



HAL
open science

Recherche de leptoquarks scalaires de première génération auprès de D0

Alexis Cothenet

► **To cite this version:**

Alexis Cothenet. Recherche de leptoquarks scalaires de première génération auprès de D0. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2004. Français. NNT: . tel-00117159

HAL Id: tel-00117159

<https://theses.hal.science/tel-00117159v1>

Submitted on 30 Nov 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Université de la Méditerranée
Aix-Marseille II
Faculté des Sciences de Luminy
163, avenue de Luminy
13288 Marseille Cedex 09

CPPM-T-2004-01

THÈSE de DOCTORAT

Spécialité : Physique Mathématique, Physique des Particules et Modélisation

présentée par

Alexis Cothenet

pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université de la Méditerranée

**Recherche de leptosquarks scalaires de première génération
auprès de $D\emptyset$.**

Soutenue le 13 Mai 2004 devant la commission d'examen :

M.	Roy	ALEKSAN	Président du Jury
M.	Guy	COIGNET	
Mme	Marie-Claude	COUSINOU	Directrice de thèse
M.	Gérard	SAJOT	Rapporteur
M.	Peter	ZERWAS	
M.	Zhiqing	ZHANG	Rapporteur

Remerciements

Il y a beaucoup de monde à remercier et je suis désolé si j'oublie des personnes, ce qui sera sûrement le cas... Je remercie tout d'abord ma directrice de thèse, Marie-Claude, qui m'a encadré durant ces trois années et qui malgré ses nombreuses activités a pu m'aider très efficacement dans mon travail. Je remercie également beaucoup Emanuelle Perez pour avoir eu la gentillesse et la patience de répondre aux mille questions que j'ai pu lui poser sur les leptoquarks. J'ai toujours eu droit à des réponses précises et complètes. Je remercie également pour la partie technique de ROOT Philippe Canal et René Brun que j'ai eu l'occasion d'embêter assez régulièrement ces trois années. Merci également à chacune des personnes, Roy Aleksan, Guy Coignet, Gérard Sajot, Peter Zerwas et zhiqing Zhang qui ont accepté de faire partie de mon jury. Je remercie André Tilquin pour les discussions intéressantes que l'on a eu, ainsi que pour m'avoir initié à la technique des réseaux de neurones (en ce qui concerne le code d'inversion de matrice, je n'ai pas encore eu l'occasion de l'étudier de plus près mais merci d'avance!).

Je tiens également à remercier chaleureusement chacun des membres du groupe D0 du CPPM (ainsi que l'un de ses ex-membres, Eric Thomas, que j'allais d'ailleurs souvent embêter aussi avec des questions mais qui a toujours pris le temps d'y répondre) avec qui j'ai pu passer des moments très sympathiques. Je les remercie beaucoup pour leur aide apportée à la préparation de ma soutenance de thèse.

En ce qui concerne le jour de ma soutenance, je remercie vivement toute ma famille qui a pris en main toute l'organisation du pot. Ils ont tout fait pour que je n'ai rien à me soucier ce jour là, et c'était très appréciable! Merci à Vanessa et Raphael d'avoir fait l'effort de "descendre" de la région parisienne pour venir fêter cet événement avec moi! j'ai également beaucoup apprécié.

Egalement je n'oublie pas les thésards passés et actuels du CPPM mais aussi ceux que j'ai eu la chance de connaître à travers le groupe D0, avec qui j'ai passé également de nombreux moments sympathiques. Je remercie également mon petit coeur Mimi (avec une majuscule s'il vous plait) sans qui le goût de la vie n'aurait pas la même saveur! Merci enfin à tous ceux qui ont pu m'aider à répondre à des questions (ou me fournir des figures utiles) pour ce manuscrit et que je n'ai pas encore cité, Jean Baptiste, Steve Muanza, Jan Stark, Ursula Bassler, Anne-Marie Magnan...merci à tous!

Table des matières

Introduction	7
1 Le Modèle standard et au delà	1
1.1 Introduction	1
1.2 Formalisme du Modèle Standard	4
1.2.1 L'électrodynamique quantique (QED)	4
1.2.2 La théorie électrofaible	5
1.2.2.1 Le modèle	5
1.2.2.2 L'origine des masses	8
1.2.3 La chromodynamique quantique	12
1.3 Les insuffisances du Modèle Standard	12
1.4 Des théories pour aller au delà du Modèle Standard	13
1.4.1 La supersymétrie	13
1.4.2 La théorie des supercordes	13
1.4.3 La phénoménologie des Leptoquarks	14
1.4.3.1 Description des états phénoménologiquement intéressants	14
1.4.3.2 Les modèles théoriques conduisant aux Leptoquarks	17
1.4.3.3 Production de leptoquarks dans les collisionneurs hadroniques	18
1.4.3.4 Recherche de signatures	20
2 Le TeVatron et le détecteur de D\emptyset	23
2.1 Le système d'accélération de Fermilab	23
2.1.1 Le faisceau de protons	24
2.1.2 Le faisceau d'antiprotons	25
2.1.3 Le TeVatron	25
2.2 Le détecteur D \emptyset au Run II	26
2.2.1 Système de coordonnées et variables utilisées	26
2.2.2 Le système de détection de traces	27
2.2.2.1 Le détecteur de vertex SMT	28

2.2.2.2	Le détecteur à fibres scintillantes CFT	30
2.2.3	Les détecteurs de pieds de gerbe	30
2.2.4	Le système calorimétrique	32
2.2.4.1	Le calorimètre central	35
2.2.4.2	Les calorimètres avant/arrière	36
2.2.4.3	Intercryostats et détecteurs sans absorbeurs .	37
2.2.4.4	Compensation du calorimètre	37
2.2.4.5	Performances du calorimètre	38
2.2.5	Le système à muons	39
2.2.6	Le système de déclenchement de $D\emptyset$	41
2.2.7	Mesure de la luminosité	42
2.2.8	La simulation du détecteur	43
3	Les objets physiques utilisés	45
3.1	Les électrons	45
3.1.1	Reconstruction et identification	45
3.1.2	Correction en énergie	48
3.1.3	Etude d'efficacité des coupures	48
3.1.3.1	Efficacité des coupures de certification avec la variable $hmx7$	48
3.1.3.2	Efficacité des coupures de certification avec la variable $hmx8$	52
3.1.3.3	Efficacité d'association de trace	53
3.2	Les jets	56
3.2.1	Reconstruction et identification	56
3.2.2	Corrections en énergie	57
3.2.3	Efficacité de certification de jets	57
3.2.4	Séparation EM-jet	61
3.3	Détermination de l'énergie transverse manquante et correction	61
4	Calibration du calorimètre électromagnétique de $D\emptyset$ avec des événements contenant un Z se désintégrant en e^+e^-	63
4.1	Principes de la calorimétrie électromagnétique	64
4.2	Les différentes calibrations	67
4.2.1	La calibration électronique	67
4.2.2	La calibration d'échelle	67
4.2.3	Correction des effets géométriques	68
4.3	Principe de la calibration d'échelle	69
4.4	La méthode	69
4.4.1	La fonction d'ajustement	70
4.4.2	Le calcul d'erreur statistique	71
4.5	Procédure de la méthode de calibration d'échelle	71

4.5.1	Sélection des événements en $Z \rightarrow e^+e^-$	71
4.5.2	Détermination de la densité de probabilité avec le Monte-Carlo	72
4.5.3	Test de la méthode	74
4.5.4	Résultats sur les données : coefficients de calibration	77
4.5.4.1	Les données sans corrections ni d'échelle, ni géométriques	78
4.5.4.2	Les coefficients de calibration	78
4.5.4.3	Etude des erreurs systématiques	82
4.6	Autres résultats	83
4.6.1	Calibration en eta du détecteur	83
4.6.1.1	Le Monte-Carlo	83
4.6.1.2	Les données	83
4.6.2	Calibration en phi du détecteur	84
4.6.2.1	Le Monte-Carlo	84
4.6.2.2	Les données	87
5	Etude du canal de désintégration en un électron, au moins deux jets et de l'énergie manquante	89
5.1	Introduction	89
5.2	Données à notre disposition	90
5.3	sélection des données	91
5.4	Le bruit de fond attendu	92
5.4.1	Le bruit de fond QCD	92
5.4.2	Le bruit de fond du Modèle Standard	99
5.4.2.1	Le bruit de fond dû au $t\bar{t}$	99
5.4.2.2	Le bruit de fond W	100
5.5	Le signal	101
5.5.1	Etude détaillée du résultat sur l'efficacité obtenue	101
5.6	Les erreurs systématiques	105
5.6.1	Les sources d'erreurs systématiques pour le QCD	105
5.6.2	Les sources d'erreurs systématiques pour le $t\bar{t}$	105
5.6.3	Les sources d'erreurs systématiques pour le W	106
5.6.4	Les sources d'erreurs systématiques pour le signal	106
5.7	Les Résultats	106
5.7.1	Calcul du nombre de W par notre méthode de normalisation	107
5.7.2	Calcul du nombre de W à partir de la section efficace du Monte Carlo	107
5.7.3	Bilan à grand \cancel{E}_t	108
5.7.4	Analyse des événements	111
5.8	Autres bruits de fond envisageables	113

5.9	Limites sur la section efficace de production des leptosquarks scalaires	115
5.9.1	Méthode de calcul de limite	115
5.9.2	Résultats obtenus	117
5.10	Combinaison de limites	118
5.11	Réseau de Neurones	119
5.11.1	Principe de fonctionnement	119
5.11.2	Choix des variables d'entrée	123
5.11.3	Etude pour une configuration de réseau	123
5.11.3.1	Etude avec une seule couche cachée	125
5.11.3.2	Etude avec deux couches cachées	125
5.11.4	Analyse avec le réseau de neurones	126
5.12	Comparaison avec d'autres résultats	130
5.12.1	Le canal $e\nu$ +jets sur $D\emptyset$ au Run I	131
5.12.2	résultats présents et passés pour $D\emptyset$ et CDF	131
5.12.2.1	sur $D\emptyset$	131
5.12.2.2	sur CDF	131
5.12.3	Comparaison avec les expériences à HERA	132
5.12.3.1	L'expérience <i>ZEUS</i>	133
5.12.3.2	L'expérience <i>H1</i>	133
5.12.4	Comparaison avec les expériences du LEP	134
	Conclusion	141

Introduction

L'ensemble des interactions entre particules est à ce jour décrit dans un modèle appelé Modèle Standard. Celui-ci sera brièvement décrit dans le premier chapitre de ce manuscrit. Cependant, il apparaît que ce n'est pas un modèle complet capable de tout expliquer ce que l'on observe à l'échelle de l'infiniment petit et d'unifier l'ensembles des couplages à grande énergie. C'est pourquoi de nombreuses théories ont vu le jour, avec plus ou moins de succès, dans l'espoir d'avoir une théorie du "tout". Parmi ces modèles, beaucoup prédisent l'existence de particules ayant certaines propriétés, on les appelle Leptoquarks. Ce manuscrit présente une analyse pour la recherche de telles particules aboutissant finalement non pas à une découverte mais à une limite d'existence en fonction de leur masse. Cette analyse a été effectuée à partir de données collectées auprès du détecteur $D\emptyset$ situé à un des points autour de l'accélérateur TeVatron à Fermilab, près de Chicago. Le cadre expérimentale de cette expérience sera décrit dans le second chapitre. Ce manuscrit présente également la contribution que j'ai eu auprès de la collaboration de $D\emptyset$ pour la calibration du calorimètre électromagnétique.

Chapitre 1

Le Modèle standard et au delà

1.1 Introduction

Dans l'antiquité, quelques grecs comme Démocrite et Leucippe (au V^{ème} siècle avant JC), au contraire des idées du grand philosophe Aristote, pensaient que tous les objets autour de nous, tous les matériaux, étaient constitués de grains minuscules qu'ils appelaient *atomos* (qui signifie insécable). Ce n'est que bien plus tard, aux XVIII^{ème} et XIX^{ème} siècle que cette théorie sera prise au sérieux et accréditée (par les nombreux travaux de chimistes et physiciens tels que Lavoisier, Avogadro, Dalton...).

Depuis, de nombreuses particules ont été découvertes et quatre types de force sont connues :

- La force gravitationnelle

C'est Newton qui a énoncé la loi de la gravitation. Une de ses idées est d'avoir postulé que la force qui fait tomber la pomme sur la Terre est la même que celle qui retient la lune autour de notre planète. Il énonce que l'intensité de la force entre deux corps est proportionnelle au produit de leur masse et plus forte encore si les objets sont plus proches ($\frac{m_1 \times m_2}{r^2}$). Il s'agit d'une force universelle, toujours attractive mais la plus faible de toutes les forces connues. Aussi, dans le monde microscopique, elle ne joue aucun rôle. La loi de Newton a pu donner des résultats sur le mouvement des planètes avec une très grande exactitude. Cependant, Einstein a démontré qu'il ne s'agit en fait que d'une approximation dans notre univers quotidien. Il a proposé en 1915 la théorie de la relativité générale qui tient compte de la relativité restreinte et du principe dit d'équivalence qui postule que l'on ne peut faire de différence entre une accélération constante et un champ gravitationnel. Dans cette théorie, la gravité n'est plus une force mais l'effet d'une courbure de l'espace-temps (par une masse). A l'heure actuelle, cette théorie et la mécanique quantique ne sont pas

compatibles. On recherche néanmoins avec l'expérience Virgo, l'existence d'ondes gravitationnelles (propagation de perturbations de l'espace-temps) qui auraient une origine astrophysique (comme une étoile explosant en supernovae) [1]. Cependant, ces ondes étant attendues avec une très faible amplitude, leur éventuelle détection sera difficile.

- La force électromagnétique

Cette force agit entre les particules chargées électriquement (électrons, quarks, protons...). Elle est attractive entre deux particules chargées de signes différents et répulsive dans le cas de charges de même signe. A l'échelle des atomes, c'est la force électromagnétique qui domine. C'est elle qui permet aux électrons de se déplacer autour du noyau. En 1948, Feynman, Schwinger et Tomonaga proposent la théorie de l'électrodynamique quantique (QED) basée sur l'équation de Dirac. Dans ce cadre théorique, la force électromagnétique est due à l'échange de photons entre les particules chargées. La masse des photons étant nulle, cela conduit à un rayon d'action infini.

- L'interaction nucléaire faible

C'est elle qui est responsable de la radioactivité, découverte en 1896 par Becquerel. Parmi toutes les formes de radioactivité identifiées, la radioactivité β , pour laquelle un noyau se transformait en un autre noyau en émettant un électron, semblait violer la conservation de l'énergie. En effet, l'électron émis qui devait avoir une énergie déterminée (la différence de masse des deux noyaux) semblait au contraire avoir une énergie inférieure et de valeur variable. L'hypothèse faite par Pauli et qui fut confirmée expérimentalement plus tard, a été d'introduire une nouvelle particule, le neutrino, qui emporterait l'excédent d'énergie. Fermi, en 1934, propose une théorie dans laquelle cette radioactivité est due à une nouvelle force, la force nucléaire faible, qui provoque la désintégration d'un neutron en un proton, un électron et neutrino. Mais cette force ne fut bien comprise qu'en 1967, avec la théorie électrofaible de Salam, Glashow et Weinberg (détaillée dans la section *Formalisme du Modèle Standard*). Cette théorie unifie l'interaction électromagnétique (elle contient la QED) et l'interaction faible. Dans ce cadre théorique, la force faible est véhiculée par des bosons appelés W^+ , W^- et Z^0 . Ainsi, par exemple la radioactivité β est expliquée par la désintégration d'un quark u du proton en un quark d et un W^- . Le W^- se désintégrant en un électron et un neutrino. Cette théorie contient également une interaction faible dite courant neutre, inconnue jusqu'alors (par échange du Z^0 de charge nulle). Cette dernière fut découverte au CERN en 1973 par la diffusion (voir figure 1.1) de neutrinos à partir d'hadrons (composés de quarks comme le neutron ou le proton) . Les neutrinos ne sont sensibles à aucune autre force. Et en 1983, l'existence des trois bosons W^+ , W^- et Z^0 fût confirmée expérimentalement

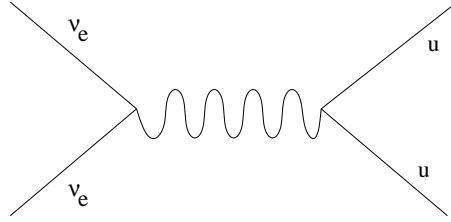


FIG. 1.1 – diffusion d’un neutrino électronique à partir d’un quark u

également au CERN. Les très grandes masses de ces bosons (le W a une masse de 80.4 GeV et celle du Z^0 de 91.2 GeV) donnent à cette force une très faible portée d’action (de l’ordre des noyaux atomiques).

- L’interaction nucléaire forte

Cette force est nécessaire pour maintenir les neutrons et les protons à l’intérieur du noyau atomique. En effet, sans elle, l’existence de tout noyau atomique serait impossible du fait de la répulsion électromagnétique entre protons et du fait que les neutrons sont sans charge électrique. L’interaction forte retient donc les quarks entre eux dans le proton et le neutron et maintient les protons et les neutrons ensemble. La théorie qui la décrit s’appelle la chromodynamique quantique (QCD). Dans cette dernière, la force est véhiculée par huit gluons, tous de masse nulle. Ces gluons sont très sensibles à la “couleur” des particules. Cette propriété quantique joue le même rôle pour eux que la charge électrique pour le photon dans la QED. On peut parler de charge de “couleur” (qui peut prendre la valeur R, V ou B). Toutefois, cette comparaison s’arrête là car à la différence du photon qui ne porte pas de charge électrique, le gluon possède une charge de “couleur”. Les gluons interagissent donc non seulement avec les quarks mais également entre eux. Ce qui conduit mathématiquement au fait que la force forte est une force dont l’intensité augmente avec la distance. Ainsi, il est impossible d’observer un quark seul. Les seuls états observables sont des particules composées de quarks dont la “couleur” totale est “blanche” (ces noms sont utilisés pour ces propriétés quantiques par analogie avec la peinture où la combinaison des trois couleurs rouge, vert et bleu donnent du blanc). Par exemple, on pourra observer des protons formés de trois quarks de “couleur” différente ou d’autres hadrons composés d’un quark d’une “couleur” donnée et d’un antiquark quelconque, pourvu qu’il ait l’anti-couleur correspondante. On parle de *confinement* des quarks à l’intérieur des hadrons. Ceci explique le fait que cette force forte soit limitée à l’intérieur des noyaux atomiques malgré le fait que la masse des bosons vecteurs (les gluons) soit nulle.

Le cadre théorique actuel, le Modèle Standard, est une généralisation de la QED. Il comprend la description de l’interaction forte, ainsi que la force faible et la force

électromagnétique avec la théorie électrofaible.

Des centaines de particules ont été découvertes mais on peut distinguer deux groupes de particules, les fermions (de spin demi-entier) et les bosons (de spin entier). Les fermions sont les constituants fondamentaux de la matière (quarks et leptons) et les bosons, les particules véhiculant les forces. Il existe trois doublets pour les leptons. Parmi les leptons, on trouve des versions lourdes de l'électron, qui ont les mêmes propriétés que celui-ci : le μ (muon) et le τ (tau). Il existe un neutrino associé à chacun d'entre eux. Un électron par exemple, ne peut pas être couplé avec un autre neutrino que celui qui lui est associé, le ν_e . Il existe une autre propriété importante des particules : c'est l'hélicité. Elle est définie comme la projection du spin de la particule (moment cinétique intrinsèque) sur la direction de son mouvement. Par exemple pour un électron qui a un spin de $\frac{1}{2}$, son hélicité peut être égale à 1 (on dit que l'électron est droitier) ou -1 (électron dit gauché), selon les conditions d'observation. Par contre, le neutrino est toujours observé gauché, on parle de violation de Parité. La théorie électrofaible, à travers une symétrie abstraite dite d'isospin, tient compte de cette violation (voir paragraphe suivant pour plus de détails).

Le Modèle Standard est construit à partir de théories de jauge et n'explique pas en lui-même pourquoi les particules ont une masse. Pour ce faire, ce modèle inclut un mécanisme appelé mécanisme de Higgs. Ce dernier a pour support une particule de spin nul, le boson de Higgs. Les particules se couplent avec ce dernier, acquérant alors une masse non nulle. Ainsi, les quarks, leptons, et bosons W^+ , W^- et Z^0 acquièrent une masse. Seul le photon reste avec une masse nulle. A l'heure actuelle, ce boson de Higgs n'a pu être encore observé et est un des enjeux de la recherche expérimentale actuelle. Il est activement recherché et le sera en particulier avec le LHC (Large Hadron Collider), futur collisionneur installé au CERN, dont le début de fonctionnement est prévu à partir de 2007.

Dans ce prochain paragraphe, une approche un peu plus détaillée du modèle standard est proposée, en particulier sur la théorie électrofaible qui unifie l'électromagnétisme et la force faible.

