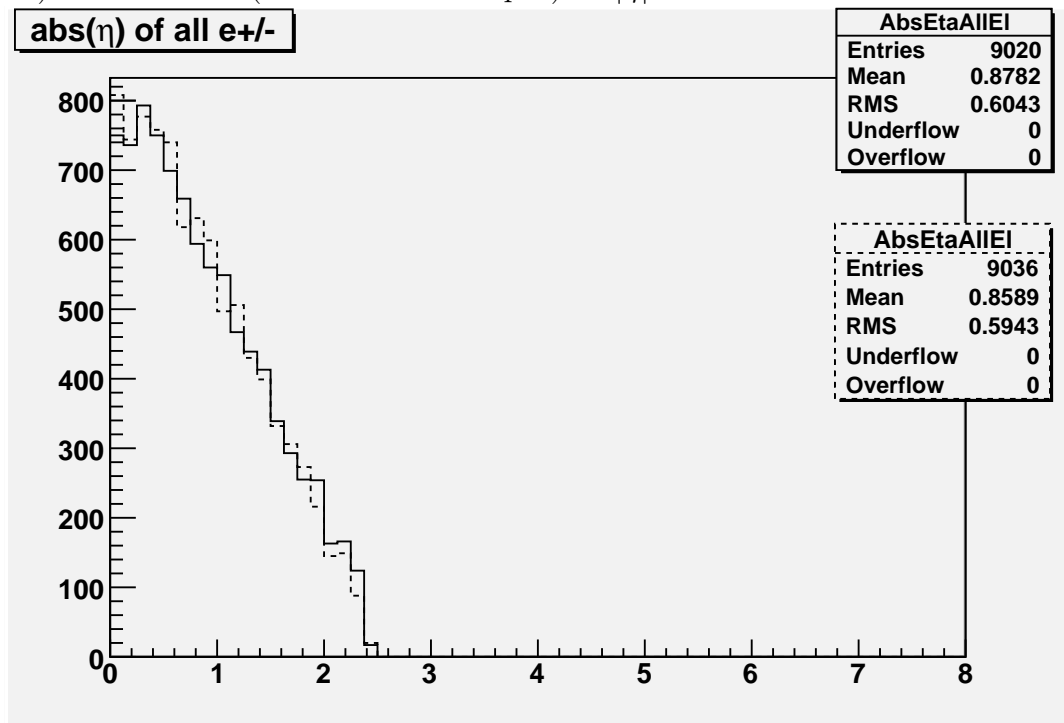


FIG. 5.6 – Distributions en $|\eta|$ des électrons générées à 2000 GeV par PYTHIA (en traits continus) et MC@NLO (en traits interrompus) — $|\eta| < 2.4$

Masse invariante	Acceptance		Erreur statistique
	PYTHIA -- MC@NLO		
200 <i>GeV</i>	49.6%	51.8%	1.0%
2000 <i>GeV</i>	87.9%	89.3%	0.5%

TAB. 5.1 – Acceptances simulées par PYTHIA et MC@NLO à 200 *GeV* et à 2000 *GeV*. L’erreur statistique sur la détermination de l’acceptance figure à droite du tableau — $|\eta| < 2.4$, $p_t^{\text{cône}} > 15$ *GeV* et $Frac > 0.85$

L’erreur statistique sur l’acceptance est calculée comme l’erreur associée à une distribution binômiale où chaque événement est soit gardé, soit rejeté :

$$\sigma = \frac{\sqrt{N_R}}{N_R + N_A}$$

où N_R est le nombre d’événements rejetés et N_A est le nombre d’événements acceptés.

On peut observer que les acceptances simulées par PYTHIA et MC@NLO sont assez semblables. Ceci est un résultat très encourageant : il montre que, même si la simulation du p_t du Z est entachée d’une incertitude de près de 10 % à haute masse, les acceptances n’en sont que peu affectées. Ce bon accord entre les deux simulateurs sur une variable aussi importante que l’acceptance montre que les incertitudes que nous étudions sont bel et bien restreintes. Le traitement du NLO par PYTHIA semble ne pas créer trop de problèmes.

5.3 *Underlying event*

Les figures 5.7 et 5.8 montrent les distributions du nombre de particules qui constituent l’*underlying event* simulées par PYTHIA et MC@NLO à 200 *GeV* et à 2000 *GeV*. Ces distributions du nombre de particules qui constituent l’*underlying event* ont été obtenues en pratiquant les coupures $p_t > 1$ *GeV* et $|\eta| < 2.4$ sur les particules générées.

On peut voir que la moyenne de ce nombre est assez différente dans les deux cas. Les deux générateurs utilisent en effet une paramétrisation différente de la fragmentation des restes des protons. On voit ici que la simulation de l’*underlying event* est très sensible aux paramétrisations des simulateurs.

Ces résultats montrent qu’il faut faire attention à la simulation de l’*underlying event*. Cet *underlying event* a par exemple des effets, comme on l’a vu, sur l’isolement des électrons.

5.4 Ordres supérieurs à l’ordre dominant en α_s du processus de Drell-Yan

Dans cette partie nous avons utilisé l’algorithme de cône sur les particules générées par les simulateurs. De cette façon, nous avons pu utiliser les coupures qui garantissent l’identification des électrons. Nous demandons que chaque événement contienne deux cônes qui satisfont à $|\eta| < 2.4$, $p_t^{\text{cône}} > 15$ *GeV* et $Frac > 0.85$. Ces deux cônes sont identifiés