1.2 Formalisme du Modèle Standard

1.2.1 L'électrodynamique quantique (QED)

La QED est une théorie de jauge locale. Soit un fermion de masse m et de charge Q décrit par un champ de Dirac Ψ . Si on applique une transformation locale du groupe $U(1)$, de paramètre $\Theta(\vec{x}, t)$, on a les changements suivants :

$$\Psi \rightarrow e^{iQ \cdot \Theta(\vec{x}, t)} \Psi \quad (1.1)$$

$$\bar{\Psi} \rightarrow e^{-iQ \cdot \Theta(\vec{x}, t)} \bar{\Psi} \quad (1.2)$$

$$\delta_\mu \Psi \rightarrow e^{iQ \cdot \Theta(\vec{x}, t)} \delta_\mu \Psi + iQ \cdot (\delta_\mu \Theta(\vec{x}, t)) \cdot e^{iQ \cdot \Theta(\vec{x}, t)} \quad (1.3)$$

Il est facile de voir que le Lagrangien de Dirac 1.4 n'est pas invariant, du fait du terme $-\bar{\Psi} Q \cdot \Theta(\vec{x}, t) \Psi$ supplémentaire.

$$\mathcal{L}_D = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu \delta_\mu - m) \cdot \Psi \quad (1.4)$$

Par contre, l'invariance peut être rétablie par l'introduction d'un champ de jauge $A_\mu(\vec{x}, t)$, interagissant avec le fermion, qui se transforme de la façon suivante :

$$A^\mu(\vec{x}, t) \rightarrow A^\mu(\vec{x}, t) + \frac{1}{e} \delta_\mu \Theta(\vec{x}, t) \quad (1.5)$$

et en remplaçant les dérivées δ_μ par :

$$D_\mu \Psi \equiv (\delta_\mu - ieQ \cdot A_\mu) \Psi \quad (1.6)$$

$$D_\mu \Psi \rightarrow e^{iQ \cdot \Theta(\vec{x}, t)} D_\mu \Psi \quad (1.7)$$

Lorsqu'on inclut la propagation du photon, le tenseur du champ électromagnétique étant invariant sous la transformation 1.5, le Lagrangien invariant sous la symétrie U(1) pour la QED se présente de la façon suivante :

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu \delta_\mu - m) \cdot \Psi + eQ \bar{\Psi} \gamma^\mu A_\mu \Psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}(\vec{x}, t) F^{\mu\nu}(\vec{x}, t) \quad (1.8)$$

On y retrouve le lagrangien de Dirac qui décrit le fermion, le deuxième terme décrit l'interaction de ce dernier avec le champ du photon et le dernier terme représente l'énergie cinétique du photon.

1.2.2 La théorie électrofaible

1.2.2.1 Le modèle

Nous avons vu que la QED est basée sur une symétrie de jauge, il en est de même pour la théorie électrofaible qui en est une généralisation. Dans le cadre de cette théorie, dans un premier temps, on fera l'approximation que les masses des particules sont toutes nulles. Cette théorie est basée sur le constat d'une violation de la parité dans les processus de désintégration : Les neutrinos (antineutrinos) sont toujours observés "gauchés" (droitiers) . Une interprétation possible est que seuls les fermions gauchés sont sensibles à l'interaction faible. On va alors caractériser les fermions par un isospin faible (de valeur nulle pour les fermions droits) et aussi une hypercharge, cette dernière étant définie comme $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$, où Q est la charge, T_3 la valeur de l'isospin et Y l'hypercharge. Les fermions "gauchés" seront classés en doublets et les leptons "droitiers" en singlets. En fait, quand l'on parle

de caractère gauché ou droitié, on se réfère à la chiralité qui est définie comme la valeur propre de $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$. Lorsque la masse tend vers 0 (ou aux limites de hautes énergies), l'hélicité et la chiralité sont identiques. A la chiralité, sont associés des projecteurs P_- et P_+ sur le spineur de la particule de telle manière que l'on ait : $\Psi = P_- \Psi + P_+ \Psi = \Psi_L + \Psi_R$ (où Ψ_L et Ψ_R sont les projections "gauches" et "droites" du spineur Ψ). Dans un premier temps, nous commencerons par décrire les leptons. On les classe donc suivant le tableau 1.1.

			T_3^L	T_3^R	Y
ν_e	ν_μ	ν_τ	$\frac{1}{2}$	0	-1
e_L^-	μ_L^-	τ_L^-	$-\frac{1}{2}$	0	-1
e_R^-	μ_R^-	τ_R^-	0	0	-2

TAB. 1.1 – valeurs de l'isospin faible et de l'hypercharge pour les leptons. L'indice L signifie lepton gauché et R droitié.

Dans la suite, on notera :

$$\Psi_L^l = \begin{pmatrix} \Psi_{\nu_L^l} \\ \Psi_{l_L} \end{pmatrix}$$

On va alors examiner l'invariance de jauge sous la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. La symétrie $SU(2)_L$ ne s'appliquera donc qu'aux fermions "gauchés". On demande que les densités Lagrangiennes des leptons soient invariantes sous les transformations de jauge suivantes :

$$\Psi_{l_L} \rightarrow e^{i\frac{\vec{\sigma}}{2} \cdot \vec{\Lambda}(\vec{x}, t)} \Psi_{l_L} \quad (1.9)$$

$$\Psi_{l_L} \rightarrow e^{i\frac{Y_L}{2} \cdot \Theta(\vec{x}, t)} \Psi_{l_L} \quad (1.10)$$

$$\Psi_{l_R} \rightarrow e^{i\frac{Y_R}{2} \cdot \Theta(\vec{x}, t)} \Psi_{l_R} \quad (1.11)$$

$\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ sont les matrices de Pauli, $\Lambda(\vec{x}, t)$ est le paramètre de la transformation $SU(2)$. En généralisant les résultats de la QED, on associe à chaque générateur de transformation un champ de jauge. Ainsi, pour $SU(2)$, sont associés trois champs de jauge $W_1^\mu, W_2^\mu, W_3^\mu$ et un seul champ B^μ pour $U(1)$ ¹ On note $W^\mu = W_a^\mu \frac{\sigma_a}{2}$.

Pour avoir l'invariance sous $SU(2) \times U(1)$, on introduit comme pour QED, les dérivées :

$$D_\mu^L \equiv (\delta_\mu - igW_\mu - ig' \frac{Y_L}{2} B_\mu) \quad (1.12)$$

¹en fait, toute symétrie unitaire $SU(N)$ contient N^2-1 paramètres libres, soit N^2-1 champs indépendants

$$D_\mu^R \equiv (\delta_\mu - ig' \frac{Y_R}{2} B_\mu) \quad (1.13)$$

avec les transformations de jauge suivantes sur les champs :

$$W_\mu(\vec{x}, t) \rightarrow W_\mu(\vec{x}, t) + \frac{1}{g} \delta_\mu \vec{\Lambda}(\vec{x}, t) \quad (1.14)$$

$$B_\mu(\vec{x}, t) \rightarrow B_\mu(\vec{x}, t) + \frac{1}{g'} \delta_\mu \Theta(\vec{x}, t) \quad (1.15)$$

où g est la constante de couplage des leptons avec le champ W_μ et g' , la constante du couplage avec le champ B_μ .

En ajoutant les lagrangiens des bosons de jauge, on a le lagrangien total qui décrit l'interaction des leptons avec ces champs de jauge :

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}_L i\gamma^\mu (\delta_\mu - igW_\mu - ig' \frac{1}{2} Y_L B_\mu) \cdot \Psi_L + \bar{\Psi}_R i\gamma^\mu (\delta_\mu - ig' \frac{1}{2} Y_R B_\mu) \Psi_R - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a \cdot G^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} \cdot B^{\mu\nu} \quad (1.16)$$

Les deux derniers termes² représentent les contributions cinétiques des bosons.

Avec la notation $W^\mu = W_a^\mu \cdot \frac{\sigma_a}{2}$, on a le développement suivant (voir matrices de Pauli) :

$$W_\mu = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W^3_\mu & (W^1_\mu - iW^2_\mu) \\ (W^1_\mu + iW^2_\mu) & -W^3_\mu \end{pmatrix}$$

soit, en posant $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$,

$$W_\mu = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W^3_\mu & \sqrt{2}W^+_\mu \\ \sqrt{2}W^-_\mu & -W^3_\mu \end{pmatrix}$$

A partir de ce développement matriciel, écrivons les termes de couplage des neutrinos aux bosons de jauge neutres (W^3 et B). La partie du lagrangien correspondant est :

$$\mathcal{L} = \bar{\nu}_L \gamma^\mu \frac{1}{2} (gW_\mu^3 - g'B_\mu) \nu_L \quad (1.17)$$

Or, le neutrino, ne possédant pas de charge électrique, il ne se couple pas avec le photon, donc le champ A^μ du photon doit être une combinaison orthogonale de ce couplage. Le champ suivant convient :

$$A^\mu = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \cdot W_3^\mu + \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \cdot B^\mu \quad (1.18)$$

²avec $G_{\mu\nu}^a = \delta_\mu W_\nu^a - \delta_\nu W_\mu^a$ et $B_{\mu\nu} = \delta_\mu B_\nu - \delta_\nu B_\mu$

Une composante neutre du courant faible orthonormée à ce champ, s'écrit :

$$Z^\mu = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \cdot W_3^\mu - \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \cdot B^\mu \quad (1.19)$$

Ces résultats sont écrits sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} W_3^\mu \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta_W & \sin \Theta_W \\ -\sin \Theta_W & \cos \Theta_W \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

avec Θ_W l'angle de Weinberg définit par :

$$\tan \Theta_W = \frac{g'}{g} \quad (1.21)$$

$$\sin \Theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.22)$$

Ce résultat montre qu'il y a interférence entre les interactions dues au photon et au boson Z.

En écrivant la contribution du photon (champ A_μ) dans le Lagrangien 1.16 à partir de 1.20, on peut identifier l'expression obtenue avec le Lagrangien de QED et on trouve alors la relation :

$$e = g \cdot \sin \Theta_W = g' \cdot \cos \Theta_W \quad (1.23)$$

1.2.2.2 L'origine des masses

Comme ce modèle ne peut expliquer les masses non nulles observées pour les particules, un principe de brisure spontanée de la symétrie $SU(2) \times U(1)$ lui est ajouté : le mécanisme de Higgs. Dans celui ci, on introduit ce que l'on appelle des champs de Higgs de spin nul, φ_1 et φ_2 auxquels on attribue une hypercharge Y_H et un isospin faible $T_3 = \frac{1}{2}$ et $T_3 = -\frac{1}{2}$. On note

$$\phi = \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix}$$

Si on veut pouvoir expliquer l'origine des masses à partir de ces doublets, il faut pouvoir également expliquer la masse nulle du photon. En écrivant les termes de couplage du champ ϕ aux bosons de jauge neutres de $SU(2) \times U(1)$, à partir de 1.20, on montre que le couplage des champs de Higgs au champ du photon A_μ est proportionnel à :

$$A_\mu \cdot \begin{pmatrix} \frac{1}{2} + \frac{Y_H}{2} & 0 \\ 0 & -\frac{1}{2} + \frac{Y_H}{2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix}$$

On se rend alors compte que pour que le photon ne se couple qu'au champ φ_1 , il suffit de prendre $Y_H = 1$. De plus, on peut toujours s'arranger pour que la composante φ_1 s'annule tout en laissant le lagrangien invariant. Le champ ϕ peut s'écrire sous la forme :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \chi(\vec{x}, t) \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

v est une constante et $\chi(\vec{x}, t)$ est un champ réel, représentant des fluctuations autour de la valeur v . Sa valeur moyenne dans le vide est :

$$\phi_{vide} = \frac{v}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.25)$$

On introduit également un nouveau terme d'énergie potentielle d'auto-interaction du champ de Higgs de la forme :

$$U(\phi) = \mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4 \quad (1.26)$$

On pourra se faire une idée de la forme de ce potentiel avec la figure 1.2. avec $\mu^2 < 0$ et

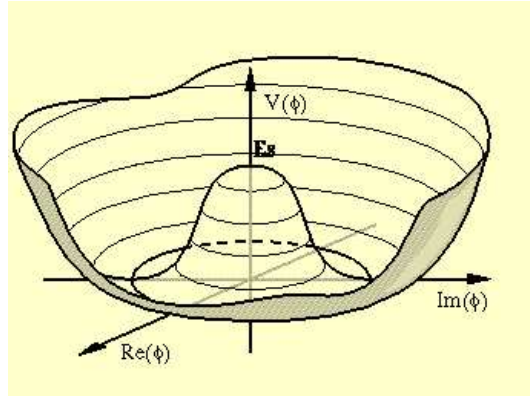


FIG. 1.2 – représentation de l'allure du potentiel d'auto-interaction

$\lambda > 0$, il existe un minimum instable avec $|\phi| = 0$ et un minimum stable avec $|\phi| = \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}}$.

On dit alors que la valeur moyenne dans le vide est fixée par la solution qui minimise l'énergie potentielle induite par l'existence du boson de Higgs. On a la relation $v = -\sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$. De plus, la valeur 1.25 n'est pas invariante sous $SU(2) \times U(1)$, il s'agit d'une solution de phase particulière. On dit que l'on a alors une brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)$. Cependant, cela n'a pas toujours été le cas. Ce potentiel dépend en effet de la température de l'univers. Dans le passé, l'univers étant plus chaud, ce potentiel était stable à l'origine, conférant une valeur nulle au champs de Higgs. Au dessus d'une

température critique T_c , toutes les particules avaient donc une masse nulle. On parle de transition de phase électro-faible. La température critique est proportionnelle à la masse du Higgs. Celui-ci, étant pour le moment restreint à une masse supérieure à 100 GeV, T_c , de l'ordre de la centaine de GeV, est estimée supérieure à 130 GeV.

Ainsi, ce mécanisme explique les masses des particules par l'interaction de ces dernières avec un champ de Higgs de valeur moyenne dans le vide non nulle en dessous d'une température critique de l'univers. A ce stade, on a les relations suivantes :

$$M_W = \frac{1}{2}g.v \quad (1.27)$$

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos\theta_W} = \frac{1}{2} \frac{g.v}{\cos\theta_W} \quad (1.28)$$

$$M_{Higgs} = \sqrt{-2.\mu^2} \quad (1.29)$$

Expérimentalement, les masses des bosons W^+, W^- et Z ont été mesurés au LEP avec une grande précision : $M_W = 80.450 \pm 0.030$ GeV et $M_Z = 91.1876 \pm 0.0021$ GeV [2]. La mesure de la largeur en énergie du boson Z a également pu permettre de montrer qu'il n'y a pas plus et pas moins non plus de trois familles de neutrinos (figure 1.3).

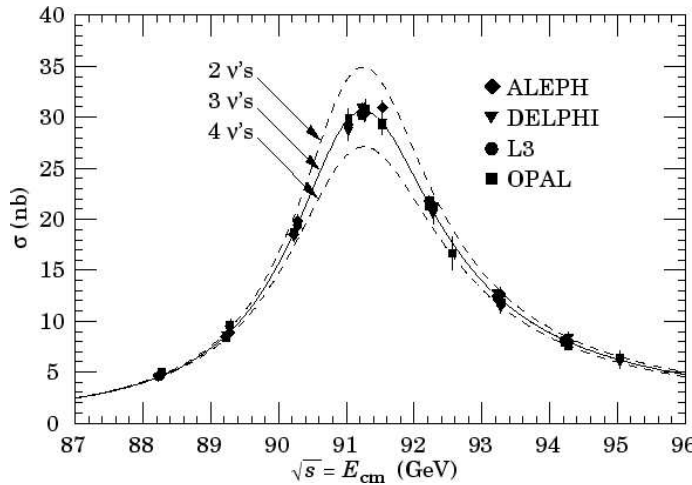


FIG. 1.3 – Section efficace d'annihilation e^+e^- en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour les expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL du CERN. Les ajustements des données avec deux, trois et quatre familles de neutrinos sont présentés. Plus le nombre de famille de neutrinos est grand, plus le Z a une grande probabilité de se désintégrer et donc plus sa largeur est grande. C'est pour trois familles de neutrinos que l'ajustement est le meilleur et ce pour l'ensemble des quatre expériences.

Le boson de Higgs n'a pas encore pu être mis en évidence expérimentalement à ce jour. Sa masse (le Higgs se couple avec lui même) n'est pas prédite par la théorie.

Pour générer de la masse également aux fermions, on introduit un nouveau terme d'interaction invariant de jauge appelé couplage de Yukawa :

$$-f_i(\bar{\Psi}_R^l \phi^+ \Psi_L^l + \bar{\Psi}_L^l \phi \Psi_R^l) \quad (1.30)$$

ϕ^+ est l'hermitique conjugué de ϕ . Ce nouveau terme permet aux fermions de se coupler avec le champ de Higgs. Les constantes de couplage de Yukawa (f_i) ne sont pas prédites, elles sont déduites à partir des valeurs des masses mesurées. Dans le modèle standard, on postule qu'il n'existe pas de chiralité droite pour le neutrino, ainsi le neutrino ne peut subir le couplage de Yukawa et garde donc une masse nulle. Toutefois, une masse non nulle du neutrino (et donc l'existence d'une chiralité droite pour celui ci) ne remet pas en cause ce modèle car le neutrino de chiralité droite, étant singlet de SU(2), aurait un isospin faible nul et ayant une charge nulle, également une hypercharge nulle. Il ne pourrait alors se coupler à aucun boson, excepté le boson de Higgs lui conférant une masse aussi petite soit elle.

En ce qui concerne les quarks, la situation est un tout petit peu plus compliquée. Pour expliquer certaines désintégrations (comme $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$), il a fallu introduire l'idée de transitions entre familles de quarks. On les décrit par une matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

On adopte donc la représentation suivante pour les quarks (tableau 1.2) : Ainsi, le

			T_3^L	T_3^R	Y
u_L	c_L	t_L	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$
d'_L	s'_L	b'_L	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$
<hr/>					
u_R	c_R	t_R	0	0	$\frac{4}{3}$
d'_R	s'_R	b'_R	0	0	$-\frac{2}{3}$

TAB. 1.2 – valeurs de l'isospin faible et de l'hypercharge pour les quarks. L'indice L signifie quark gauché et R droitié. On a $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$

quark d' par exemple, associé au quark u sera un mélange des quarks d , s et b avec respectivement pour amplitude de probabilité V_{ud} , V_{us} et V_{ub} .

1.2.3 La chromodynamique quantique

Cette théorie dite QCD qui décrit l'interaction forte est basée également sur une symétrie de jauge du groupe local $SU(3)$. Le nombre de champs associé est 8. Il y aura donc 8 gluons porteurs de l'interaction forte. Le nombre quantique conservé pour cette symétrie est la charge de couleur.

Ainsi, le modèle standard décrit les interactions fortes, faibles et électromagnétiques par $SU(3)_{couleur} \times [SU(2) \times U(1)]_{electrofaible}$.

Toutefois, on ne peut pas parler d'unification des forces. En effet, si il y avait unification, cela signifierait la convergence des constantes de couplage des différentes interactions à une certaine échelle d'énergie, ce qui n'est pas le cas dans le modèle standard.

1.3 Les insuffisances du Modèle Standard

Ce modèle a passé plusieurs tests expérimentaux avec succès comme la découverte de l'interaction faible neutre en 1973, des bosons de l'interaction faible en 1983 ou encore du quark top en 1995. Ainsi, toutes les prédictions ont été vérifiées à l'exception d'une seule, le boson de Higgs. Pourtant, certains points font penser qu'il ne s'agit pas de la théorie ultime pouvant tout décrire :

- Le modèle Standard, comme déjà dit, ne fait que décrire les interactions, sans les unifier en une seule.
- Le modèle comprend beaucoup de paramètres libres (18), comme entre autres les masses des fermions qui ne sont pas prédites, bien qu'on pense comprendre leur origine.
- La hiérarchie des masses n'est pas comprise. Par exemple de la masse de l'électron est de 0.5 MeV et celle du quark top de 174 GeV.
- Le problème de naturalité : il s'agit du fait qu'en tenant compte de corrections radiatives, la masse du Higgs doit être de l'échelle d'énergie de l'ordre de $\simeq 10^{16}$ GeV (échelle à laquelle on estime la grande unification des forces). Or, nous avons vu que la masse des particules est reliée à l'échelle de brisure électrofaible (valeur moyenne dans le vide du champ de Higgs), donc à la masse du Higgs. Pour éviter cette déstabilisation, on peut choisir de fixer la masse "nue" du Higgs à une certaine valeur pour annuler les corrections, mais cela entraîne un ajustement de cette dernière sur 16 ordres de grandeur, ce qui n'apparaît pas naturel.

- Jusqu'à ce jour, la relativité générale, description géométrique de la gravitation, est incompatible avec la mécanique quantique. ;

Ainsi, malgré ses nombreux succès, le Modèle Standard n'est pas un modèle complet de description des particules et des forces.

1.4 Des théories pour aller au delà du Modèle Standard

Il existe plusieurs théories cherchant à unifier toutes les particules élémentaires et toutes les interactions. Dans ce chapitre, seront brièvement discutées la supersymétrie et la théorie des cordes. Enfin, nous présenterons la phénoménologie des leptosquarks, particules prédites dans de nombreux modèles d'unification, et sujet de la recherche expérimentale présentée dans cette thèse.