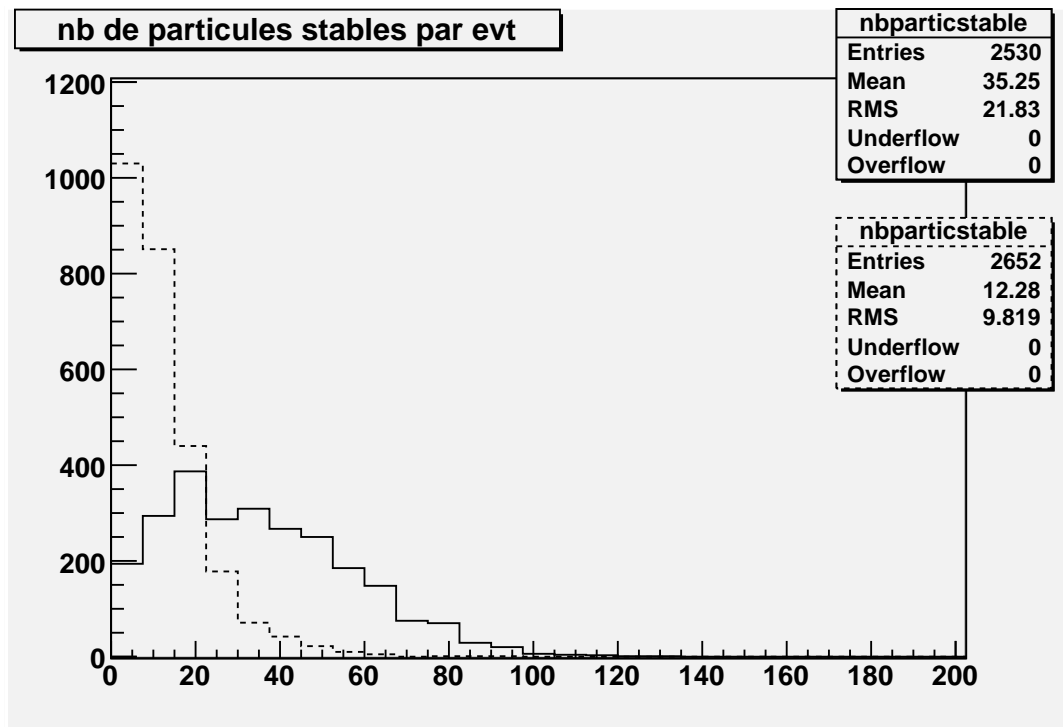


FIG. 5.7 – Distributions du nombre de particules qui constituent l'*underlying event* simulées à 200 GeV par PYTHIA (en traits continus) et MC@NLO (en traits interrompus) — $p_t > 1$ GeV et $|\eta| < 2.4$

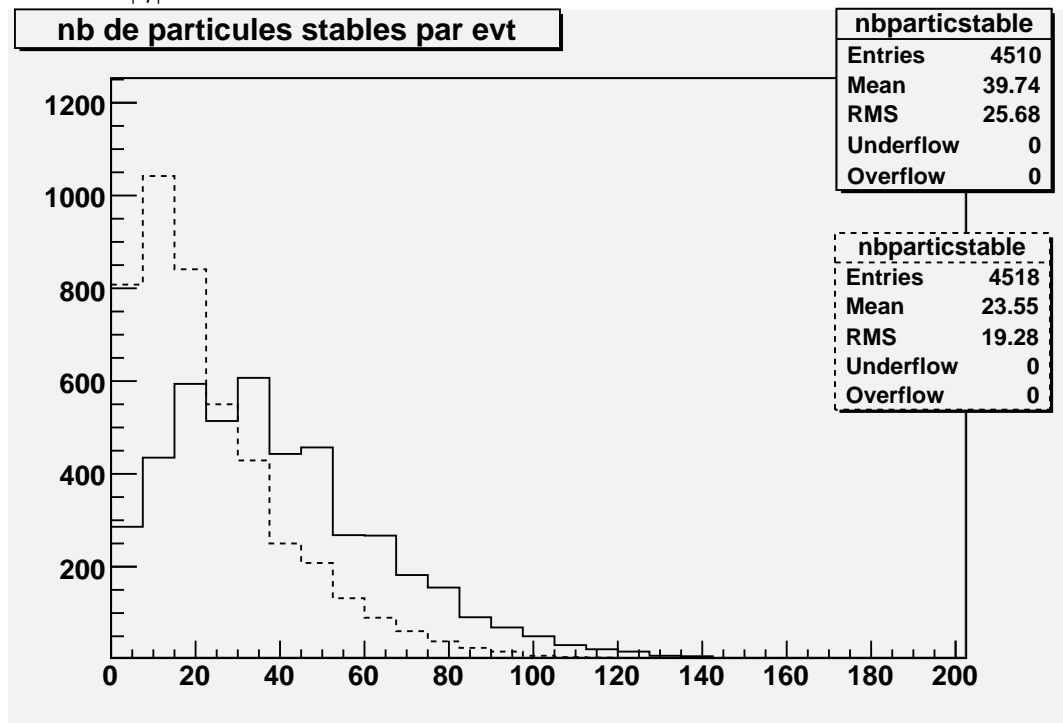


FIG. 5.8 – Distributions du nombre de particules qui constituent l'*underlying event* simulées à 2000 GeV par PYTHIA (en traits continus) et MC@NLO (en traits interrompus) — $p_t > 1$ GeV et $|\eta| < 2.4$

comme les deux électrons du processus Drell-Yan. Les jets de particules seront identifiés, quant à eux, en prenant la coupure $Frac < 0.85$ sur les cônes qui satisfont à $|\eta| < 2.4$ et $p_{t\ cône} > 15\ GeV$.

5.4.1 Jets de particules

Nombre de jets de particules

Les figures 5.9 et 5.10 montrent les distributions du nombre de jets de particules simulées par PYTHIA et MC@NLO à $200\ GeV$ et à $2000\ GeV$. On observe que ces distributions sont semblables. A haute masse les différences sont cependant plus importantes.

La moyenne du nombre de jets de particules à $200\ GeV$ vaut 0.47 ± 0.02 pour PYTHIA et 0.47 ± 0.02 pour MC@NLO. Cette différence sur la moyenne est donc très petite, plus petite que l'erreur relative sur la moyenne.

La moyenne du nombre de jets de particules à $2000\ GeV$ vaut 0.89 ± 0.02 pour PYTHIA et 1.05 ± 0.02 pour MC@NLO. Cela équivaut à une différence de 18% sur la valeur de la moyenne prédite par PYTHIA. Cette différence sur la moyenne se situe à $8 \times \sigma_\mu$. Cette différence est donc très significative. MC@NLO prédit en moyenne un plus grand nombre ($\approx 20\%$) de jets de particules que PYTHIA à haute masse.

Cette moyenne du nombre de jets de particules à haute masse dépasse 1 pour MC@NLO. Les événements contenant au moins un jet de particules à grand p_t sont très fréquents dans des processus Drell-Yan à haute masse (60 % pour MC@NLO). Ceci confirme notre observation de la présence importante d'événements contenant des jets de particules.

Cette différence de 20 % sur la moyenne du nombre de jets de particules à haute masse est liée à la manière dont les deux simulateurs simulent les radiations de gluons. On observe ici que ce traitement semble être assez différent pour PYTHIA et pour MC@NLO. Ces considérations sont importantes pour la compréhension de ces événements qui contiennent des jets de particules.

Nombre de particules dans les jets

Les figures 5.11 et 5.12 montrent les distributions du nombre de particules qui composent les jets de particules simulées par PYTHIA et MC@NLO à $200\ GeV$ et à $2000\ GeV$. On peut voir que la moyenne de ce nombre est très différente dans les deux cas. Ceci est encore lié à la simulation de la fragmentation. Le nombre de particules créées par la fragmentation d'un même gluon est très différent selon le simulateur.

5.4.2 Événements où le Z est produit à grande impulsion transverse

Les figures 5.13 et 5.14 montrent les distributions du nombre de jets de particules pour des événements avec $p_t(Z) > 80\ GeV$ simulés par PYTHIA et MC@NLO à $200\ GeV$ et à $2000\ GeV$. On observe que ces distributions restent semblables.

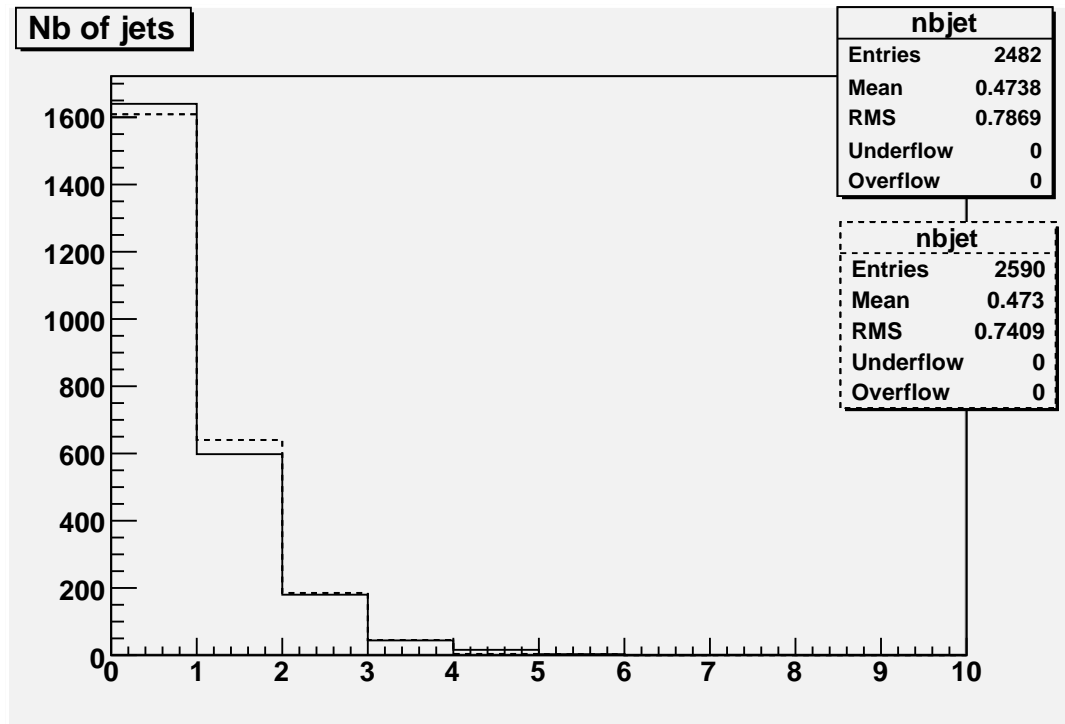


FIG. 5.9 – Distributions du nombre de jets de particules générées à 200 GeV par PYTHIA (en traits continus) et MC@NLO (en traits interrompus) — $|\eta| < 2.4$, $p_t \text{ cône} > 15 \text{ GeV}$ et $Frac < 0.85$