1.4.1 La supersymétrie

Cette théorie [3, 4] est une des théories les plus en vogue depuis quelques années. L'idée est d'introduire une nouvelle symétrie entre champs de matière et champs de forces. A chaque particule est associée une nouvelle particule dite supersymétrique, identique, à l'exception de son spin différant de $\frac{1}{2}$ sa valeur. Ainsi, à chaque boson est associé un fermion supersymétrique et à chaque fermion un boson supersymétrique. L'un de ses principaux intérêts est le fait qu'elle peut supprimer le problème de naturalité par l'ajout des superparticules, à condition que l'échelle d'énergie caractéristique de la supersymétrie soit de l'ordre du TeV. De plus, les modèles supersymétriques permettent une convergence des différentes constantes de couplage (électromagnétique, faible et forte) lorsque l'énergie augmente, donc l'unification des forces à une certaine échelle d'énergie (de l'ordre de 10^{15} - 10^{16} GeV).

1.4.2 La théorie des supercordes

Dans ce cadre théorique [5, 6, 7], les particules ne sont plus considérées comme des points, on parle de cordes, objets à une dimension. Les particules seraient alors les manifestations des différents modes de vibration des cordes. L'introduction de la supersymétrie, donnant la théorie des supercordes, entraîne l'existence d'un nouveau boson de spin 2, sans masse, le graviton, particule qui serait médiatrice de la force de gravité. La longueur minuscule de ces cordes, de l'ordre de $10^{-33}cm$, expliquerait le fait que l'on n'ait pu les observer dans nos détecteurs. Il existe 5 théories des cordes différentes, toutes nécessitant l'existence de dimensions supplémentaires d'espace qui ne pourraient être visibles étant compactées autour d'elles-mêmes. Cependant, Edward Witten a pu démontrer que toutes

ces théories ne sont que les approximations d'une autre théorie plus générale, la M-théorie. Dans cette dernière, plutôt que des cordes, on parle de *branes*. Ces objets sont l'analogue de la corde dans une dimension mais aux dimensions supérieures. Pour que la théorie soit cohérente, ces branes doivent se déplacer dans un espace à 11 dimensions. Une signature possible de cette théorie serait de voir s'échapper le graviton dans les dimensions supplémentaires, ce qui se traduirait pour nous par un manque d'énergie (dans notre espace-temps à 4 dimensions) par rapport à celle attendue.

1.4.3 La phénoménologie des Leptoquarks

Dans de nombreux modèles cherchant à aller au delà du Modèle Standard, apparaissent des particules permettant la transition lepton-quark. On les nomme Leptoquarks. Dans tous les cas, ces particules possèdent un nombre baryonique, un nombre leptonique et portent une charge fractionnelle. Ce sont des triplets de couleur sous $SU(3)_c$. On distingue les leptoquarks scalaires (de spin nul) et les leptoquarks vecteurs (de spin entier non nul).

1.4.3.1 Description des états phénoménologiquement intéressants

Dans les modèles où les nombres leptonique (L) et baryonique (B) ne sont pas conservés, afin d'éviter une désintégration du proton trop rapide (la limite expérimentale actuelle est de $> 10^{32}$ ans [8]), la limite inférieure sur la masse des leptoquarks doit être très élevée ($M_{LQ} > 10^{15}$ GeV). En effet, un leptoquark pourrait alors aussi bien se coupler à des paires lepton-quarks qu'à des paires de quarks. Un exemple est donné figure 1.4.

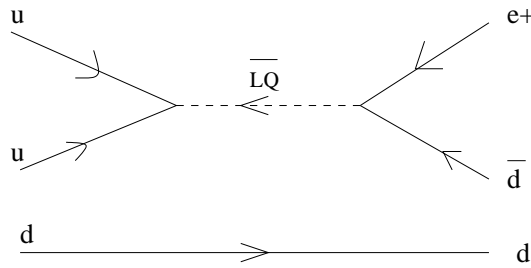


FIG. 1.4 – Exemple d'une désintégration de proton par échange de leptoquark. La désintégration donnerait un piron neutre ainsi qu'un positron dans l'état final.

Par contre, dans les modèles où ces nombres sont conservés, les leptoquarks ne se couplent qu'aux paires lepton-quark et la limite inférieure sur leur masse peut être beaucoup plus faible et donc à portée des accélérateurs actuels. On s'intéressera donc plutôt à ces derniers cas.

Le lagrangien le plus général invariant sous $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ pour décrire les interactions de leptoquarks (LQ) scalaires et vectoriels est décrit dans la référence [9].

Ces particules sont classifiées selon leur spin ($S=0,1$ ou 2), leur charge électrique ($Q= \frac{-4}{3}, -\frac{1}{3}, \frac{2}{3}$ ou $\frac{5}{3}$), leur isospin faible ($I= 0, \frac{1}{2}, 1$) et leur nombre fermionique $F = 3B + L$ où B est le nombre baryonique et L le nombre leptonique. Les leptoquarks de nombre fermionique $F = 2$ se couplent uniquement à lq et ceux de nombre $F=0$ se couplent uniquement à $l\bar{q}$

On appelle λ (λ_L ou λ_R selon que le lepton est gauche ou droit) le couplage de Yukawa lepton-quark-LQ (voir figure 1.5). Tout comme la masse du leptoquark, sa valeur est indéterminée. On le renormalise souvent au couplage électromagnétique α_{em} par

$$\lambda^2/4\pi = k\alpha_{em} \tag{1.32}$$

avec k , un nombre réel.

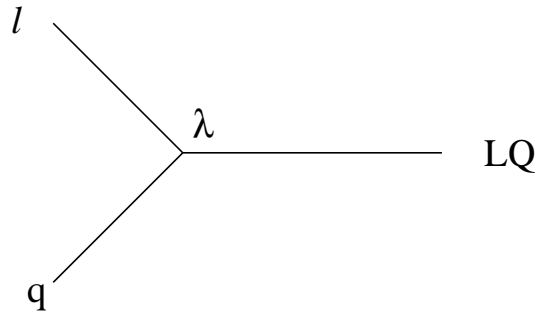


FIG. 1.5 – couplage de Yukawa lepton-quark-LQ

Pour chaque famille de fermion, il existe une génération de leptoquarks. La table 1.3 résume les différents leptoquarks scalaires et vecteurs possibles pour la première génération avec leurs couplages possibles [10]. En général, pour un modèle donné, seulement un sous-ensemble de ces états est possible.

L'existence de leptoquarks se couplant sans contraintes à chaque paire de lepton-quark (c'est-à-dire des leptoquarks avec des couplages universels pour tous les leptons) aurait pour conséquences d'entraîner des changements de saveurs par courants neutres (dits FCNC *Flavor Changing Neutral Courants*), par exemple par les désintégrations $\pi^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp$ ou $K^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp$. De plus, de grandes contributions de désintégrations pour des processus rares tels que $K^\pm \rightarrow e\nu$, $\pi^\pm \rightarrow e\nu$ (un exemple de diagramme y contribuant est donné figure 1.6) seraient possibles.

Ces phénomènes sont très sévèrement contraints par les résultats expérimentaux [11], ce qui impliquerait donc une masse de leptoquark très élevée. Pour relâcher cette contrainte de masse très élevée, il faut faire de nouvelles hypothèses [10] :

- On suppose d'une part qu'il n'y a pas de couplages inter-générationnels, c'est-à-dire que par exemple, un leptoquark de première génération ne pourra se coupler qu'à la première famille de fermions et non les suivantes (électron, neutrino électronique et les quarks u et d).

	Type	Q	Couplage
Scalars			
F = 2	S _{0L}	$-\frac{1}{3}$	$\lambda_L(e_L^- u), -\lambda_L(\nu_e d)$
	S _{0R}	$-\frac{1}{3}$	$\lambda_R(e_R^- u)$
	\tilde{S}_{0R}	$-\frac{4}{3}$	$\lambda_R(e_R^- d)$
	S _{1L}	$-\frac{4}{3}$	$-\sqrt{2}\lambda_L(e_L^- d)$
		$-\frac{1}{3}$	$-\lambda_L(e_L^- u), -\lambda_L(\nu_e d)$
		$+\frac{2}{3}$	$\sqrt{2}\lambda_L(\nu_e u)$
F = 0	S _{$\frac{1}{2}$L}	$-\frac{5}{3}$	$\lambda_L(e_L^- \bar{u})$
		$-\frac{2}{3}$	$\lambda_L(\nu_e \bar{u})$
	S _{$\frac{1}{2}$R}	$-\frac{5}{3}$	$\lambda_R(e_R^- \bar{u})$
		$-\frac{2}{3}$	$-\lambda_R(e_R^- \bar{d})$
	$\tilde{S}_{\frac{1}{2}L}$	$-\frac{2}{3}$	$\lambda_L(e_L^- \bar{d})$
		$+\frac{1}{3}$	$\lambda_L(\nu_e \bar{d})$
Vecteurs			
F = 2	V _{$\frac{1}{2}$L}	$-\frac{4}{3}$	$\lambda_L(e_L^- d)$
		$-\frac{1}{3}$	$\lambda_L(\nu_e d)$
	V _{$\frac{1}{2}$R}	$-\frac{4}{3}$	$\lambda_R(e_R^- d)$
		$-\frac{1}{3}$	$\lambda_R(e_R^- u)$
	$\tilde{V}_{\frac{1}{2}L}$	$\frac{1}{3}$	$-\lambda_L(e_L^- u)$
		$+\frac{2}{3}$	$\lambda_L(\nu_e u)$
F = 0	V _{0L}	$-\frac{2}{3}$	$\lambda_L(e_L^- \bar{d}), \lambda_L(\nu_e \bar{u})$
	V _{0R}	$-\frac{2}{3}$	$\lambda_R(e_R^- \bar{d})$
	\tilde{V}_{0R}	$-\frac{5}{3}$	$\lambda_R(e_R^- \bar{u})$
	V _{1L}	$-\frac{5}{3}$	$\sqrt{2}\lambda_L(e_L^- \bar{u})$
		$-\frac{2}{3}$	$-\lambda_L(e_L^- \bar{d}), \lambda_L(\nu_e \bar{u})$
		$+\frac{1}{3}$	$\sqrt{2}\lambda_L(\nu_e \bar{d})$

TAB. 1.3 – Classification de leptokuarks possibles. L'indice inférieur est le nombre d'isospin et L(R) signifie chiralité gauche (droite). Leur produit de désintégration attendu est indiqué. λ est le couplage de Yukawa.

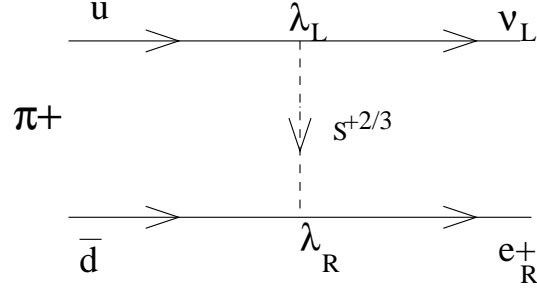


FIG. 1.6 – désintégration $\pi^\pm \rightarrow e\nu$ par échange d’un leptoquark

- D’autre part, on impose que les couplages soient chiraux , c’est-à-dire que pour un leptoquark donné, si le couplage gauche (droit) est suffisamment grand pour permettre d’induire une interaction leptoquark-fermion, le couplage droit (gauche) en revanche sera très faible, voire nul. Ainsi, dans le cas présenté sur la figure 1.6, l’interaction sera proportionnelle au produit $\lambda_L\lambda_R$ et donc très faible.

1.4.3.2 Les modèles théoriques conduisant aux Leptoquarks

Il existe plusieurs modèles théoriques cherchant à étendre le cadre du Modèle Standard qui prédisent l’existence de leptoquarks [12]

- Il y a les théories que l’on dit de “Grande Unification” (unification électrofaible-forte) où les leptons et quarks apparaissent généralement dans un même multiplet. Il y a donc naturellement des bosons qui vont coupler ces particules entre elles. Le modèle minimal d’unification SU(5) contient des leptoquarks scalaires et vecteurs. La représentation des fermions dans SU(5) conduirait à une violation du nombre baryonique B puisque les leptoquarks pourraient se coupler à deux quarks également. Cependant, il existe également des représentations où les nombres baryoniques et leptoniques sont conservés.
- Les modèles de “technicouleur” prédisent également des leptoquarks. Dans ces derniers, toutes les particules scalaires apparaissent comme des états de paires fermion-antifermion. On introduit de nouveaux doublets et singlets électrofaibles, des technifermions, qui sont des multiplets d’une nouvelle interaction confinante, la technicouleur. Les leptoquarks dans certains de ces modèles apparaissent comme des états composés de techniquarks et d’anti-technileptons.
- Dans les modèles supersymétriques, on introduit une symétrie discrète, la R-parité :

$$R_p = (-1)^{3B+L+S} \quad (1.33)$$

où B, L et S sont les nombres baryonique, leptonique et de spin. Cette R-parité est égale à 1 pour les particules usuelles et -1 pour les superparticules. Dans des modèles avec R-parité violée, des squarks pourraient se coupler à des paires électron-quark et donc être des leptoquarks.

- Les modèles de structures composites prédisent également des leptoquarks. Dans ces modèles, les leptons et quarks sont supposés être constitués de particules encore plus fondamentales, les préons. Si le préon possède un nombre leptonique et baryonique, un quark pourrait devenir un lepton, par échange des constituants appropriés, en présence d'un autre lepton qui lui même deviendrait un quark. L'état correspondant aux constituants échangés serait un leptoquark. Cela suggère que les nombre leptoniques et baryoniques seraient conservés en globalité mais séparément violés dans le secteur du quark et du lepton.

1.4.3.3 Production de leptoquarks dans les collisionneurs hadroniques

Dans les collisionneurs hadroniques, les leptoquarks pourraient-être produits par production simple[13] ou par paires. Un exemple de production simple est donné figure 1.7. La

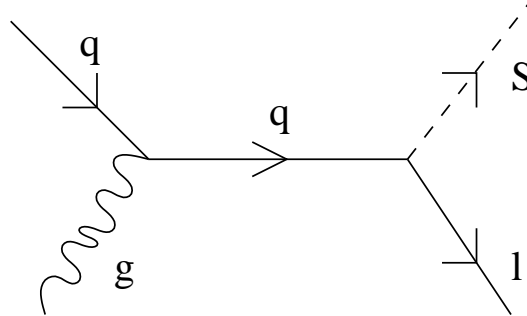


FIG. 1.7 – Production simple de leptoquark dans les collisionneurs hadroniques

figure 1.8 représente les diagrammes principaux de production par paires de leptoquarks.

Etant donné que le paramètre inconnu de couplage lepton-quark-leptoquark, λ , est attendue de faible valeur comparée au couplage de l'interaction forte, on peut négliger la production simple ainsi que le processus b) de la figure 1.8 qui représente la production de paires de leptoquarks par échange d'un lepton dans la voie t.

Au premier ordre, la production de leptoquarks au Tevatron s'effectuerait à partir d'annihilation $q\bar{q}$ et de fusions gluon-gluon dont les sections efficaces pour ces processus partoniques sont respectivement [14] :

$$\sigma_{LO}[q\bar{q}] = \frac{\alpha_S^2 \pi}{\hat{s}} \frac{2}{27} \gamma^3 \quad (1.34)$$

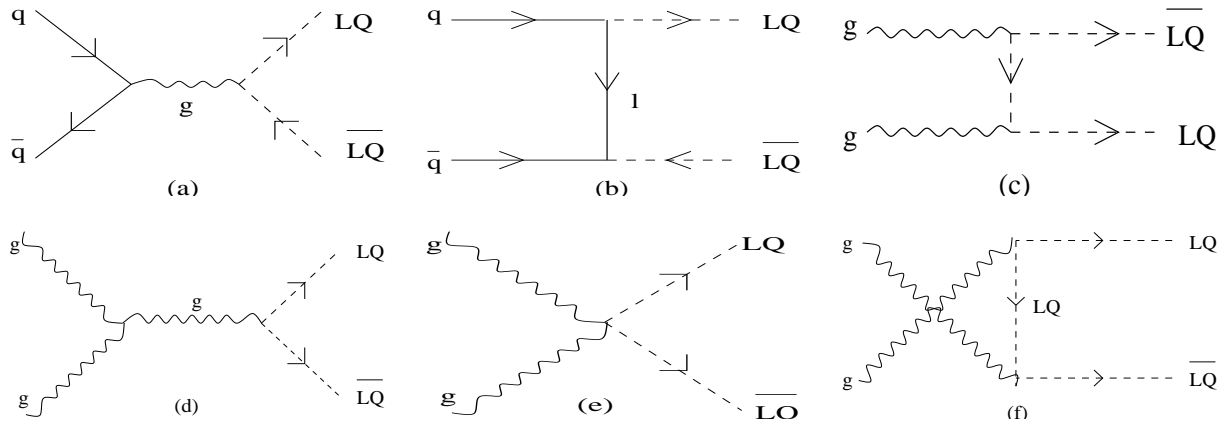


FIG. 1.8 – Production de paires de leptoquarks dans les collisionneurs hadroniques

et

$$\sigma_{LO}[gg] = \frac{\alpha_S^2 \pi}{96 \hat{s}} \left[\gamma(41 - 31\gamma^2) + (18\gamma^2 - \gamma^4 - 17) \ln \frac{1+\gamma}{1-\gamma} \right] \quad (1.35)$$

avec α_S la constante de couplage de l'interaction forte, $\gamma = \sqrt{1 - 4M_{LQ}^2/\hat{s}}$ et \hat{s} l'énergie au carré dans le centre de masse.

La section efficace totale pour la production de paires de leptoquarks scalaires au premier ordre est obtenue en convoluant $\sigma_{LO}[q\bar{q}]$ et $\sigma_{LO}[gg]$ par les distributions partoniques du proton :

$$\sigma_{LO}(p\bar{p} \rightarrow LQL\bar{Q}) = \sum_{a,b} \int_0^1 d\tau \int_{\tau}^1 \frac{dx_a}{x_a} [f_{a/A}(x_a) f_{b/B}(\tau/x_a) + (A \leftrightarrow B \text{ si } a \neq b)] \sigma_{LO}(\hat{s}) \quad (1.36)$$

avec $f_{a/A}(x_a)$ la fonction de structure du parton a de fraction d'impulsion x_a (variable de Bjorken). Cette équation est calculée numériquement en utilisant les fonctions de distributions partoniques CTEQ5L [15].

Des corrections QCD à l'ordre suivant (NLO) sont également prises en compte. Elles incluent des corrections virtuelles, l'émission de gluons et les contributions d'interactions quark-gluon (ces processus sont représentés figure 1.9).

Ces corrections sont intégrées numériquement en utilisant les fonctions de structure CTEQ5M [15].

Ainsi, dans les collisionneurs hadroniques, la production de leptoquarks est indépendante de λ , paramètre indéterminé et d'aucune autre caractéristique électrofaible de ces éventuelles particules. La section efficace de production dépend uniquement de leur masse. Ainsi, en cas de découverte, les expériences hadroniques ne permettraient pas de trancher sur le

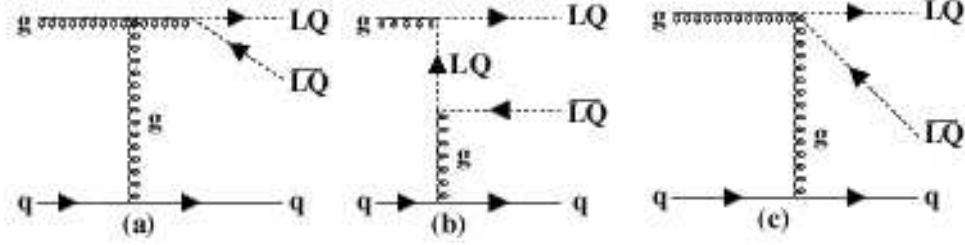


FIG. 1.9 – Les sous- processus gluon-quark de production de paires de leptoquarks dans les collisionneurs hadroniques.

type de leptoquark (parmi ceux décrits dans la table 1.3). Cependant, alors que pour les leptoquarks scalaires, le couplage leptoquark-gluon est simplement donné par le couplage de l'interaction forte, il y a une ambiguïté en ce qui concerne les leptoquarks vecteurs [16]. En effet, pour ces derniers, des couplages anormaux devraient apparaître. On introduit le moment magnétique anormal, décrit par un paramètre κ_G , et un moment quadropolaire électrique, décrit par un paramètre λ_G . En général, sont présentés dans les analyses le modèle de Yang-Mills ($\kappa_G=0$ et $\lambda_G=0$) et le modèle de couplage vecteur minimal ($\kappa_G=1$ et $\lambda_G=0$). Ainsi, l'analyse des leptoquarks vecteurs dépend du modèle choisi.