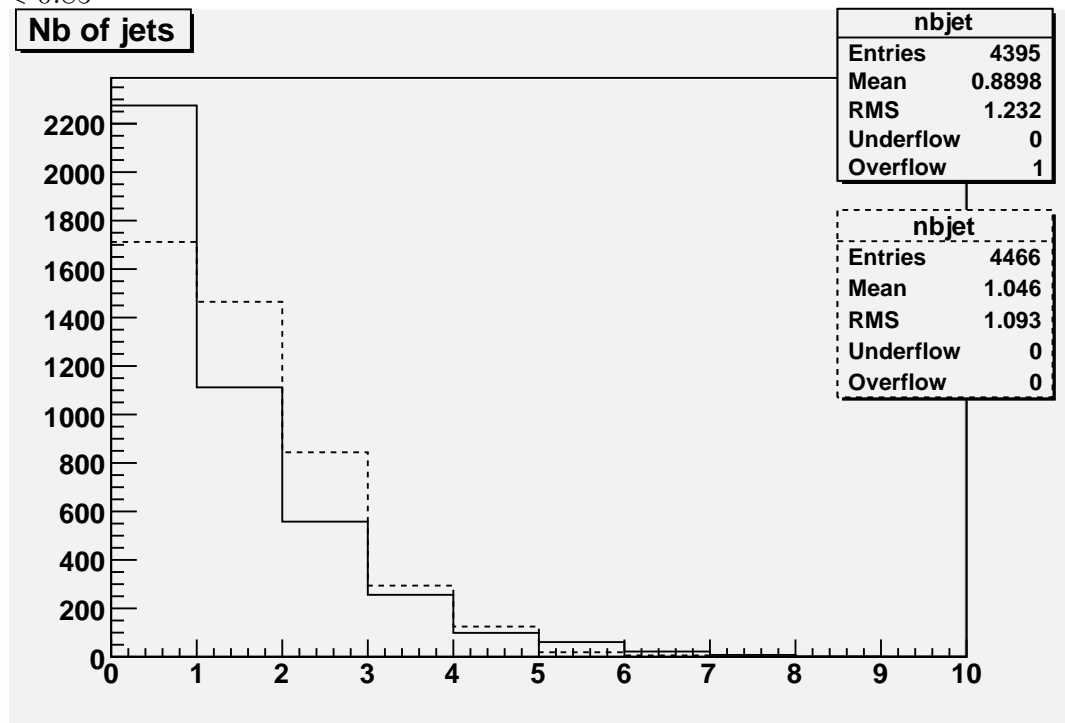


FIG. 5.10 – Distributions du nombre de jets de particules générées à 2000 GeV par PYTHIA (en traits continus) et MC@NLO (en traits interrompus) — $|\eta| < 2.4$, $p_t \text{ cône} > 15 \text{ GeV}$ et $Frac < 0.85$

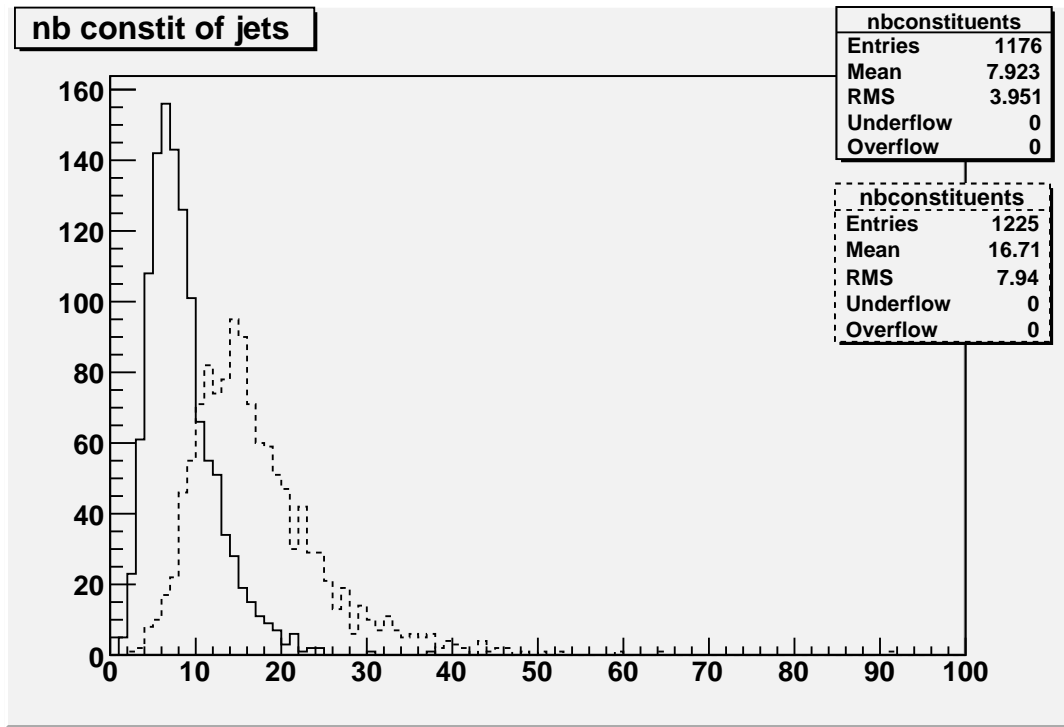


FIG. 5.11 – Distributions du nombre de particules qui composent les jets de particules générées à 200 GeV par PYTHIA (en traits continus) et MC@NLO (en traits interrompus) — $|\eta| < 2.4$, $p_{t\text{ cône}} > 15\text{ GeV}$ et $Frac < 0.85$