1.4.3.4 Recherche de signatures

L'analyse présentée dans ce manuscrit porte sur la recherche de production de paires de leptoquarks scalaires de première génération. Nous générons de tels événements à partir de PYTHIA (version 6.202). Le modèle phénoménologique décrit ci-dessus y est simulé excepté pour les leptoquarks vecteurs.

En ce qui concerne la première génération, le leptoquark peut se désintégrer en e^+q , e^-q et $\nu_e q$ avec $q = u$ ou d . Il existe donc trois canaux de recherche sur cette génération :

$$p\bar{p} \rightarrow LQ\bar{L}Q \rightarrow ee + 2jets. \quad (1.37)$$

$$p\bar{p} \rightarrow LQ\bar{L}Q \rightarrow e\nu + 2jets. \quad (1.38)$$

$$p\bar{p} \rightarrow LQ\bar{L}Q \rightarrow \nu\nu + 2jets. \quad (1.39)$$

Notre étude portera sur le deuxième canal, la recherche d'événements $e\nu + 2 jets$.

Afin de rester le plus général possible, on peut également supposer que les états propres d'isospin ne sont pas les états propres de masse des leptoquarks, mais qu'il y a un angle de mélange θ . Dans ce cas, pour un leptoquark qui peut se désintégrer en $e+q$ et aussi en $\nu+q$, les constantes de couplages λ_1 et λ_2 respectivement pour $e-q-LQ$ et $e-\nu-LQ$ deviennent :

$$\lambda_1 = \lambda \times \cos\theta \quad (1.40)$$

$$\lambda_2 = \lambda \times \sin\theta \quad (1.41)$$

Le rapport de branchement ne sera donc plus fixe. Ainsi, on étudiera également dans notre analyse la limite obtenue sur la masse des leptoquarks scalaires en fonction de son rapport de branchement β en électron-quark.

De plus, les sections efficaces calculées par PYTHIA sont au premier ordre (Cf diagrammes 1.8). Pour inclure les corrections à l'ordre suivant en plus des corrections au premier ordre dans le calcul des sections efficaces pour différentes masses de Leptoquarks scalaires, nous utiliserons un outil développé par Kraemer et al [14] déjà référencé plus haut. Les erreurs sur le calcul de la section efficace de production sont estimées en variant l'échelle de renormalisation de $\mu = \frac{M_{LQ}}{2}$, $\mu = M_{LQ}$, $\mu = 2M_{LQ}$. Le tableau 1.4 donne les valeurs des sections efficaces théoriques calculées par le programme. Nous comparerons ces valeurs à celles expérimentales obtenues dans l'analyse afin de déterminer les limites sur la masse d'un leptoquark scalaire.

Masse LQ (GeV)	section efficaces (NLO) [pb] pour une renormalisation d' échelle		
	$M_{LQ}/2$	M_{LQ}	$2.M_{LQ}$
140	2.53	2.28	1.98
150	1.67	1.51	1.32
160	1.13	1.02	0.896
170	0.776	0.705	0.620
180	0.54	0.492	0.434
190	0.383	0.349	0.307
200	0.273	0.250	0.220
210	0.196	0.180	0.158
220	0.142	0.131	0.115
230	0.104	0.0951	0.0841
240	0.0766	0.0705	0.0617

TAB. 1.4 – Sections efficaces théoriques de production de paires de leptoquarks scalaires pour différentes masses et pour différentes échelles de renormalisation.

Chapitre 2

Le TeVatron et le détecteur de DØ

Dans ce chapitre est présentée une brève description du système d'accélération des faisceaux de protons et d'antiprotons qui entrent en collision au laboratoire national de Fermi (*Fermilab*) situé près de Chicago aux Etats-Unis. Nous décrirons également, de manière plus détaillée, le détecteur de DØ .

2.1 Le système d'accélération de Fermilab

Le principal élément du complexe d'accélération est le collisionneur appelé TeVatron dont la circonférence est de 6.28 kilomètres. A deux points de collision, sont placés les détecteurs des expériences DØ et CDF.

Durant la première phase de fonctionnement (Run I) de 1992 à 1996, le TeVatron a permis à chacune des expériences d'accumuler une luminosité d'environ 120 pb^{-1} à une énergie dans le centre de masse de 1.8 TeV. Cette première phase a permis la découverte du quark top en 1995 [17, 18].

Depuis, des améliorations ont été apportées dans le but d'accroître la luminosité ainsi que l'énergie dans le centre de masse. Cette deuxième phase, le Run II, a débuté en mars 2001 avec l'énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV. Deux nouveaux anneaux ont été construits, l'injecteur principal et le recycleur dont on parlera plus loin. L'objectif était alors d'atteindre 15 fb^{-1} aux environs de 2010. Aujourd'hui on pense plutôt atteindre une limite de 6 à 9 fb^{-1} .

Sur la figure 2.1 est donnée une description schématique du complexe d'accélérateurs de Fermilab [19].

Fermilab Tevatron Accelerator With Main Injector

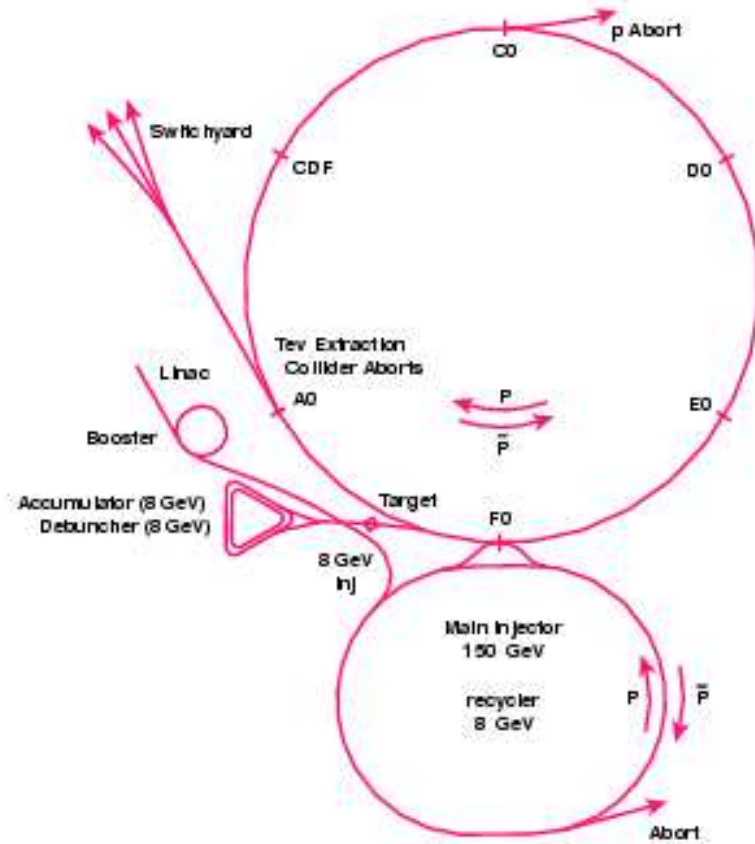


FIG. 2.1 – Le complexe d’accélérateurs de Fermilab

2.1.1 Le faisceau de protons

La création des faisceaux de protons [20] commence par la production d’ions H^+ (obtenus à partir d’atomes d’hydrogène en présence d’un champ électrique) qui vont passer par l’accélérateur Cockcroft-Walton. Ces derniers vont alors atteindre l’énergie de 0.75 MeV. Ils seront ensuite accélérés jusqu’à l’énergie de 400 MeV en passant dans un accélérateur linéaire de 130 m de long, le Linac. Les H^+ sont ensuite débarrassés de leurs électrons au passage d’une feuille de carbone. Ces nouveaux protons vont être accélérés dans le Booster, un synchrotron de 475 mètres de circonférence. Les protons, au bout de 25 ms, ayant atteint l’énergie de 8 GeV sont ensuite envoyés dans l’injecteur principal [21]. Il s’agit d’un nouvel anneau synchrotron d’environ 1 km de diamètre ayant plusieurs fonctions :

- accélérer une partie des protons du Booster, de 8 GeV à 150 GeV, avant de les envoyer dans le Tevatron

- accélérer une autre partie des protons de 8 GeV à 120 GeV, afin de servir à la production d'antiprotons
- accélérer les antiprotons produits (Cf.Section 2.1.2) jusqu'à 150 GeV avant de les injecter dans le TeVatron

2.1.2 Le faisceau d'antiprotons

La production d'antiprotons [22, 23] s'effectue par la collision de protons avec une cible fixe en Nickel de 10 cm de diamètre et de 2 cm d'épaisseur. Après filtrage des particules secondaires, les antiprotons sont isolés. Il faut en moyenne 50000 protons pour créer un seul antiproton. Ce rendement très faible est un facteur limitant l'augmentation de luminosité. Les antiprotons produits ont une énergie moyenne de 8 GeV mais une grande dispersion en angle et en impulsion. La prochaine étape est alors de les envoyer dans le Debuncher. Il s'agit d'un anneau triangulaire de 500 m de long dont la fonction est de réduire ces dispersions par refroidissement stochastique (le principe est d'homogénéiser leur énergie et leur direction de propagation autour de leur valeur moyenne par rétroaction, c'est-à-dire en mesurant en un point donné leur dispersion et en corrigeant en conséquence à l'aide d'électrodes). Les antiprotons vont alors être stockés et regroupés par paquets dans l'accumulateur en attendant d'être transférés dans l'injecteur principal, où ils seront accélérés jusqu'à 150 GeV.

Etant donné que la limitation principale à l'augmentation de la luminosité est le taux de production d'antiprotons, un autre anneau a été construit, le recycleur, dont la mise en service n'est pas encore effective. Il se trouve dans le même tunnel que l'injecteur principal. Il est équipé d'aimants permanents qui lui permet un stockage à plus long terme des antiprotons de 8 GeV provenant de l'accumulateur. Ainsi, la luminosité pourrait être accrue par un facteur deux. Le refroidissement des antiprotons sera aussi effectué à l'aide d'un faisceau d'électrons. Ce système n'est pas encore opérationnel.

2.1.3 Le TeVatron

Après que les protons et antiprotons aient été accélérés à 150 GeV dans l'injecteur principal, ils sont injectés dans le TeVatron, l'anneau le plus important, où ils atteignent l'énergie de 980 GeV. Cet anneau utilise des aimants supraconducteurs refroidis à une température de 3.6 degrés Kelvin fournissant un champ magnétique de 4.2 Tesla. Les faisceaux sont formés à l'heure actuelle de 36 paquets de protons et de 36 paquets d'antiprotons répartis en trois superpaquets séparés de 2.6 μs . De plus, chaque superpaquet contient douze paquets séparés de 396 ns. Quelques paramètres du TeVatron sont donnés dans le tableau 2.1.3.

période	RunIb	RunII	
	1993-1995	2001	2004
Protons par paquet	2.3×10^{11}	2.7×10^{11}	2.7×10^{11}
Antiprotons par paquet	5.5×10^{10}	$3. \times 10^{10}$	$4. \times 10^{10}$
Energy (GeV)	900	980	980
Nombre paquets	6×6	36×36	36×36
Longueurs paquets (rms en m)	0.60	0.37	0.37
Temps entre paquets (en ns)	3500	396	132
Luminosité instantanée ($\times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$)	0.16	0.86	2.1
Luminosité intégrée par semaine (pb^{-1})	3.2	17	42
Nombre d'interactions par croisement (@43mb)	2.5	2.2	1.9

TAB. 2.1 – Caractéristiques passées et prévues pour différentes phases du TeVatron

2.2 Le détecteur DØ au Run II

Le détecteur DØ [24] se compose de quatre sous-systèmes principaux : les détecteurs de traces et de vertex (situés dans le solénoïde), les détecteurs de pieds de gerbe, les calorimètres et le système de détecteurs de muons avec son toroïde (entre les deux premiers détecteurs à muons). Une vue d'ensemble du détecteur est donnée figure 2.2. Cette section décrit chacun de ces sous-détecteurs.

2.2.1 Système de coordonnées et variables utilisées

Le système de coordonnées de DØ est le repère direct. Il est choisi tel que :

- z est l'axe dans le sens du faisceaux de protons
- x est l'axe horizontal dirigé vers l'extérieur du TeVatron

On définit également :

- l'angle azimutal ϕ , dans le plan xOy . $\phi=0$ correspond à l'axe x
- l'angle polaire θ par rapport à la direction z . $\theta=0$ correspond à l'axe z

Toutefois, on utilise à la place de l'angle polaire une autre variable, la pseudorapidité η :

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

Elle approxime, à la limite $m \ll P$ (m est la masse de la particule et P son impulsion), la rapidité r qui est un invariant de Lorentz :

$$r = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + P_z}{E - P_z}\right)$$

On distinguera η_{phys} la pseudo-rapidité définie par rapport au vertex pour origine et η_{det} , la pseudo-rapidité définie par rapport au centre du détecteur 0,0,0.

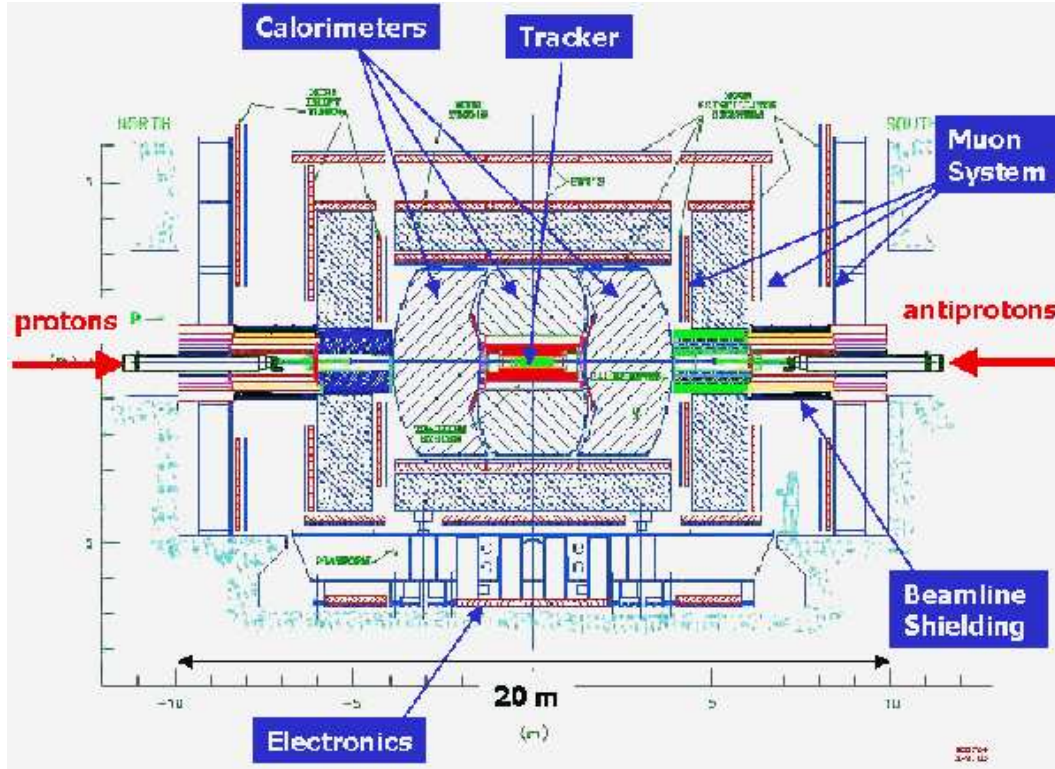


FIG. 2.2 – Coupe du détecteur de DØ

Lors de chaque interaction proton-antiproton, beaucoup de particules se propagent vers l'avant ou vers l'arrière, c'est-à-dire à grandes valeurs de $|\eta_{det}|$, rendant une mesure de l'énergie longitudinale impossible. C'est pourquoi l'on parlera non pas de l'énergie totale, mais de l'énergie transverse totale.

Ceci conduit à une autre notion, celle d'énergie transverse manquante (notée \cancel{E}_t). Lorsqu'une particule ne peut interagir suffisamment avec la matière du détecteur (comme le neutrino par exemple), on ne peut mesurer son énergie. Si on appelle \vec{E}_t son impulsion transverse et $\sum \vec{E}_t$ la somme des énergies transverses vectorielles de tous les objets, on a en théorie $\vec{E}_t + \sum \vec{E}_t = \vec{0}$ par conservation de l'impulsion (car les protons et antiprotons incidents n'ont pas d'impulsion transverse).

2.2.2 Le système de détection de traces

Le système de détection de traces est composé d'un détecteur de vertex au silicium (SMT *Silicon Microstrip Tracker*) ainsi que d'un détecteur à fibres scintillantes (CFT *Central Fiber Tracker*). Ils sont tous deux placés dans un champ magnétique de 2 Tesla (Solénoïde). La reconstruction de la trace des particules chargées permet ainsi de

déterminer leur courbure (dûe au champ magnétique) et ainsi leur impulsion. En outre, ce système permet de déterminer les vertex primaires et secondaires.

2.2.2.1 Le détecteur de vertex SMT

Ce détecteur [25] est basé sur la technologie des semi-conducteurs en Silicium : lorsqu'une particule chargée traverse un de ces détecteurs, une ionisation se produit due à la création de paires électrons-trous. Ces derniers offrent une excellente résolution spatiale. A partir de différents points avec une résolution spatiale donnée, les traces peuvent alors être reconstruites. C'est à partir de la reconstruction des différentes traces que la position du vertex d'interaction est estimée.

Le SMT est composé de six sous-systèmes cylindriques et de disques permettant une couverture angulaire jusqu'à $|\eta| \simeq 3$ (voir figure 2.3). Les six sous-systèmes cylindriques

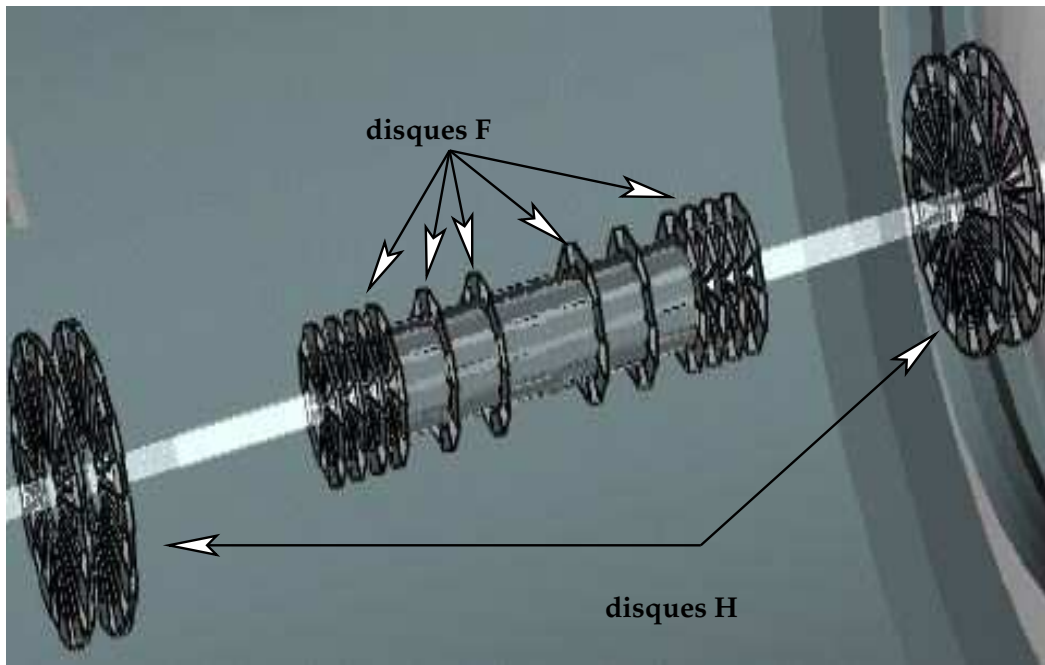


FIG. 2.3 – Vue du SMT en trois dimensions

ont chacun une longueur de 12 cm et sont centrés sur l'axe z . A l'extrémité de chaque cylindre est placé un disque (sauf en $z=0$) appelé disque F, dont le rayon intérieur est de 2.7 cm et le rayon extérieur de 10.5 cm. Ces disques sont constitués de 12 secteurs chacun équipé de détecteurs double face. De chaque côté de ce système sont placés trois autres disques F. Cet ensemble permet de reconstruire les traces et les vertex des événements centraux ($|\eta| < 1.5$). Deux disques H de chaque côté permettent d'étendre la couverture angulaire à $|\eta| < 3$. Leur rayon intérieur est de 9.5 cm et leur rayon extérieur de 26

cm. Chaque cylindre est constitué de quatre couches concentriques (figure 2.4). Elles sont

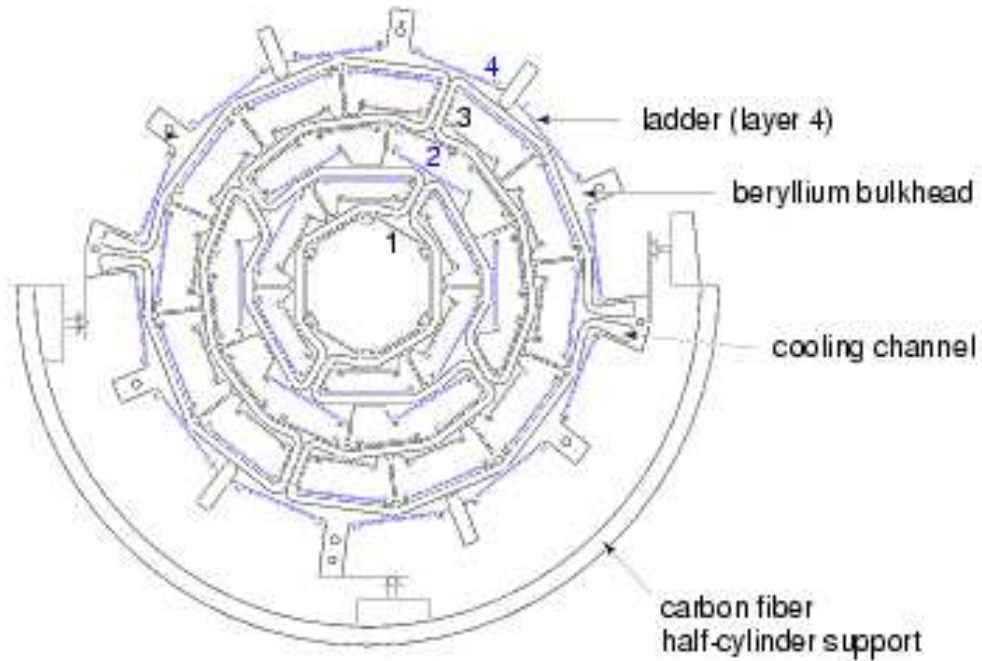


FIG. 2.4 – Vue en coupe d’un sous-système cylindrique du SMT

constituées de micropistes de silicium de pas de $50 \mu\text{m}$. On distingue les quatre cylindres internes des deux autres par les caractéristiques de leur feuille de silicium résumées dans le tableau 2.2.

Couche	simple ou double face	angle stéréo	pas des pistes(μm)
1 et 3 des cylindres externes	simple	0	50
1 et 3 des cylindres internes	double	90^0	50/150
2 et 4	double	$\pm 2^0$	50/60
disques F	double	$\pm 15^0$	50/60
disques H	simple	$\pm 7.5^0$	50/60

TAB. 2.2 – Caractéristiques des feuilles de Silicium du SMT

Pour une description technique plus détaillée, on pourra se référer à [26, 27].

La résolution spatiale, très importante pour une bonne précision sur l’impulsion et pour la reconstruction du vertex, atteint $10 \mu\text{m}$ dans le plan (r, ϕ) et $40 \mu\text{m}$ dans le plan z .

2.2.2.2 Le détecteur à fibres scintillantes CFT

Ce détecteur [28] situé juste après le SMT, couvre la région angulaire $|\eta| \leq 2$. Son rayon interne est de 20 cm et son rayon externe de 52 cm. Il est constitué de 8 cylindres concentriques. Chaque cylindre comporte deux couches de fibres scintillantes, l'une avec des fibres orientées suivant l'axe z et l'autre avec des fibres faisant un angle stéréo de $\pm 2^\circ$ avec cet axe. De plus, chaque couche est constituée de deux sous-couches décalées l'une par rapport à l'autre par un rayon de fibre. Le diamètre d'une fibre est de $830 \mu\text{m}$. Une fibre, lorsqu'elle est traversée par une particule chargée, émet de la lumière dans le domaine de longueur d'onde du visible (530 nm). Celle-ci va être conduite par des guides d'ondes vers les VLPC (Visible Light Photon Counter), qui vont convertir ce signal lumineux en signal électrique. Les VLPC sont opérationnels à de faibles températures (9 degrés Kelvin). Ils ont une grande rapidité de réponse et un gain élevé.

Ce détecteur aide à la reconstruction des particules chargées et fournit des candidats de trace pour le premier niveau de déclenchement. Le CFT permet d'avoir une résolution spatiale de l'ordre de $100 \mu\text{m}$ dans (r, ϕ) .

Le solénoïde (aimant supraconducteur) entoure le CFT, permettant de courber les trajectoires des particules chargées et ainsi de mesurer leur impulsion. Le solénoïde et son cryostat représentent 1 longueur de radiation X_0 (X_0 est une unité de longueur définie comme la distance moyenne au bout de laquelle l'électron a perdu $1-1/e$ (63 %) dans le matériau traversé). La résolution sur l'impulsion obtenue avec l'ensemble du système de traces (SMT + CFT) [29] est :

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = \sqrt{0.0015^2 + (0.0014 p_T)^2}$$

2.2.3 Les détecteurs de pieds de gerbe

Il y a deux détecteurs de pieds de gerbe, le CPS (*Central Preshower*), qui couvre la région angulaire $|\eta| < 1.3$ et le FPS (*Forward Preshower*) qui couvre $1.4 \leq |\eta| \leq 2.5$. Ils ont pour rôle d'aider à l'identification de l'électron, au niveau du déclenchement et de la reconstruction. Ils permettent également de corriger l'énergie perdue par une particule électromagnétique dans le solénoïde. Ils sont composés tous deux d'une superposition de fibres scintillantes disposés de manière triangulaire et de couches de plomb. Comme pour le CFT, le signal est produit par des VLPC. La résolution en position obtenue est de $600 \mu\text{m}$ pour un muon et 1.4 mm pour un électron.

Le CPS :

Ce détecteur central [30] est situé entre le solénoïde et le calorimètre central (représenté figure 2.5). Il est constitué de trois couches cylindriques de pistes de scintillateurs (superposées en formes de triangles dans le plan (r, ϕ)). Pour la couche la plus proche de l'axe

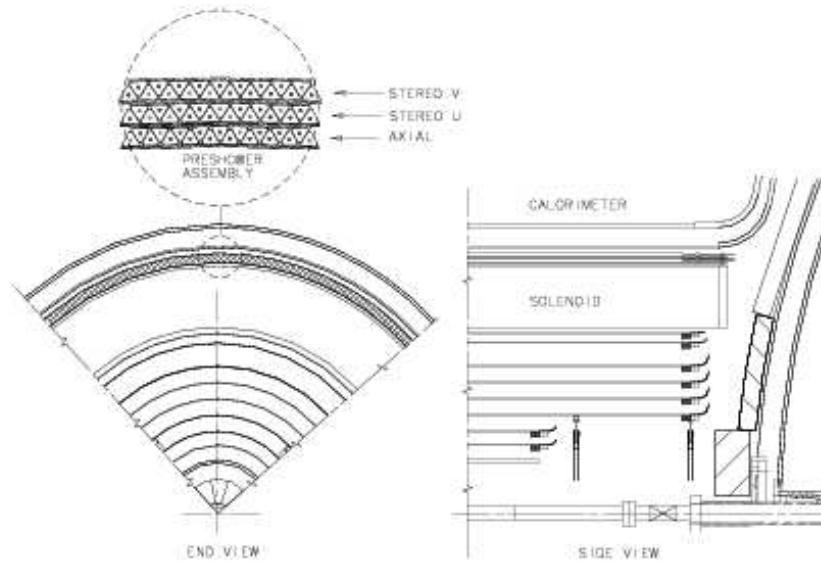


FIG. 2.5 – Vue du détecteur de pied de gerbe central

du faisceau, les pistes lui sont parallèles, et pour les deux autres couches, elles font un angle de $\pm 23^\circ$ avec l'axe. Un absorbeur en plomb d'une longueur de radiation sépare le solénoïde et le CPS (le solénoïde a lui même une épaisseur équivalente à une longueur de radiation X_0). La géométrie des couches (qui permet d'éviter les zones mortes) permet d'obtenir une bonne résolution en position .

Les FPS :

Deux détecteurs FPS [31] sont placés sur les parties internes des deux bouchons calorimétriques (figure 2.6). Il s'agit de la même technologie que pour le CPS. Chacun d'eux est séparé longitudinalement en deux couches de pistes, une couche d'absorbeur en plomb (de deux longueurs de radiation cette fois car les particules émises à l'avant ne traversent pas le solénoïde), et encore deux couches de scintillateurs. Les FPS permettront (le hardware du FPS vient juste d'être finalisé et la reconstruction des données de ce détecteur est encore à ses débuts) de séparer les particules chargées des particules neutres. En effet, il y a peu de matière avant la première couche, donc peu de particules ont développé une gerbe. Etant donné que les fibres scintillantes ne réagissent que lorsqu'elles sont traversées par des particules chargées, on peut avoir une bonne séparation e^\pm/γ .

Ces deux détecteurs (CPS et FPS) permettent en deux longueurs de radiation (pour la partie centrale, une longueur de radiation dûe au plomb et une autre dûe au solénoïde), aux particules électromagnétiques de créer une gerbe (processus expliqué dans le paragraphe 4 du chapitre calibration) et donc de laisser un signal dans la deuxième couche de pistes. Ce détecteur aide donc à séparer les particules électromagnétiques des hadrons car ces

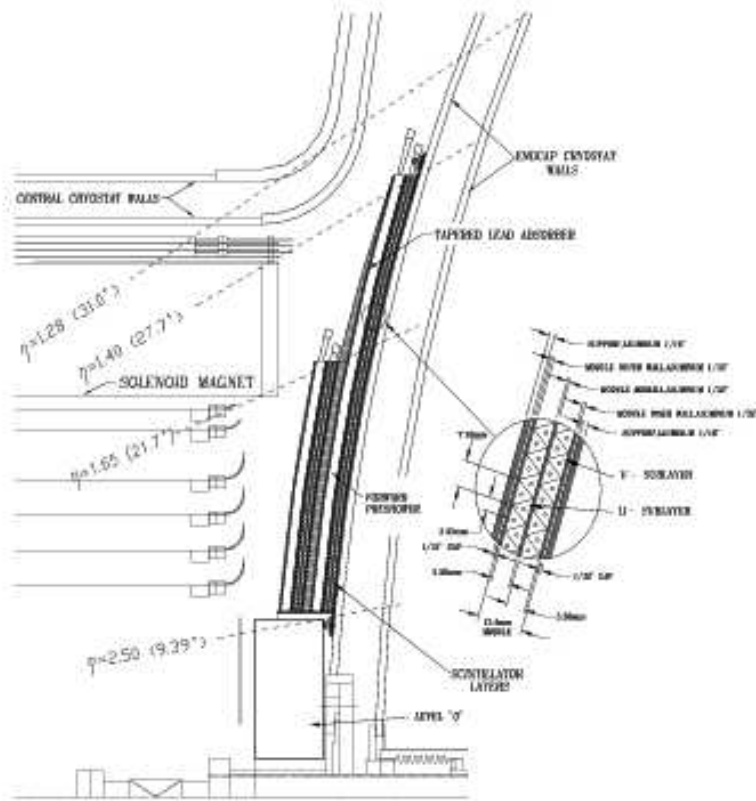


FIG. 2.6 – Vue du détecteur de pied de gerbe avant

derniers ont une longueur d'interaction bien plus grande que celle correspondante à deux longueurs de radiation.

Ainsi, les détecteurs de pieds de gerbe sont complémentaires au détecteur de traces mais aussi au calorimètre. De plus, leur rapidité de réponse sur la mesure de l'énergie et de la position leur permet d'améliorer le déclenchement au niveau 1.

2.2.4 Le système calorimétrique

Une vue d'ensemble du système calorimétrique est donnée figure 2.7. Le calorimètre de $D\emptyset$ [32] est un calorimètre à échantillonnage, c'est-à-dire qu'il est constitué d'une succession de couches d'absorbants (milieu passif) et d'argon liquide comme milieu actif. Le choix de l'argon liquide tient essentiellement au fait de sa bonne stabilité temporelle, de sa bonne résistance aux radiations et de sa relative facilité de calibration électronique due à une bonne uniformité du signal. Son emploi nécessite l'utilisation de systèmes cryogéniques. Chaque cellule de calorimètre (voir figure 2.8) consiste en une couche d'absorbant qui joue le rôle d'anode, étant reliée à la masse, et d'une carte de lecture qui sert de ca-

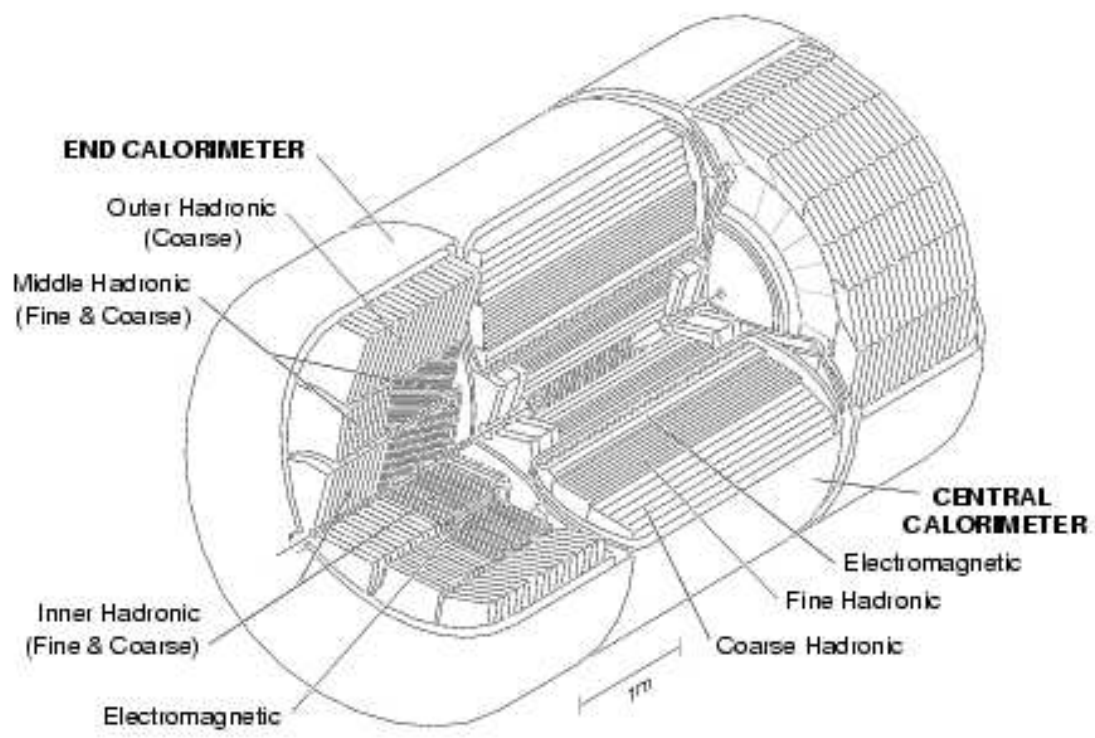


FIG. 2.7 – calorimètre de $D\emptyset$

thode. Celle ci est placée à 2.3 mm de la cathode. Le tout se trouve dans l'argon liquide. Le développement de la gerbe a lieu dans l'absorbeur tandis qu'un champ électrique est

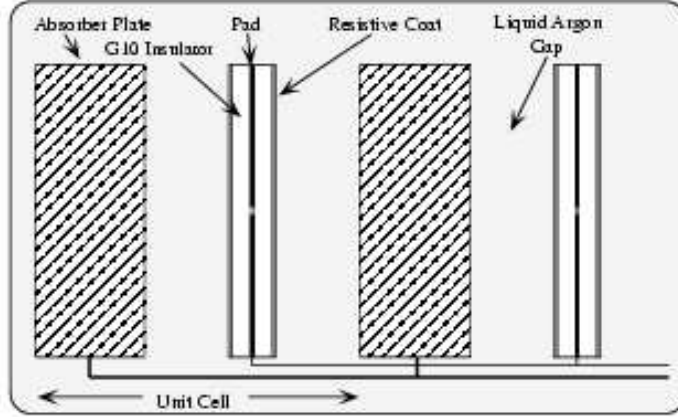


FIG. 2.8 – Une cellule du calorimètre

appliqué entre les deux électrodes afin de faire dériver les électrons d'ionisation dans l'argon liquide vers la carte de lecture. On ne mesure ainsi que l'énergie des particules déposée dans le milieu actif. On définit la fraction d'échantillonnage comme le rapport de l'énergie déposée dans le milieu actif avec l'énergie perdue dans l'ensemble de la cellule. La résolution du calorimètre en dépendra.

Les cellules sont réparties selon une géométrie projective (c'est-à-dire que leur centre pointe vers le vertex d'interaction, voir figure 2.9). Le calorimètre est constitué de trois modules distincts : le calorimètre central qui couvre la région $|\eta| \leq 1.1$ et les calorimètres avant et arrière qui l'étendent jusqu'à $|\eta| < 4$.

Différentes particules interagissent soit par interaction électromagnétique, soit par interaction forte. On parle alors respectivement de gerbe électromagnétique (caractérisée par la longueur de radiation X_0) et de gerbe hadronique (caractérisée par la longueur d'interaction λ , qui est le libre parcours moyen entre deux interactions nucléaires inélastiques). Chaque module est donc séparé en deux parties : la partie électromagnétique (section intérieure), et la partie hadronique (section extérieure). De plus, on distingue deux sections dans cette dernière partie : une section hadronique fine (*Fine Hadronic*, les particules électromagnétiques y déposent aussi de l'énergie en fin de gerbe) et une section hadronique plus grossière (*Coarse Hadronic*), qui recueille les fins de gerbes hadroniques. Le matériau utilisé pour jouer le rôle d'absorbeur dans les cellules dépend du type de calorimètre.

Les caractéristiques de chaque partie sont résumées dans le tableau 2.3 [33].

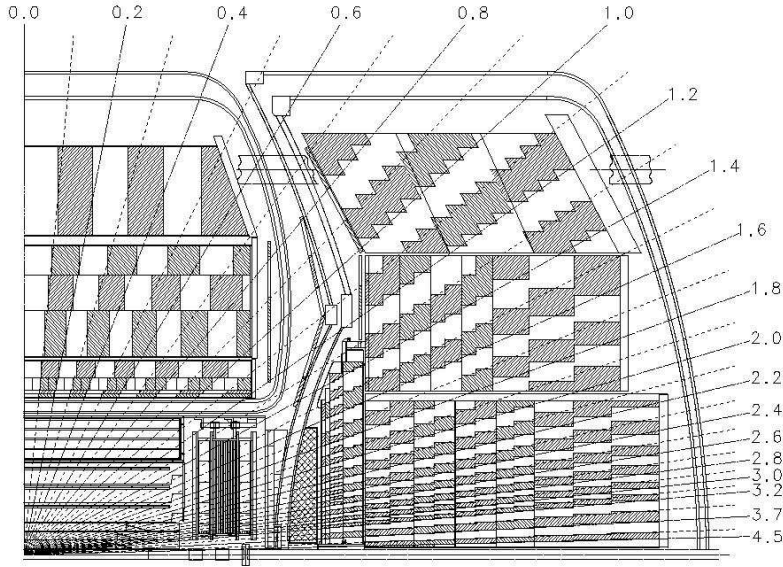


FIG. 2.9 – vue en coupe projective

2.2.4.1 Le calorimètre central

Les absorbeurs de la partie électromagnétique et de la partie hadronique fine sont faits d'Uranium tandis que ceux de la partie hadronique grossière sont en Cuivre. Leur épaisseur est de 3mm pour la partie électromagnétique, 6mm pour la partie hadronique fine et de 46.5 mm pour la partie hadronique dite grossière. Le calorimètre central est segmenté en 32 sous modules azimutaux pour la partie électromagnétique et en 16 modules pour la partie hadronique. La zone non instrumentée entre chaque module constitue une zone morte (cracks). Leur effet sur la perte d'efficacité du détecteur n'est clairement visible que pour les électrons et les photons, donc pour la partie électromagnétique, car ces derniers ont une gerbe caractéristique beaucoup plus compacte que celle des hadrons.

Cette partie électromagnétique est constituée de 4 couches concentriques (que nous appellerons EM1, EM2, EM3, EM4) avec une longueur donnée de radiations (en X_0). Sa longueur totale représente $20.6 X_0$ et 0.76λ . Ce qui permet d'une part que les particules électromagnétiques puissent déposer l'essentiel de leur énergie dans cette partie, de plus qu'il soit transparent aux hadrons. La taille d'une cellule en $\eta \times \phi$ est de 0.1×0.1 sauf pour celles de la troisième couche 0.05×0.05 , ce qui permet une meilleure séparation des candidats électromagnétiques. Cette couche était en effet, pour le runI, le niveau auquel la gerbe électromagnétique déposait le maximum d'énergie. Depuis, l'ajout des détecteurs de pieds de gerbe ainsi que du solénoïde ont déplacé ce maximum vers la deuxième couche [34].