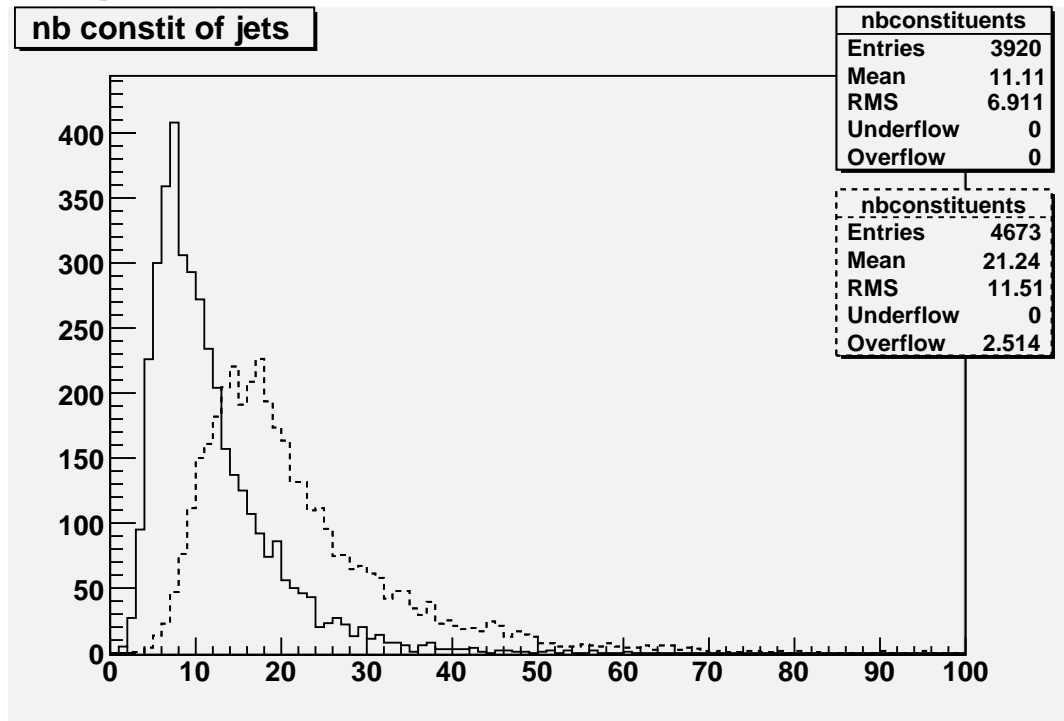


FIG. 5.12 – Distributions du nombre de particules qui composent les jets de particules générées à 2000 GeV par PYTHIA (en traits continus) et MC@NLO (en traits interrompus) — $|\eta| < 2.4$, $p_{t\text{ cône}} > 15\text{ GeV}$ et $Frac < 0.85$

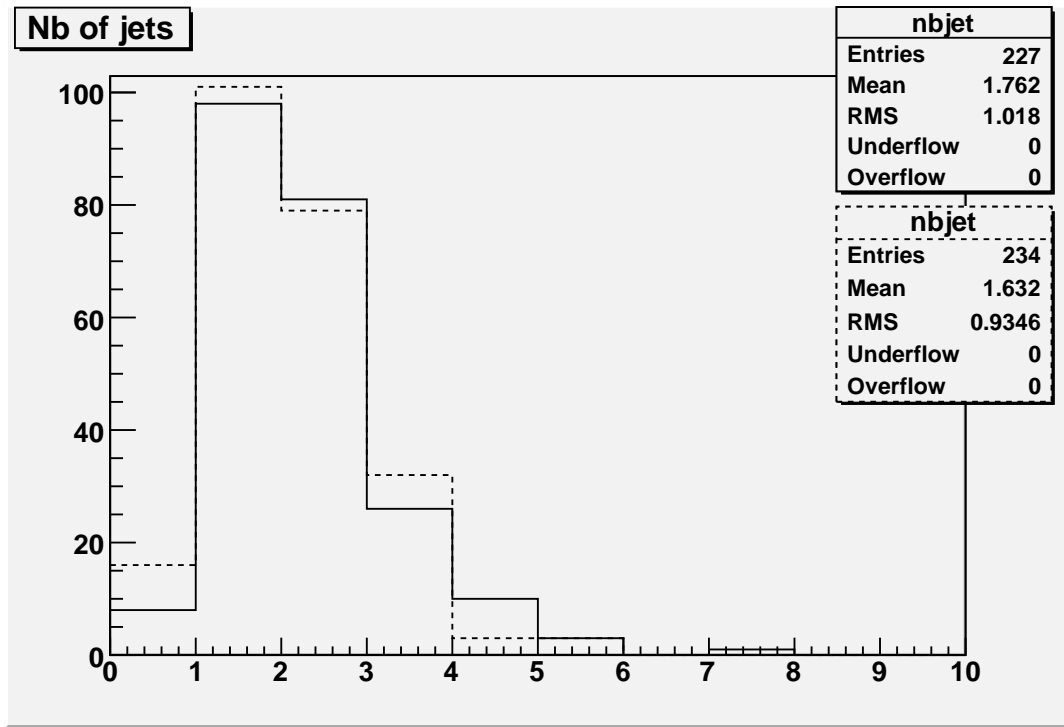


FIG. 5.13 – Distributions du nombre de jets de particules pour des événements avec $p_t(Z) > 80 \text{ GeV}$ générées à 200 GeV par PYTHIA (en traits continus) et MC@NLO (en traits interrompus) — $|\eta| < 2.4$, $p_t \text{ cône} > 15 \text{ GeV}$ et $Frac < 0.85$

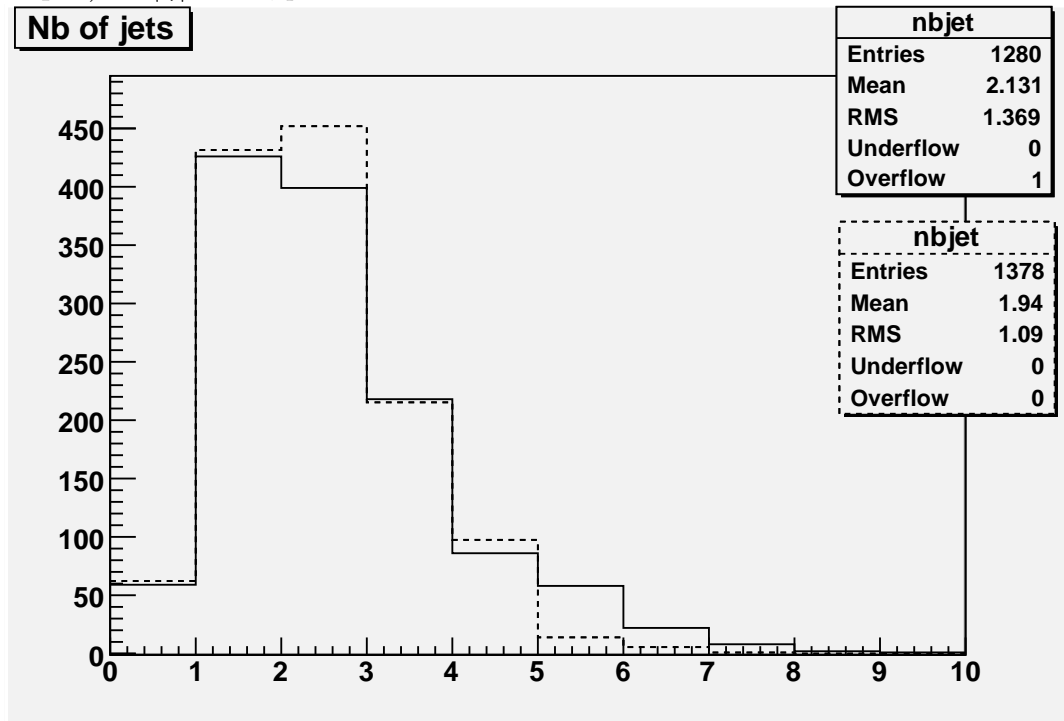


FIG. 5.14 – Distributions du nombre de jets de particules pour des événements avec $p_t(Z) > 80 \text{ GeV}$ générées à 2000 GeV par PYTHIA (en traits continus) et MC@NLO (en traits interrompus) — $|\eta| < 2.4$, $p_t \text{ cône} > 15 \text{ GeV}$ et $Frac < 0.85$