Calorimètre central			
type	EM	FH	CH
région en η	± 1.1	± 1.1	± 0.6
Absorbeur	U	U-Nb	Cu
Epaisseur absorbeur (mm)	3	6	46.5
Nbre de couches	4	3	1
Epaisseur par couche	2.,2.,6.8,9.8 (X_0)	1.3,1.,1.9 (λ)	3.2 λ
Longueur de radiation totale (X_0)	20.6	96.	32.9
Longueur d'interaction totale(λ)	0.76	3.2	3.2
Nombre totale de cellules	10368	3000	1224
Calorimètres avant et arrière			
type	EM	FH	CH
région en η	1.4-3.7	1.6-4.5	2.0-4.5
Absorbeur	U	U-Nb	Acier
Epaisseur absorbeur (mm)	4	6	46.5
Nbre de couches	4	4	1
Epaisseur par couche	0.2,2.6,7.9,9.3 (X_0)	1.2,1.2,1.2,1.2 (λ)	3.6 λ
Longueur de radiation totale (X_0)	20.5	121.8	32.8
Longueur d'interaction totale(λ)	0.95	4.8	3.6
Nombre totale de cellules	7488 x 2	4288 x 2	3500 x 2

TAB. 2.3 – caractéristiques de chaque partie du calorimètre

La partie fine hadronique est constituée de 3 couches et la partie coarse hadronique, d'une seule couche. Leur longueur d'absorbition totale est de 3.2 λ pour chacune des parties. La granularité des cellules y est partout la même de 0.1 \times 0.1.

2.2.4.2 Les calorimètres avant/arrière

Il n'y a pratiquement pas de cracks pour ces modules car ils sont formés d'une superposition de cylindres concentriques. Les absorbeurs des parties électromagnétiques et hadronique fine sont, tout comme pour le central, en Uranium. La partie hadronique grossière est en Acier. Leur épaisseur pour la partie électromagnétique est de 4mm et reste inchangée pour les autres parties. Le nombre de couches reste le même pour les parties électromagnétique et hadronique grossière. Pour la partie hadronique fine, son nombre est de 4 couches. La longueur totale pour la partie électromagnétique représente 20.5 X_0 et 0.95 λ . Les parties hadroniques fines et grossière représentent respectivement 4.8 λ et 3.6 λ . La granularité des cellules est la même que pour la partie centrale, exception faite pour la troisième couche qui redevient de granularité 0.1 \times 0.1 pour $|\eta| > 2.6$.

2.2.4.3 Intercryostats et détecteurs sans absorbeurs

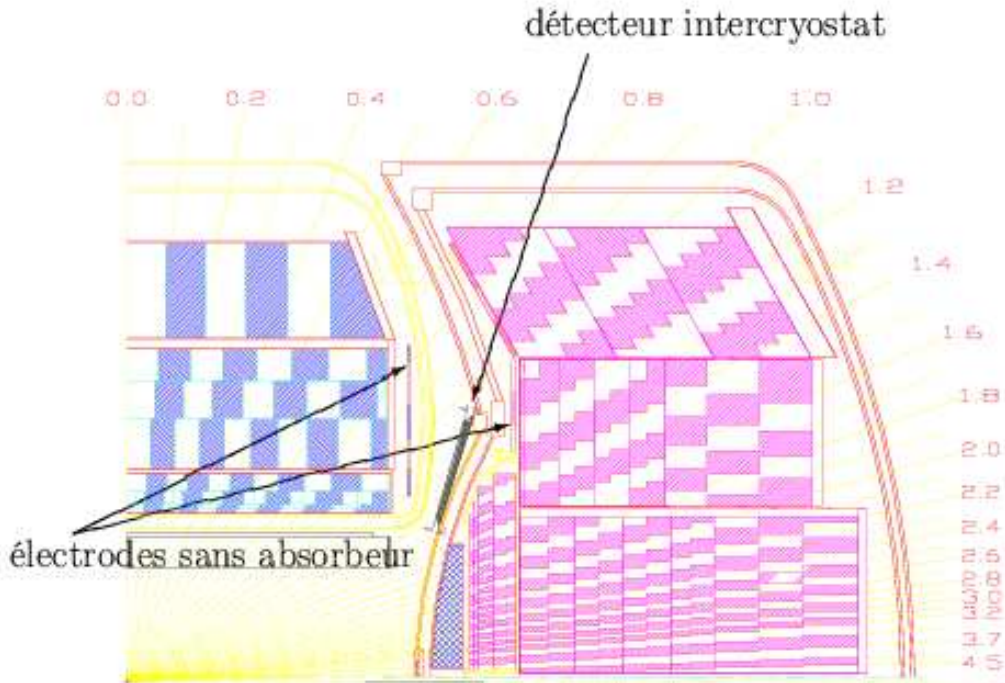


FIG. 2.10 – vue en coupe de la position des détecteurs sans absorbeurs et des intercristats

Etant donné que la région $0.8 < |\eta| < 1.4$ contient beaucoup de matériaux morts (cables, parois des cryostats), des détecteurs intercristats [35] et des détecteurs sans absorbeurs ("massless gap") y ont été installés. Ils jouent un rôle important pour améliorer la résolution en énergie du calorimètre ainsi que la mesure de l'énergie manquante. Ils permettent en effet de savoir si il y eu dépôt d'énergie ou non dans cette région. Les détecteurs sans absorbeurs sont des cellules placées entre les modules et sur les parois de cryostats dans l'argon liquide. Dans ce cas, ce sont les parois qui jouent le rôle d'absorbeur. Les détecteurs intercristats sont composés d'une seule couche de scintillateurs comme élément actif.

2.2.4.4 Compensation du calorimètre

Les gerbes hadroniques sont beaucoup plus compliquées que les gerbes électromagnétiques. Une exemple de développement de gerbe est donnée figure 2.11. En effet, lorsqu'un hadron pénètre dans la matière, il va interagir après un plus ou moins long parcours avec un noyau produisant principalement des mésons (π , K...) et transférant une partie de son énergie au noyau sous forme d'énergie d'excitation et de recul du noyau. L'énergie d'excitation donne lieu ensuite à l'émission de nucléons du noyau. La conséquence de ceci est donc qu'une

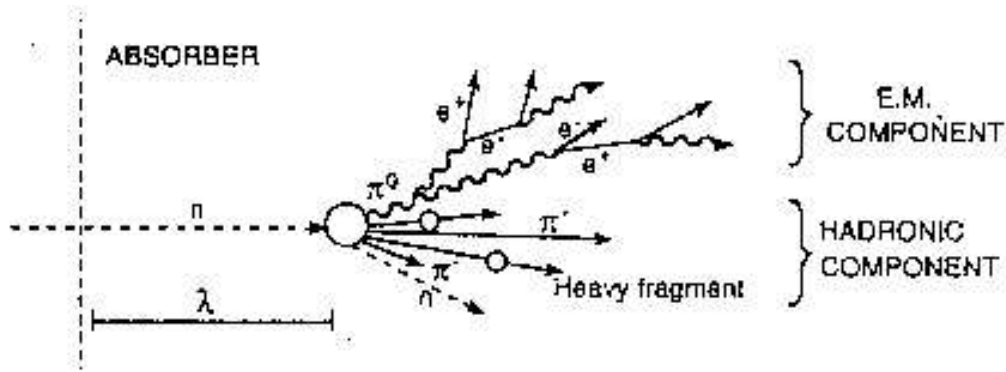


FIG. 2.11 – développement d'une gerbe hadronique

fraction (qui peut aller jusqu'à 40%) de l'énergie déposée n'est pas détectable. Compte tenu de cette énergie non mesurable, la réponse électromagnétique (e) et la réponse hadronique (h) sont différentes ($e/h > 1$). On dit que l'on a un calorimètre compensé lorsque $e = h$. Le calorimètre de $DØ$ utilise pour absorbant de l'Uranium appauvri afin d'augmenter ce rapport (les processus de fissions produisent des photons et des neutrons, et lorsqu'un neutron est absorbé par un noyau d'Uranium, il va émettre des photons, donc l'énergie libérée dans la fission de l'uranium compense l'énergie transmise au noyau). Sur $DØ$, ce rapport e/h a été mesuré à 1.05 pour des énergies supérieures à 30 GeV.

2.2.4.5 Performances du calorimètre

Les principaux critères pour la mesure de l'énergie sont la linéarité de la réponse électronique et la résolution. Les effets de non linéarité sont souvent dûs à des effets de chaîne électronique et peuvent à priori être corrigés. La résolution est communément paramétrisée par la somme quadratique suivante pour l'énergie E (en GeV) :

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

a est le terme stochastique (résolution intrinsèque), b le terme de bruit, et c un terme constant.

Le terme a est donné par la fluctuation statistique de la fraction d'échantillonnage, définie plus haut. Il dépend donc du matériau utilisé pour les absorbeurs et également de leur épaisseur. Plus celle ci sera importante, moins le nombre d'électrons contribuant au signal sera grand et donc l'incertitude statistique en sera plus élevée. Le terme b décrit le bruit dû à l'électronique et à l'activité radioactive de l'uranium. Il est négligeable sauf à basse énergie. Le terme constant c englobe plusieurs effets de source d'erreur dont les principaux

sont la non uniformité électronique, la non uniformité mécanique (variation de l'épaisseur des absorbeurs en fonction de la position dans le calorimètre).

Pour la partie électromagnétique,

les valeurs pour le runII pour le CC(calorimètre central) sont estimées à :

$$\begin{aligned} a &= 0.20 \text{ (GeV}^{\frac{1}{2}}\text{)} \\ b &= 0.13 \text{ GeV} \\ c &= 0.04 \end{aligned}$$

Pour le runI, ces valeurs étaient, sans le solénoïde ni les détecteurs de pieds de gerbe et avec une autre électronique de [34] :

$$\begin{aligned} a &= 0.15 \text{ (GeV}^{\frac{1}{2}}\text{)} \\ b &= 0.14 \text{ GeV} \\ c &= 0.003 \end{aligned}$$

Pour la partie hadronique :

Dans les gerbes hadroniques, la résolution est dominée par les fluctuations sur la fraction de l'énergie emportée par les particules ionisantes. Donc, cette résolution dépendra du rapport e/h . Les valeurs données pour les jets dépendent de la région en η_{det} (tableau 2.2.4.5) :

	$ \eta < 0.5$	$0.5 < \eta < 1.0$	$1.0 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta $
a (GeV ^{1/2})	0.986 ± 0.042	0.928 ± 0.063	$0. \pm 3.3$	$0. \pm 2.2$
b (GeV)	$0. \pm 2.$	$0. \pm 2.9$	8.9 ± 1.2	4.57 ± 0.39
c	0.04 ± 0.01	0.089 ± 0.007	0.14 ± 0.01	0.082 ± 0.007

TAB. 2.4 – valeurs des différents termes de résolutions en énergie au RunII pour le calorimètre hadronique en fonction de la région du détecteur.

2.2.5 Le système à muons

Du fait de leur grande masse, les muons perdent très peu de leur énergie par rayonnement bremsstrahlung (qui est inversement proportionnel à la masse au carré), mais essentiellement par ionisation. C'est pourquoi leur détection a lieu à l'extérieur du calorimètre.

Le système à muons est composé d'une partie centrale , de deux bouchons et d'un aimant toroidale non supraconducteur. Une représentation schématique est donnée 2.12 [33].

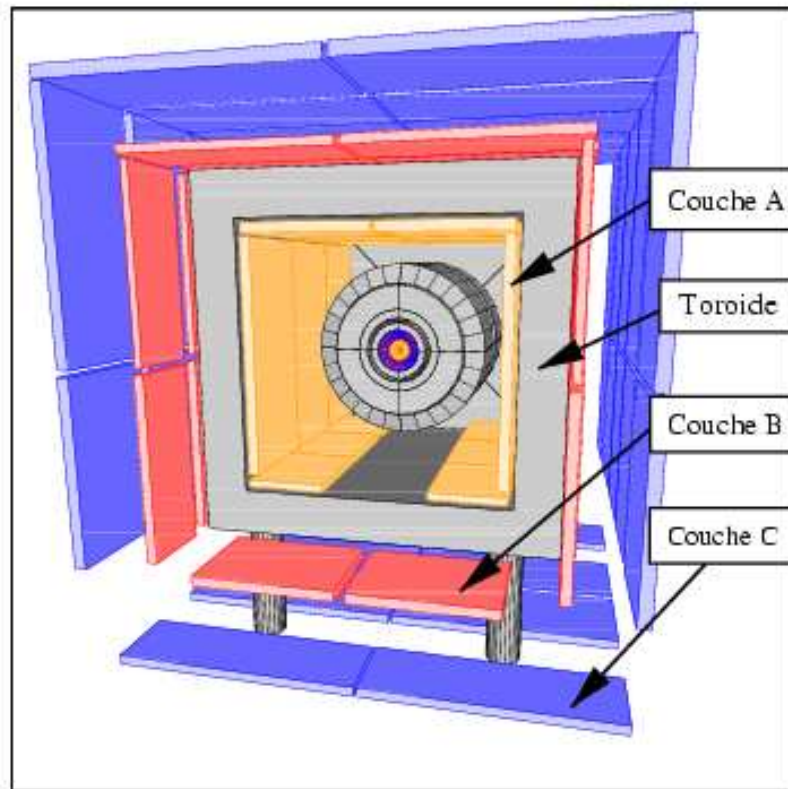


FIG. 2.12 – Vue schématique du système à muons

La partie centrale (dite *WAMUS*) couvre l'acceptance $|\eta_{det}| < 1$. Elle est constituée de trois couches de chambre à dérive (PDT *Proportional Drift Tubes*). La première couche (A) est située avant l'aimant toroidal central, et les deux autres (B et C) après. Dans ces PDT sont mesurés, pour chaque impact de particule, le temps de dérive des électrons (produits dans le gaz des chambres), la différence de temps d'arrivée des électrons entre deux fils voisins et la charge totale déposée. Le temps de dérive des charges dans le PDT est de l'ordre de 500 ns (à comparer au temps entre deux croisements de paquets qui est de 396 ns). À l'extérieur de la couche C se trouvent des scintillateurs permettant de faire des coïncidences en temps entre l'interaction et le signal PDT rejetant ainsi du bruit de fond cosmique. La présence de points d'impacts avant et après le toroïde permet d'avoir une mesure de la courbure et donc de l'impulsion des muons. La résolution obtenue sur la position est de $375 \mu\text{m}$ et celle obtenue sur l'impulsion est de l'ordre de 30 % pour des muons de p_T de 100 GeV [36] (par association avec les traces reconstruites par le système de traces, la résolution peut atteindre 15%). Entre le calorimètre et la couche A sont également installés des scintillateurs aidant au déclenchement (car leur réponse est très rapide).

Les parties avant et arrière (dites *FAMUS*) sont organisées de la même façon mais constituées de mini chambres à dérive (MDT *Mini Drift Tubes*). Elles couvrent l'acceptance : $1. < |\eta_{det}| < 2$. Les MDT ont un temps de dérive des électrons plus court (de l'ordre de 60 ns) et sont donc utilisés pour le déclenchement. Leur résolution en position est inférieure au mm, et la résolution en impulsion est de l'ordre de 20% [36]. Afin de réduire encore le bruit de fond (résidus d'interaction des débris de protons, d'antiprotons dans le calorimètre), des blindages de fer, de polyéthylène et de plomb ont été installés autour du tube faisceau.

2.2.6 Le système de déclenchement de $D\bar{0}$

Étant donné le très grand nombre de croisements par seconde ainsi que l'importance de la section efficace $p\bar{p} \rightarrow X$ ($\simeq 75\text{mb}$) [29], toute interaction ne peut être mesurée. C'est pourquoi il existe un système de filtrage des données. Celui-ci doit être capable de sélectionner des événements de physique intéressants et ceci avec rapidité. Le système de déclenchement de $D\bar{0}$ [37] se fait sur trois niveaux (schéma 2.13) :

- Le niveau 1 a un temps de décision très court, de $4.2 \mu\text{s}$. Il utilise des coupures simples pour chaque sous-détecteur (CFT, CPS, FPS, le calorimètre et le système à muons) comme un seuil en énergie sur des tours de déclenchement (de 0.2×0.2 en $\eta \times \phi$), impulsion de la trace... Il existe aussi quelques coupures globales comme sur l'énergie transverse manquante ou l'énergie transverse totale. Sa fréquence maximale en sortie est 10 kHz, mais elle est actuellement de 1.2 kHz due à des temps mort électroniques lors du transfert des données.

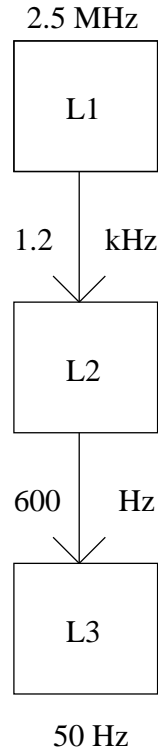


FIG. 2.13 – Le système de déclenchement de $D\emptyset$

- Le niveau 2 permet de réduire d'un facteur 10 le taux de données (on devrait passer de 10KHz à 1kHz, actuellement, il est de 0.6kHz). Son temps de prise de décision est inférieure à $100 \mu s$. A ce niveau, le SMT est également pris en compte et les différentes informations des sous détecteurs sont corrélées (informations dépôts d'énergie et trace reconstruite par exemple) permettant de déclencher sur des pré-objets physiques (électron, photon, jet et muon).
- le niveau 3 utilise des algorithmes simples de reconstruction des événements étant donné son temps de décision de 50 ms. Il réduit encore d'un facteur 12 le taux de données permettant ainsi d'enregistrer un taux de 50 Hz.

Les événements ayant passé avec succès ces critères sont enregistrés et puis reconstruits avec des algorithmes plus sophistiqués.

2.2.7 Mesure de la luminosité

La luminosité reçue et utilisée pour les analyses sur $D\emptyset$ est mesurée grâce à des luminomètres disposés sur chaque partie avant et arrière du calorimètre [38]. Ils couvrent

l'acceptance $2.7 < |\eta| < 4.4$. Ce sont des systèmes de scintillateurs et de photomultiplificateurs. Lorsqu'une interaction se produit, les débris de protons et d'antiprotons vont les traverser. L'efficacité et l'acceptance de ces systèmes ont été déterminées pour le runII [39] :

$$Efficacite = 90.9 \pm 1.8\% \quad (2.1)$$

$$Acceptance = 83.4 \pm 3.7\% \quad (2.2)$$

La valeur de la section efficace des processus inélastiques (sans pondération de l'efficacité ni de l'acceptance des luminomètres) est estimée à 60.7 ± 2.4 mb (il s'agit en fait d'une valeur moyenne des valeurs déterminées par différentes expériences situées sur le Tevatron). Ces erreurs contribuent pour l'essentiel à l'erreur sur la luminosité qui est de 6.5%. La figure 2.14 rend compte de l'évolution de la luminosité sur le Tevatron.

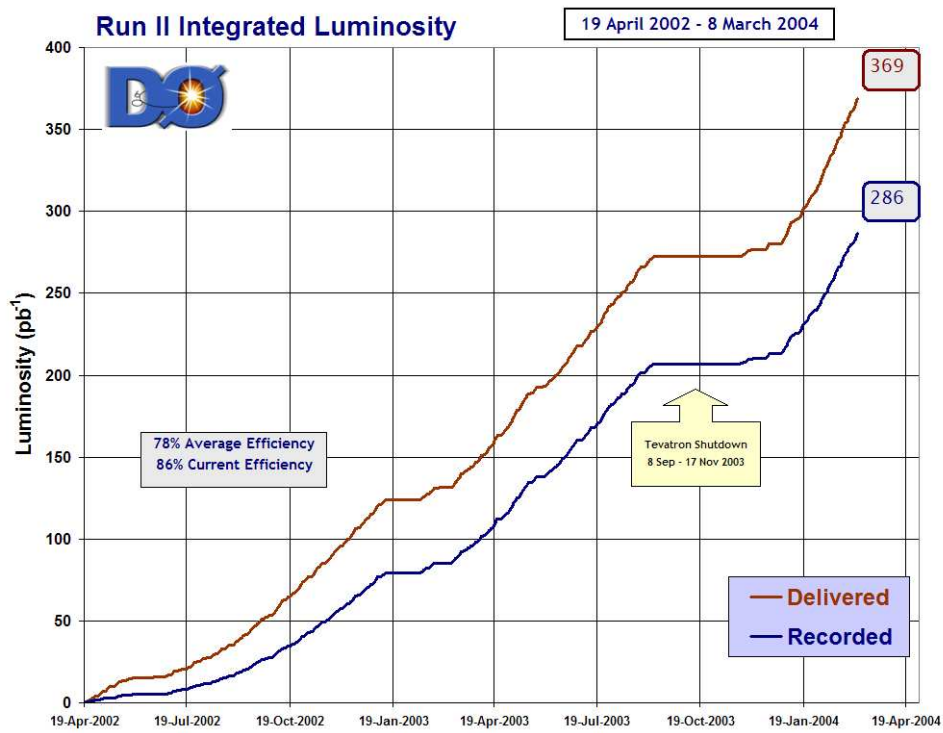


FIG. 2.14 – Evolution de la luminosité intégrée délivrée par le Tevatron et celle enregistrée par l'expérience $D\theta$. la courbe représentant la luminosité délivrée est au-dessus de celle représentant la luminosité enregistrée.

2.2.8 La simulation du détecteur

Les événements Monte-Carlo utilisés seront générés soit par PYTHIA [40] soit par ALPGEN [41]. La simulation du détecteur de $D\theta$ est ensuite effectuée par un programme

DOGSTAR utilisant le programme de simulation GEANT3. Il s'agit d'une simulation détaillée dans laquelle le calorimètre est décrit comme une succession de plaques d'absorbeurs et de couches d'argon liquide.

La simulation se termine à partir d'un autre programme, DOSIM, qui a plusieurs fonctions :

- à chaque événement est ajouté une moyenne (par distribution de Poisson) de 0.8 événements de biais minimum.
- ajoute du bruit du calorimètre (Uranium et électronique).
- les bruits et inefficacités du CFT et SMT

Les événements sont ensuite reconstruits dans le même format que les données issues du système de déclenchement.

Chapitre 3

Les objets physiques utilisés

Dans ce chapitre est donnée une description des divers objets physiques utilisés dans nos analyses. Pour notre analyse, nous aurons également besoin de connaître l'efficacité des différentes coupures utilisées. Aussi, ce chapitre comprend une étude que j'ai effectué sur l'efficacité de ces coupures pour les électrons et les résultats obtenus par la collaboration $D\emptyset$ pour les jets.

3.1 Les électrons

3.1.1 Reconstruction et identification

Au niveau de la reconstruction, on définit des *tours* comme le regroupement de cellules ayant une même direction (η, ϕ) (dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi$ de 0.1×0.1), et dont l'énergie qui y est déposée soit supérieure à un certain seuil afin de ne pas tenir compte du bruit électronique. Les objets électromagnétiques (*cluster*) sont alors reconstruits par un algorithme de cône de rayon $\mathcal{R} = \sqrt{(\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2)} = 0.2$ radians, c'est-à-dire qu'ils sont définis comme un ensemble de *tours* situées à une distance angulaire inférieure à 0.2 radians autour d'une *tour* initiale choisie en fonction de son contenu en énergie.

Plusieurs critères de sélection viennent s'ajouter à ces candidats :

- le critère d'isolation :

Pour satisfaire la condition qu'un *cluster* soit isolé par rapport à d'autres objets, on demande que l'énergie électromagnétique (énergie déposée dans les couches EM1, EM2, EM3 et EM4 définies dans le chapitre 2) contenue dans le *cluster* soit grande devant l'énergie totale déposée dans un cône de rayon 0.4 radians. On définit

$$I_{so} = \frac{E_{tot}(\mathcal{R} < 0.4) - E_{em}(\mathcal{R} < 0.2)}{E_{em}(\mathcal{R} < 0.2)}$$

et on demande $Iso < 0.15$. La distribution en isolation pour des objets électromagnétiques reconstruits dans les données est représentée figure 3.1a).

- la fraction d'énergie électromagnétique :
On demande également qu'au moins 90 % de l'énergie du *cluster* soit déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre. Sa distribution est donnée figure 3.1b).

$$f_{em} = \frac{E_{electromagnetique}}{E_{totale}} > 0.9$$

Les coordonnées d'un objet électromagnétique sont calculées à partir du barycentre des positions des cellules de la troisième couche (EM3) du calorimètre électromagnétique (il s'agit de la couche la plus finement segmentée). Les positions de ces cellules sont pondérées par le logarithme de leur énergie.

Les variables cinématiques sont calculées à partir de la position de l'objet électromagnétique et du vertex primaire.

L'étape suivante consiste à chercher un *cluster* du détecteur de pied de gerbe dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi$ autour de la direction calculée précédemment pour le candidat électron. Si un *cluster* du détecteur de pied de gerbe est trouvé dans la fenêtre, sa position est utilisée, avec celle du vertex primaire pour recalculer la direction du candidat électron.

De plus, si on peut lui associer une trace, alors c'est la direction de cette trace au vertex qui est utilisée. On peut alors attribuer un numéro conventionnel (ID) à l'objet, 11 ou -11 pour le positron ou l'électron (10 si pas de trace trouvée). Il s'agit des conventions du *Particle Data Group* [2].

On applique encore d'autres sélections pour améliorer la qualité des candidats électrons.

- la matrice H :

La forme d'une gerbe due à un électron ou à un photon est bien différente de celle d'un jet. La matrice H est une matrice de covariance qui prend en compte le développement transversal et longitudinal d'une gerbe [42]. Elle repose sur la comparaison de la quantité d'énergie déposée dans chaque couche du calorimètre électromagnétique et de l'énergie totale de la gerbe avec des distributions moyennes obtenues par Monte-Carlo . A partir de d variables, une matrice de dimension d est définie de la manière suivante :

$$M_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (x_i^n - \langle x_i \rangle)(x_j^n - \langle x_j \rangle) \quad i, j = 1 \dots d \quad (3.1)$$

où N est le nombre d'électrons (issus de Monte-Carlo), $\langle x_i \rangle$ est la moyenne de la variable x_i .

On associe alors à chaque électron une variable χ^2 définie par :

$$\chi^2 = \sum_{i,j}^d (x_i - \langle x_i \rangle) H_{ij} (x_j - \langle x_j \rangle) \quad (3.2)$$

avec $H_{ij} = M^{-1}$.

En faisant une coupure sur cette valeur, on peut séparer les gerbes électromagnétiques et hadroniques. Il existe désormais deux calculs de matrices conduisant à deux variables différentes $hmx8$ et $hmx7$. La première est basée sur une matrice à 8 dimensions s'appuyant donc sur 8 variables décrites ci-dessous :

- les fractions d'énergies dans les couches EM1, EM2, EM3 et EM4
- la taille du *cluster* dans EM3 en (r, ϕ) , ainsi qu'en z pour le CC et en r pour les bouchons
- $\log(E)$
- La position en z du vertex

On appellera la variable χ^2 calculée à partir de ces variables, $hmx8$. La condition requise pour un électron est $hmx8 < 20$.

La variable $hmx7$ est le χ^2 calculé à partir d'une matrice à 7 variables au lieu de 8 car la taille du cluster dans EM3 (suivant σ_z (CC) ou σ_r (EC)) a des distributions différentes pour le Monte-Carlo et les données et a donc été supprimée. L'intérêt de choisir $hmx7$ plutôt que $hmx8$ est que son efficacité est plus élevée (paragraphe 3.1.3). On prend pour définir l'électron $hmx7 < 12$. Ces deux variables, $hmx7$ et $hmx8$ sont représentées figure 3.1c) et 3.1d).

Cette méthode de la matrice H permet de rejeter les faux électrons, à savoir essentiellement les pions chargés (π^\pm).

- Trace associée :

Un autre critère utile est celui de pouvoir associer une trace au cluster. Les détecteurs de trace de $D\emptyset$ sont le CFT et le SMT (décrits en chapitre 2).

Lorsque les informations sur ces détecteurs sont disponibles pour les paramètres (p_T, ϕ, z) , on calcule le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \left(\frac{\Delta\phi}{\sigma_\phi}\right)^2 + \left(\frac{\Delta z}{\sigma_z}\right)^2 + \left(\frac{\frac{E_T}{P_T} - 1}{\sigma_{\left(\frac{E_T}{P_T}\right)}}\right)^2$$

$\Delta\phi$ (Δz) est la différence en position entre le point d'impact de la trace et du cluster déterminés dans la troisième couche. En fait, on utilise la variable Δz pour la partie centrale du calorimètre et la variable Δr , différence en rayon transverse, pour les parties avant et arrière, de plus, pour ces dernières parties, le terme en $\frac{E_T}{P_T}$ (rapport de l'énergie transverse de l'électron et de l'impulsion transverse de la trace) n'est pas utilisé dans le χ^2 car la résolution en impulsion transverse de la trace y est moins bonne.

σ_ϕ , σ_z , $\sigma_{\frac{E_T}{P_T}}$ sont les écarts types de ces quantités. Ces valeurs peuvent dépendre du type de trace (3D, 2D, uniquement SMT ou CFT...) mais leur ordre de grandeur est respectivement de 0.008, 0.8 et 0.20. On pourra choisir, pour les électrons du calorimètre central, d'inclure ou non le calcul du $\chi^2(\frac{E_T}{P_T})$ pour l'association de trace. Une trace est considérée comme associée au cluster électromagnétique lorsque la probabilité associée au χ^2 est supérieure à 1%. La distribution en probabilité de χ^2 est donnée figure 3.1e).

3.1.2 Correction en énergie

Les clusters électromagnétiques reconstruits sont corrigés par des coefficients de calibration d'échelle puis par des corrections géométriques. Ces corrections font l'objet du chapitre 4.

3.1.3 Etude d'efficacité des coupures

Les études ci-dessous sont effectuées à partir de données contenant des événements en $Z \rightarrow ee$. Etant donné que nous sommes intéressés pour l'analyse (voir chapitre 5) uniquement par les électrons dans le calorimètre central, nous restreignons cette étude à cette partie du calorimètre. Pour les données, on utilise un lot d'événements correspondant à une luminosité intégrée de 190 pb^{-1} . Nous utilisons le même Monte-Carlo décrit pour l'étude de calibration du chapitre 4.

3.1.3.1 Efficacité des coupures de certification avec la variable $hmx7$

Nous donnons tout d'abord la description de la méthode utilisée puis les résultats sur les données et Monte-carlo.

description de la méthode :

Pour déterminer l'efficacité pour l'ensemble des coupures de certification de l'électron, on utilise la méthode décrite dans la note [43]. A partir d'un lot d'événements avec au moins deux cluster électromagnétiques ($|id| = 10, 11$, $E_T > 25 \text{ GeV}$), on définit une coupure dite "tight" correspondant à $emf > 0.9$, $iso < 0.15$, $hmx7 < 12$ et également une trace associée (avec $\frac{E}{P}$). Les événements $Z \rightarrow e^+e^-$ sont étiquetés en demandant au moins un électron "tight". On définit aussi la coupure "pass" comme étant simplement $emf > 0.9$, $iso < 0.15$, $hmx7 < 12$. L'efficacité de cet ensemble de coupures est alors donnée par :

$$\epsilon_{cut} = \frac{2(tt) + (tp)}{2(tt) + (tp) + (tf)} \quad (3.3)$$

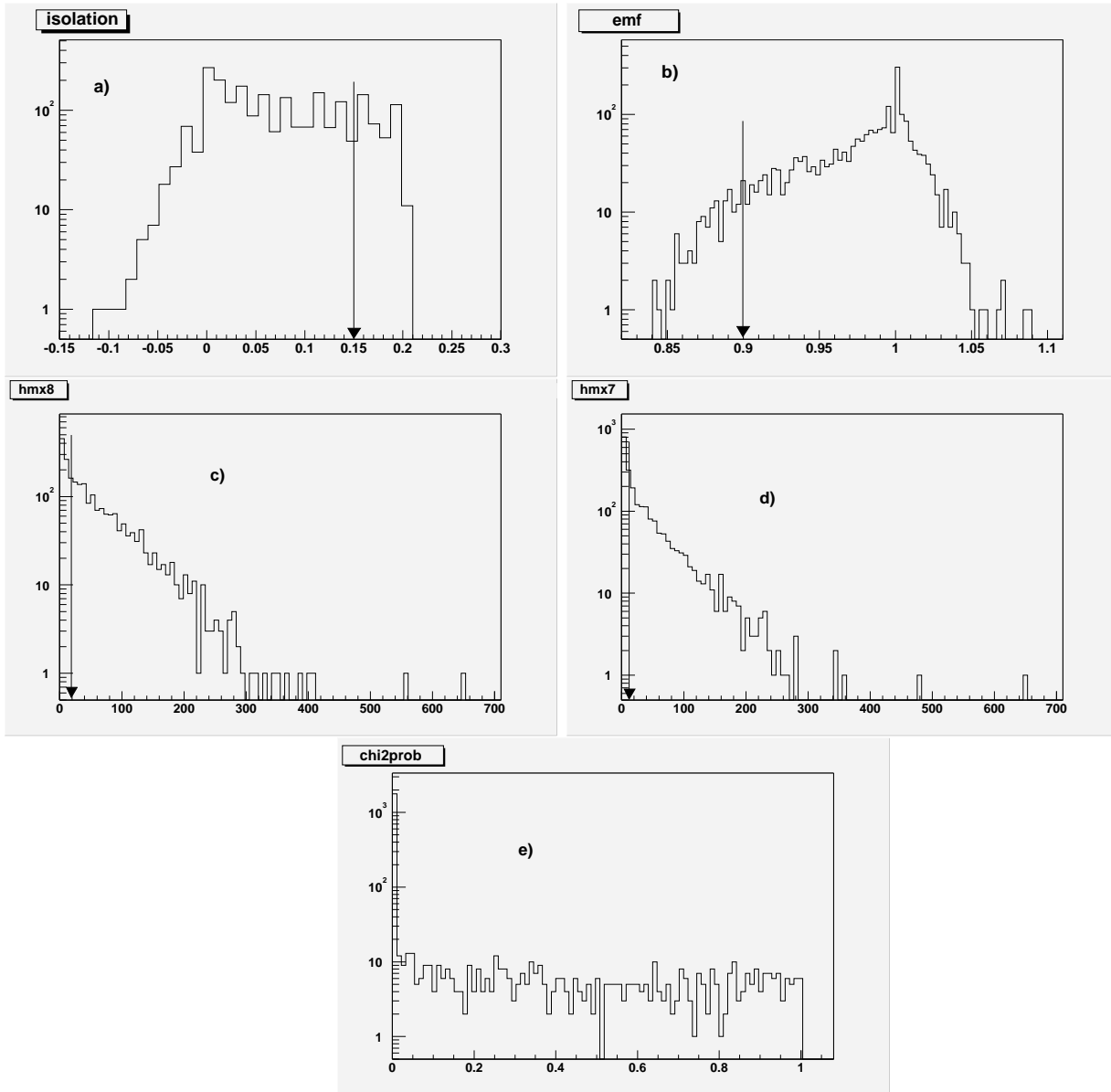


FIG. 3.1 – Distributions de l'isolation (figure a), fraction électromagnétique (figure b), des variables $hmx8$ (figure c), $hmx7$ (figure d) ainsi que la probabilité d'association de trace (figure e) pour des objets électromagnétiques reconstruits avec des données contenant des événements $Z \rightarrow e^+e^-$. La fraction électromagnétique peut être supérieure à 1 et l'isolation négative car il peut y avoir la contribution de cellules d'énergies négatives dues au bruit électronique.

avec

- tt = le nombre d'événements où les deux électrons passent la coupure "tight" ;
- tp = le nombre d'événements où un électron passe la coupure "tight" et où l'autre ne passe que la coupure "pass" ;
- tf = le nombre d'événements où un électron passe la coupure "tight" et où l'autre ne passe pas la coupure "pass".

On peut se persuader de la justesse de cette formule en définissant :

- $\epsilon_{tight} = N_{tight}/N$
- $\epsilon_{pass} = N_{pass}/N$
- $\epsilon_{fail} = N_{fail}/N = (N - N_{pass})/N = 1 - \epsilon_{pass}$
- $\epsilon_{pass-notight} = (N_{pass} - N_{tight})/N = \epsilon_{pass} - \epsilon_{tight}$ (événements qui passent la coupure "pass" mais pas la "tight")

avec N , le nombre total de clusters électromagnétiques. Ce nombre contient le nombre d'électrons N_{pass} qui passent les coupures sous études ainsi que le nombre d'électrons qui ne les passent pas, N_{fail} . Parmi les électrons passant l'ensemble de coupures sous étude, on dénombre le nombre d'électrons dits "tight" (puisque les coupures sous étude sont un sous-ensemble de "tight"). $\epsilon_{pass-notight}$ est la proportion d'événements passant l'ensemble de coupures sous étude mais pas les coupures "tight". On voit que si l'on suppose qu'il n'y a pas de corrélations entre les électrons, on a les relations suivantes :

- $\epsilon_{tt} = \epsilon_{tight}^2$
- $\epsilon_{tp} = 2\epsilon_{tight}(\epsilon_{pass} - \epsilon_{tight})$
- $\epsilon_{tf} = 2\epsilon_{tight}(1 - \epsilon_{pass})$

A partir de cela, on montre facilement que $\epsilon_{cut} = \epsilon_{pass}$.

Résultats sur les données :

Nous allons donc compter les nombres d'événements tt , tp et tf dans le pic du Z (dans une fenêtre de masse [80 GeV, 100 GeV]).

Afin de ne pas être biaisé dans le calcul d'efficacité par le bruit de fond QCD (événements où deux jets ont été reconstruits comme des objets électromagnétiques passant les coupures de certification), nous devons en retirer la contribution en événements attendus. Ce bruit de fond est déterminé à partir des données. Nous l'estimons à partir des événements contenant deux objets électromagnétiques satisfaisant tous les critères de certification, excepté sur la forme de la gerbe. Nous demandons pour ces objets $hmx7 > 25$. La forme de ce bruit de fond est alors normalisée dans les queues en masse invariante ([50 GeV, 60 GeV], [120 GeV, 140 GeV]). On néglige dans cette étude le bruit de fond dû au Drell-Yan

(Ce dernier a été déterminé [44] dans le Monte-Carlo comme ayant une contribution de $1.65 \pm 0.21\%$ dans une fenêtre de masse invariante [70 GeV,100 GeV]).

Les distributions en masse invariante pour les événements tt , tp et tf sont représentées figures 3.2 et le tableau 3.1 résume les nombres d'événements trouvés dans la fenêtre [80 GeV, 100 GeV].

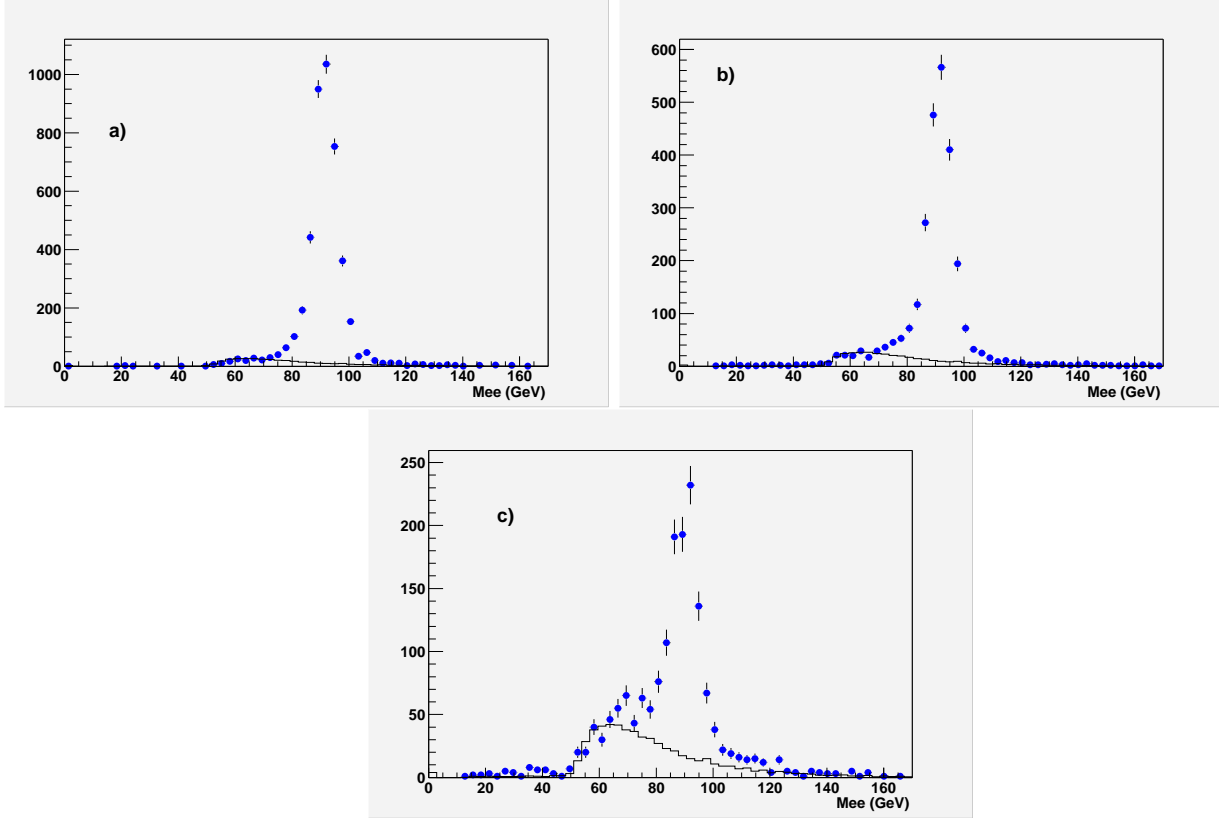


FIG. 3.2 – Distribution en masse invariante des deux objets électromagnétiques pour les événements définis comme tt (figure a), tp (figure b) puis tf (figure c). Les données apparaissent sous forme de points, le bruit de fond QCD est représenté en trait plein.