La moyenne du nombre de jets de particules pour des événements avec $p_t(Z) > 80 \text{ GeV}$ à 200 GeV vaut 1.76 ± 0.06 pour PYTHIA et 1.63 ± 0.06 pour MC@NLO. Cela équivaut à une différence de 7% sur la valeur de la moyenne prédite par PYTHIA. Cette différence sur la moyenne se situe à $2 \times \sigma_\mu$.

La moyenne du nombre de jets de particules pour des événements avec $p_t(Z) > 80 \text{ GeV}$ à 2000 GeV vaut 2.13 ± 0.04 pour PYTHIA et 1.94 ± 0.03 pour MC@NLO. Cela équivaut à une différence de 9% sur la valeur de la moyenne prédite par PYTHIA. Cette différence sur la moyenne se situe à $5 \times \sigma_\mu$. PYTHIA prédit en moyenne plus de jets de particules que MC@NLO pour des événements à grande impulsion transverse du Z. Cela signifie que les jets de particules simulés par MC@NLO emportent en moyenne plus d'impulsion transverse que ceux simulés par PYTHIA, pour des événements avec $p_t(Z) > 80 \text{ GeV}$.

Le tableau 5.2 donne le pourcentage d'événements satisfaisant $p_t(Z) > 80 \text{ GeV}$ pour PYTHIA et MC@NLO à 200 GeV et à 2000 GeV (avec identification des électrons : $|\eta| < 2.4$, $p_{t \text{ cône}} > 15 \text{ GeV}$ et $Frac > 0.85$). Cette différence entre PYTHIA et MC@NLO est représentative de l'incertitude de la simulation au NLO du Drell-Yan. En effet, la distribution du p_t du Z est sensible à la simulation du NLO et, de ce fait, le nombre d'événements avec $p_t(Z) > 80 \text{ GeV}$ est aussi sensible à la simulation au NLO du Drell-Yan.

Masse invariante	Acceptance		Erreur statistique
	PYTHIA -- MC@NLO		
200 GeV	4.5%	4.7%	0.3%
2000 GeV	25.6%	27.6%	0.7%

TAB. 5.2 – Pourcentage d'événements satisfaisant $p_t(Z) > 80 \text{ GeV}$ pour PYTHIA et MC@NLO à 200 GeV et à 2000 GeV . L'erreur statistique sur la détermination de l'acceptance figure à droite du tableau — $|\eta| < 2.4$, $p_{t \text{ cône}} > 15 \text{ GeV}$ et $Frac > 0.85$

On observe que les acceptances avec $p_t(Z) > 80 \text{ GeV}$ sont assez semblables (les différences ne sont pas très significatives). Des différences sont à remarquer à haute masse mais celles-ci sont restreintes. Ceci montre encore que les effets de l'incertitude liée à la simulation du NLO par PYTHIA sont limités.

On a pu déterminer dans ce chapitre certaines incertitudes dues au traitement imparfait du NLO par PYTHIA. Cependant, ces incertitudes ne sont pas suffisantes que pour influencer de manière forte les caractéristiques des processus Drell-Yan (comme l'acceptance). Ceci montre que PYTHIA reste un simulateur sûr pour l'étude de processus Drell-Yan au LHC. Toutefois, les incertitudes que nous avons rencontrées ne doivent bien entendu pas être négligées.

5.4.3 Non-balance des événements

Les figures 5.15 et 5.16 montrent les distributions de la non-balance en p_t pour des événements simulés par PYTHIA et MC@NLO à 200 GeV et à 2000 GeV . On peut observer que ces distributions sont semblables.

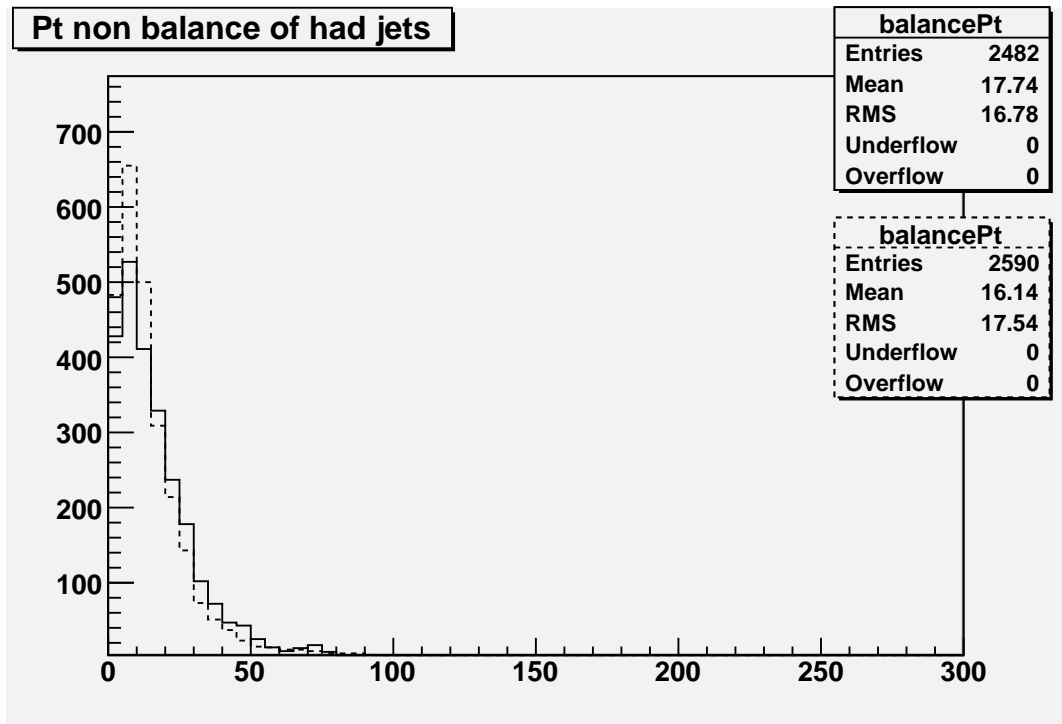


FIG. 5.15 – Distributions de la non-balance en p_t des événements générées à 200 GeV par PYTHIA (en traits continus) et MC@NLO (en traits interrompus) — $|\eta| < 2.4$, $p_t \text{ cône} > 15 \text{ GeV}$ et $Frac < 0.85$

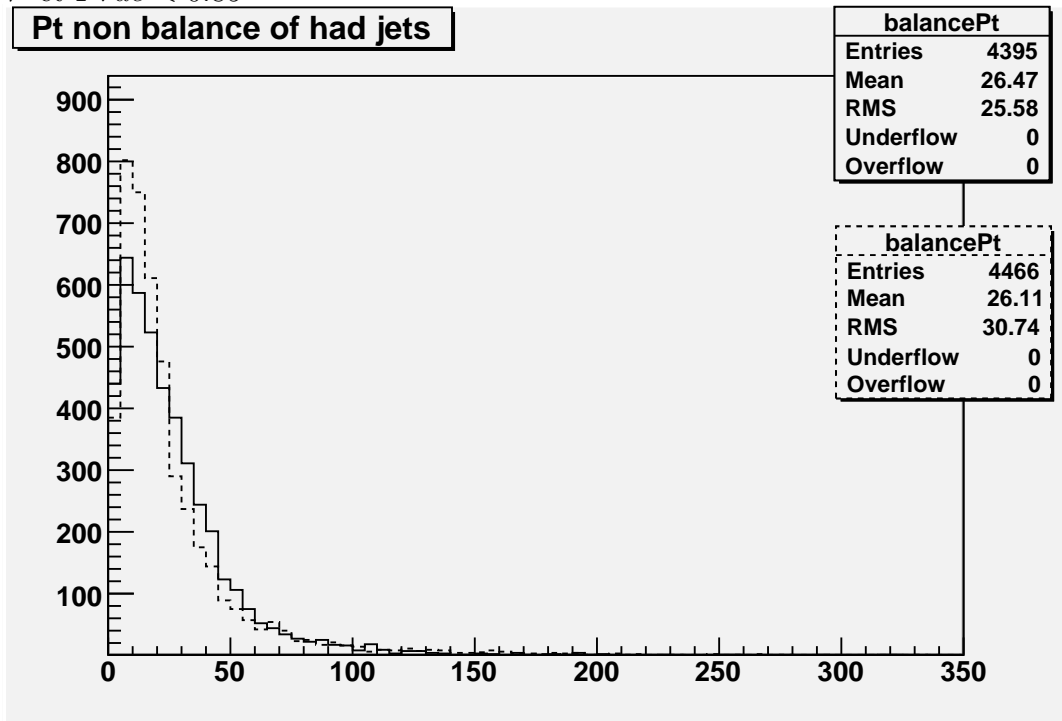


FIG. 5.16 – Distributions de la non-balance en p_t des événements générées à 2000 GeV par PYTHIA (en traits continus) et MC@NLO (en traits interrompus) — $|\eta| < 2.4$, $p_t \text{ cône} > 15 \text{ GeV}$ et $Frac < 0.85$

La moyenne de la non-balance en p_t à 200 GeV vaut $17.7 \pm 0.3 \text{ GeV}$ pour PYTHIA et $16.1 \pm 0.3 \text{ GeV}$ pour MC@NLO. Cela équivaut à une différence de 9% sur la valeur de la moyenne prédite par PYTHIA. Cette différence sur la moyenne se situe à $5 \times \sigma_\mu$. MC@NLO semble simuler des événements où la balance en p_t est mieux préservée.

La moyenne de la non-balance en p_t à 2000 GeV vaut $26.5 \pm 0.4 \text{ GeV}$ pour PYTHIA et $26.1 \pm 0.5 \text{ GeV}$ pour MC@NLO. Cette différence sur la moyenne est donc très petite, plus petite que l'erreur relative sur la moyenne.

On observe donc que MC@NLO semble un peu mieux préserver la balance en p_t à petite masse pour des jets de particules qui satisfont $p_{t \text{ cône}} > 15 \text{ GeV}$. Cette non-balance en p_t est liée de façon étroite à la manière dont les deux simulateurs simulent les radiations de gluons. Une étude plus détaillée sur ce point pourrait sans aucun doute être menée, en vue de comprendre plus précisément le traitement de ces événements qui contiennent des jets de particules.

Chapitre 6

Conclusions

Nous avons étudié les incertitudes qui portent sur le processus de Drell-Yan au LHC dans le canal de désintégration di-électronique. Le LHC a ceci de nouveau qu'il est capable de produire des processus de Drell-Yan caractérisés par une grande masse invariante de la paire électron-positron (typiquement 1 TeV). Le processus de Drell-Yan est un processus important car il est décisif dans la recherche de la nouvelle physique au LHC.

Une description du dispositif expérimental (le LHC et CMS) a été donnée. Certaines caractéristiques du détecteur CMS (comme son calorimètre électromagnétique ECAL) ont été discutées plus en détail. Le LHC n'étant pas encore opérationnel, nous avons eu recours à la simulation d'événements Drell-Yan dans une collision p-p à 14 TeV .

La première partie du travail a porté sur l'étude de la cinématique des événements Drell-Yan. Nous avons simulé des processus Drell-Yan à une masse de 200 GeV et de 2000 GeV avec PYTHIA. Nous avons étudié les effets de la masse invariante sur la cinématique du Z et des électrons. Nous avons observé une augmentation du p_t et du $|p_z|$ du Z à haute masse. Contre toute attente, nous avons pu déterminer que l'acceptance est meilleure à haute masse qu'à petite masse, grâce au fait que les électrons et les positrons emportent un plus grand p_t à haute masse. Enfin, nous avons brièvement discuté de l'effet de l'asymétrie électrofaible sur la cinématique des électrons et des positrons.

La seconde partie du travail a porté sur l'identification des électrons du processus de Drell-Yan. Nous avons discuté de la difficulté d'identification des électrons due au bruit de fond QCD *dur* très important. Une méthode visant à déterminer l'isolement d'un candidat électron a été développée. Nous nous sommes ensuite intéressés à une contamination de cet isolement : l'*underlying event*. Nous avons déterminé que l'*underlying event* se réduisait à près de 40 particules (de faible impulsion transverse : $p_t < 2 \text{ GeV}$) observées dans le détecteur. Nous avons pu conclure que la contamination produite par l'*underlying event* sur l'isolement des électrons n'était pas très importante : nous avons déterminé une coupure très efficace sur l'isolement ($Frac > 0.85$) qui devrait garantir un grand taux de pureté. Nous avons enfin déterminé l'acceptance pour différentes coupures associées au processus de Drell-Yan.

Nous n'avons néanmoins pas simulé le bruit de fond QCD dans ce travail. Il serait nécessaire de poursuivre cette étude en simulant ce bruit de fond pour s'assurer que notre

coupure sur l'isolement garantit une bonne pureté. En effet l'identification des électrons du processus de Drell-Yan au LHC dépend grandement de cette pureté.

La troisième partie du travail a porté sur l'étude des effets d'ordres supérieurs à l'ordre dominant en α_s du processus de Drell-Yan. Le quark ou l'antiquark émet alors un gluon à grande impulsion transverse ; celui-ci peut être identifié expérimentalement par la présence d'un jet de particules. Ces jets de particules ont été étudiés en détail, et nous avons montré qu'ils étaient en général assez nombreux (de l'ordre de 1 par événement en moyenne, à 2000 GeV). Nous avons dès lors pu constater l'importance des processus Drell-Yan d'ordres supérieurs à l'ordre dominant en α_s . Enfin, nous nous sommes penchés sur certaines observations supplémentaires, comme la balance en p_t des événements.

La quatrième et dernière partie de ce travail a porté sur la comparaison des simulations proposées par deux simulateurs : PYTHIA et MC@NLO. Nous avons tout d'abord constaté que les deux simulateurs étaient en accord sur la plupart des observables physiques. Nous avons cependant montré que les simulateurs généraient un désaccord de l'ordre de 10 % sur la moyenne du p_t du Z à haute masse, désaccord qui est un indicateur de l'incertitude relative à la simulation au NLO du Drell-Yan faite par PYTHIA. Nous avons pu déterminer que les deux simulateurs prédisaient des acceptances proches, malgré les différences observées sur la cinématique du Z. Nous avons en outre pu observer l'influence que produit la paramétrisation de la fragmentation sur la simulation de l'*underlying event*. Notre étude s'est ensuite portée sur les jets de particules où nous avons pu déterminer que MC@NLO simulait en général davantage de ces jets. Enfin nous avons discuté certains événements où le Z était émis à grand p_t , ce qui nous a conduit à conclure que PYTHIA restait un simulateur sûr pour l'étude du processus de Drell-Yan au LHC.

Il est à noter que la comparaison de ces deux simulateurs doit être poursuivie en simulant les processus de Drell-Yan au départ de PDF identiques. La cinématique des événements souffre en effet des différences entre les PDF utilisées par les deux simulateurs.

Remarquons enfin qu'une étude plus détaillée sur le sujet consisterait à simuler l'interaction des particules dans le détecteur. En effet, l'interaction des particules dans le détecteur génère des sources d'erreurs supplémentaires sur les observables physiques.

Bibliographie

- [1] D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Press Syndicate of The university of Cambridge, 3th Edition
- [2] L. Randall and R. Sundrum, *A large Mass Hierarchy from a small Extra Dimension*, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 3370, hep-ph/9905221
- [3] CMS coll., CMS Technical Design Report 8.1 *Volume I : Detector Performance and Software*, CERN/LHCC 2006-001
- [4] F. Halzen and A.D. Martin, *Quarks & Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley International Editions ISBN 0-471-81187-4
- [5] B. Clerbaux et al., *Search with the CMS detector for heavy resonances decaying into an electron pair*, AN-2006/045
- [6] B. Clerbaux and L. Neukermans, *Kaluza-Klein Excitations of Gauge Bosons in CMS*, CMS IN 2004/056
- [7] T. Sjöstrand et al., *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, hep-ph/0603175 LU TP 06-13
- [8] S. Frixione and B.R. Webber, *Matching NLO QCD Computations and Parton Shower Simulations*, JHEP 0206 (2002) 029
- [9] D0 coll., *Measurement of the High-Mass Drell-Yan Cross Section and Limits on Quark-Electron Compositeness Scales*, Phys. Rev. Lett. 82, 4774 (1999)
- [10] B. Clerbaux et al., *HEEP (High Energy Electron Pair) strategy toward first CMS data*, submitted as CMS Internal Note
- [11] P. Marage, *Structure function and parton distribution parameterisations*, [http ://homepages.ulb.ac.be/~pmarage/texel_fin.pdf](http://homepages.ulb.ac.be/~pmarage/texel_fin.pdf)
- [12] Durham University, [http ://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/pdf3.html](http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/pdf3.html)
- [13] B. Clerbaux et al., *Saturation and energy corrections for TeV electrons and photons*, CMS AN 2006/098
- [14] Run II Jet Physics group, *Jet Algorithms*, arXiv :hep-ex/0005012 v2