Ces résultats donnent donc, sur les données, une efficacité pour les coupures de certification de l'électron de :

$$eff_{EMID} = 91.7 \pm 0.3\% \quad (3.4)$$

L'erreur donnée ici est statistique. En refaisant cette étude avec la fenêtre en masse [84 GeV,96 GeV] plutôt que [80 GeV,100 GeV], le résultat devient

$$eff_{EMID} = 91.8 \pm 0.3\% \quad (3.5)$$

Type de coupure	Nombre d'evts	Nombre d'evts QCD	Nombre d'evts Z
tt	3876	51.7	3824.3
tp	2113	81.2	2031.8
tf	1006	128.4	877.6

TAB. 3.1 – résumé, pour les données, des nombres d'événements comptés dans le pic du Z avec le nombre de bruit de fond estimé pour chaque type de coupure.

En définitive, on détermine une erreur de systématique de 0.1 % (différence absolue entre les deux valeurs d'efficacité trouvées) sur le résultat :

$$eff_{EMID} = 91.7 \pm 0.3\%(stat) \pm 0.1\%(syst) \quad (3.6)$$

Résultats sur le Monte-Carlo :

Dans le Monte-carlo $Z \rightarrow ee$ (décrit chapitre 4) le seul bruit de fond simulé est le Drell-Yan Z/γ^* qui peut être négligé. Ainsi, il n'y aura aucune soustraction de bruit de fond pour les événements comptés dans le pic du Z ([80 GeV, 100 GeV]).

Les distributions en masse invariante pour les événements tt , tp et tf sont représentées figures 3.3 et le tableau 3.2 résume les nombres d'événements trouvés dans la fenêtre [80 GeV, 100 GeV].

Type de coupure	Nombre d'evts Z
tt	4158
tp	7850
tf	728

TAB. 3.2 – résumé des nombres d'événements comptés dans le pic du Z pour le Monte-Carlo pour chaque coupure.

Ces résultats donnent donc, sur le Monte-carlo, une efficacité pour les coupures de certification de l'électron de :

$$eff_{EMID} = 95.7 \pm 0.2\% \quad (3.7)$$

3.1.3.2 Efficacité des coupures de certification avec la variable $hmx8$

Nous donnons ici le résultat à titre indicatif sur l'efficacité des certifications avec la variable $hmx8$. Son efficacité étant plus faible qu'avec $hmx7$, nous avons plutôt choisi cette dernière. En utilisant la même méthode, on obtient pour les données une efficacité

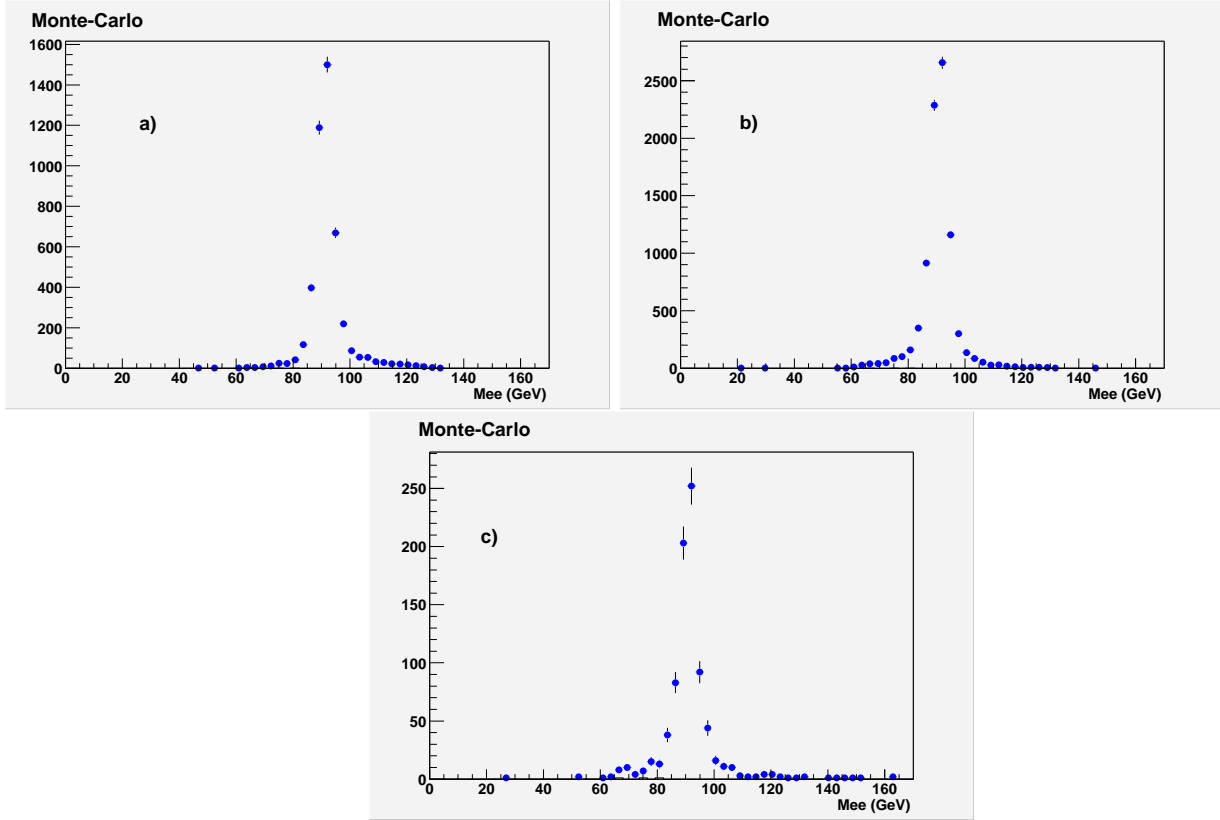


FIG. 3.3 – distributions ,pour le Monte-Carlo, de la masse invariante pour les événements définis comme tt (figure a), tp (figure b) et tf (figure c).

d'identification de :

$$eff_{EMID} = 84.8 \pm 0.4\% \quad (3.8)$$

Le détail des nombres d'événements pour cette détermination sont présentés dans le tableau 3.3.

Pour le Monte-Carlo, cette efficacité est trouvée de :

$$eff_{EMID} = 96.6 \pm 0.2\% \quad (3.9)$$

Le détail des nombres d'événements pour cette détermination sont présentés dans le tableau 3.4.

3.1.3.3 Efficacité d'association de trace

Dans notre analyse, le critère de trace matchée est appliqué uniquement sur les données, nous ne ferons donc pas l'étude de cette efficacité sur le Monte-Carlo.

Type de coupure	Nombre d'evts	Nombre d'evts QCD	Nombre d'evts Z
tt	3345	49.4	3295.6
tp	1771	74.1	1696.9
tf	1649	159	1490

TAB. 3.3 – résumé, pour les données, des nombres d'événements comptés dans le pic du Z avec le nombre de bruit de fond estimé pour chaque type de coupure (en utilisant *hmx8*).

Type de coupure	Nombre d'evts Z
tt	4284
tp	8044
tf	585

TAB. 3.4 – résumé des nombres d'événements comptés dans le pic du Z pour le Monte-Carlo pour chaque coupure (en utilisant *hmx8*).

description de la méthode :

L'efficacité de la condition qu'une trace soit associée à l'électron suivant la définition donnée en 3.1.1 est également déterminée à partir d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$. Pour cela, on détermine $N0$, $N1$ et $N2$, les nombres d'événements dans le pic du Z dont la masse invariante est comprise entre 80 et 100 GeV (soustraits du bruits de fond estimé) qui ont respectivement aucun, un seul et deux clusters électromagnétiques ayant pû être associés à une trace.

L'efficacité d'association de trace avec un cluster électromagnétique est alors donnée par :

$$\epsilon_{trk} = \frac{N1 + 2N2}{2(N0 + N1 + N2)} \quad (3.10)$$

qui est le rapport du nombre de clusters associés avec une trace avec le nombre de clusters total. Si il n'y a pas de corrélations entre les deux électrons, on peut également vérifier le résultat par le calcul suivant :

$$N2 = \epsilon_{trk}^2 \times (N0 + N1 + N2) \quad (3.11)$$

$$N1 = 2\epsilon_{trk} \times (1 - \epsilon_{trk}) \times (N0 + N1 + N2) \quad (3.12)$$

Ce qui conduit à :

$$\epsilon_{trk} = \frac{2.N2}{2.N2 + N1} \quad (3.13)$$

On procède de la même manière pour estimer le fond QCD. Les distributions en masse invariante pour les événements sans trace associée, avec une seule trace puis deux traces

sont représentées figures 3.4 et le tableau 3.5 résume les nombres d'événements trouvés dans la fenêtre [80 GeV, 100 GeV].

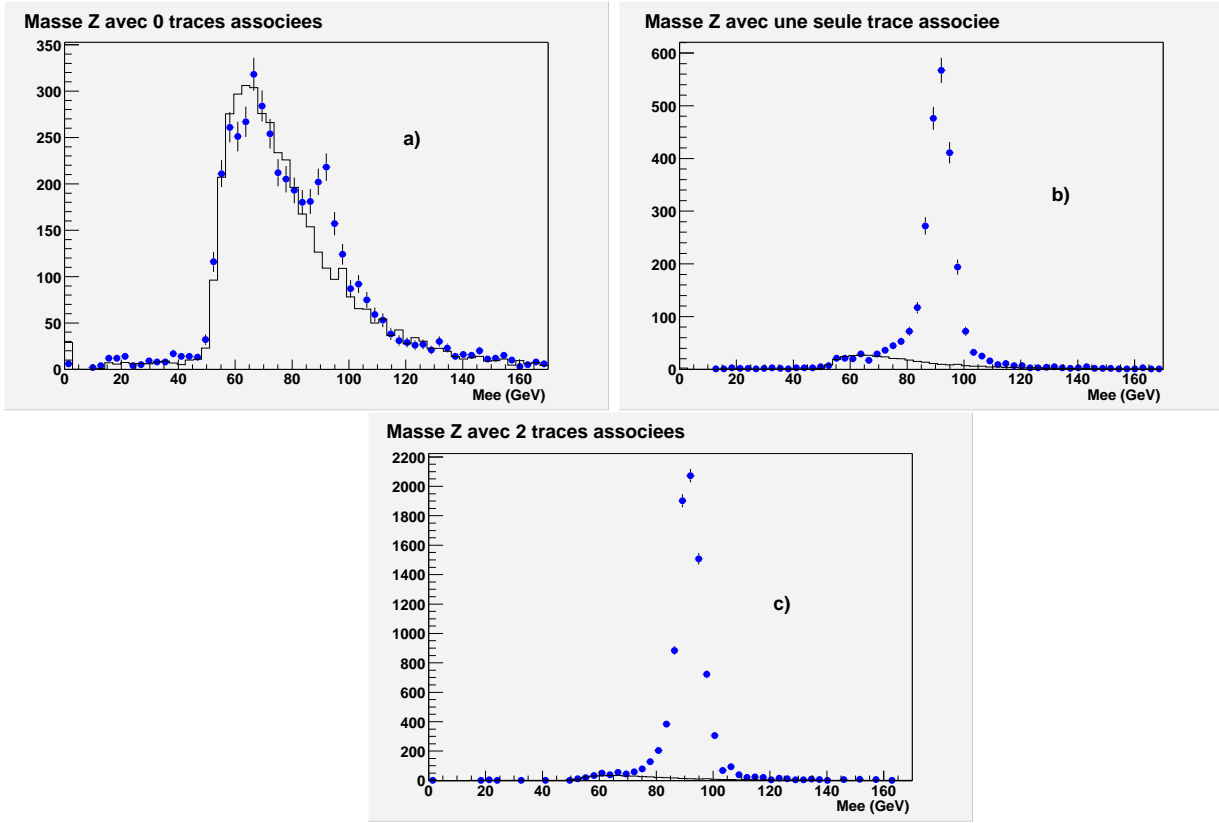


FIG. 3.4 – Distributions, pour les données, de la masse invariante pour les événements sans traces (figure a), avec une seule trace (figure b) puis deux traces associées (figure c).

Ce qui conduit à une efficacité d'association de trace de :

$$\epsilon_{trk} = 78.6 \pm 0.4\% \quad (3.14)$$

Le calcul avec la formule 3.13 donne la valeur $79 \pm 0.4\%$ qui est compatible avec ce résultat .

En recommençant également cette étude avec la fenêtre de masse [84 GeV,96 GeV], l'efficacité obtenue est de $79 \pm 0.4\%$. Finalement, on peut donner une efficacité d'association de trace de :

$$ef f_{trk} = 79. \pm 0.4\%(stat) \pm 0.4\%(syst) \quad (3.15)$$

avec 0.4 % d'erreur systématique venant de la différence absolue entre les valeurs d'efficacité trouvées avec les deux méthodes.

Type de coupure	Nombre d'evts	Nombre d'evts QCD	Nombre d'evts Z
N0	1236	936	300
N1	2115	82.7	2032.3
N2	3879	51.7	3827.3

TAB. 3.5 – résumé des nombres d'événements comptés dans le pic du Z avec le nombre de bruit de fond estimé pour chaque type de coupure.

3.2 Les jets

3.2.1 Reconstruction et identification

Cette analyse utilise des jets reconstruits à partir d'un l'algorithme de cône 0.5. Pour la reconstruction de chaque jet, l'algorithme démarre à partir d'une tour initiale d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV. Sa direction (η, ϕ) est prise en référence et chacune des tours se trouvant dans un cône $R < 0.5$ autour d'elle lui est alors ajoutée. La direction du futur jet est alors recalculée à partir de l'énergie des tours contenues avec pour origine le vertex principal. La procédure est alors réitérée jusqu'à stabilité de la direction du jet. Lorsque deux jets ont une distance angulaire inférieure à $2R$, l'énergie qu'ils ont en commun est alors calculée. Si elle est supérieure à une valeur seuil, ils fusionnent. Par contre, dans le cas contraire, ils restent distincts mais le jet le plus énergétique absorbe l'énergie commune. L'algorithme prend fin lorsqu'il n'y a plus d'énergie commune entre les jets. Seuls les jets qui ont une énergie transverse supérieure à 8 GeV sont conservés.

Pour s'assurer de la bonne qualité des jets reconstruits, quelques critères sont également demandés [45] :

- Pour éliminer les particules électromagnétiques, la fraction d'énergie électromagnétique (EMF) est requise telle que $0.05 < EMF < 0.95$.
- Afin d'éliminer le bruit électronique important venant de la partie hadronique externe, la fraction en énergie déposée dans cette partie est demandée inférieure à 40% ($CHF < 0.4$).
- Afin de retirer les jets issus de cellules chaudes (cellules dont l'énergie vient uniquement du bruit électronique), le rapport des énergies des deux cellules contenant le plus d'énergie doit être inférieur à 10 ($HOTF < 10$).
- En demandant que 90% de l'énergie mesurée soit répartie sur plus d'une tour, on peut encore rejeter les jets construits à partir de tours chaudes ($n_{90} > 1$, n_{90} étant le nombre de tours où est répartie au moins 90% de l'énergie transverse du jet).
- La coupure sur CHF n'est pas suffisante pour éliminer tous les faux jets issus du bruit. Une autre coupure est recommandée sur une variable dépendant de l'impulsion transverse du jet : $L1set / (p_T * (1 - CHF))$. $L1set$ est l'énergie scalaire transverse totale calculée au niveau de déclenchement L1, p_T est l'impulsion transverse du jet.

Cette valeur est requise supérieure à 0.4 pour le calorimètre central et les bouchons, 0.2 pour la région des intercryostats.

3.2.2 Corrections en énergie

Du fait de divers effets de bruit, de la non exacte compensation du calorimètre (la réponse en énergie pour un objet électromagnétique n'est pas la même que pour un jet, voir 2.2.4.4) et pour tenir compte de la rigidité du modèle de cône pour la reconstruction, l'énergie mesurée des jets n'est pas l'énergie réelle des particules initiales le composant. Des corrections lui sont apportées, elles sont paramétrées de la façon suivante :

$$E_{corrige} = \frac{E_{mesuree} - O_{ffset}}{R_{had} \times S} \quad (3.16)$$

- O_{ffset} représente l'énergie déposée dans le cône qui ne provient pas des particules constituant le jet. Celle-ci peut être dû à des effets de bruit électronique, de l'Uranium, aux interactions dans le calorimètre des quarks spectateurs, au temps d'intégration du signal (par rapport au temps séparant deux interactions). Sa contribution est estimée en calculant la densité d'énergie transverse (sommée suivant l'angle azimutal) en fonction de la position en η .
- R_{had} est la réponse du calorimètre au jet, elle est déterminée à partir de la valeur en \cancel{E}_t des événements à deux corps $\gamma + jet$ (dos à dos), étant supposé que l'énergie électromagnétique du γ est connue avec une précision supérieure, l'énergie totale doit être conservée ($\vec{E}_{T\gamma} + R_{had}\vec{E}_T^{had} = -\vec{\cancel{E}}_t$). Avec $E_T^{had} = E_{T\gamma}$, cela conduit à :

$$R_{had} = 1 + \frac{\vec{\cancel{E}}_t \cdot \vec{\eta}_{T\gamma}}{E_{T\gamma}} \quad (3.17)$$

avec $\eta_{T\gamma}$ le vecteur unitaire de la direction transverse du photon et $E_{T\gamma}$ son énergie transverse. Cette réponse hadronique dépend de la position en η du jet ainsi que de son énergie.

- S tient compte des effets de la gerbe en dehors du cône. S est définie tel que $S = \frac{E_{cone}}{E_{jetlimit}}$ avec E_{cone} l'énergie contenue dans le cône définissant le jet et $E_{jetlimit}$ l'énergie contenue dans le vrai cône. Ce dernier est déterminé en calculant la densité d'énergie transverse pour différents calculs de cônes (celle-ci est nulle pour un cône supérieur au vrai cône).

La correction en énergie apportée aux jets ainsi que leur erreur est représentée sur la figure 3.5.

3.2.3 Efficacité de certification de jets

Dans notre analyse, la certification des jets n'est appliquée qu'aux données.

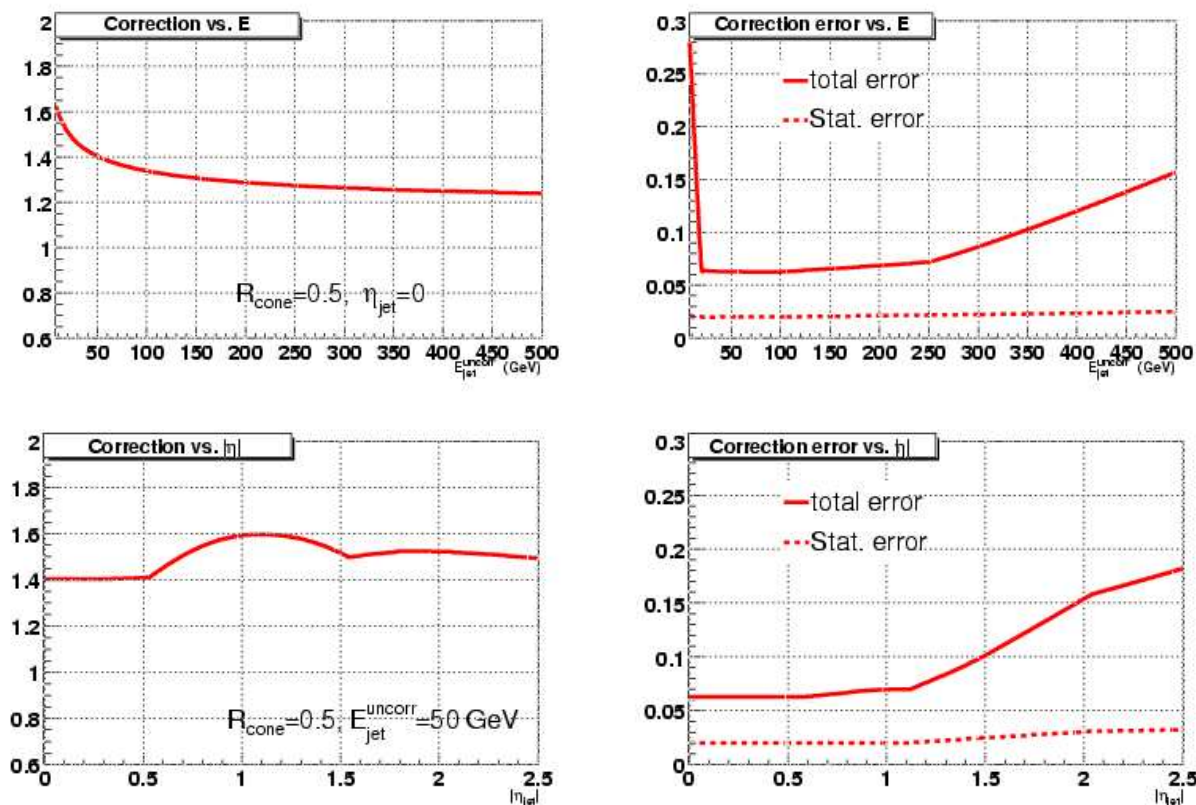


FIG. 3.5 – Facteur de correction en énergie des jets et son erreur en fonction de leur énergie mesurée et de leur position en η dans le calorimètre.

description de la méthode :

L'efficacité d'identification ϵ d'un jet est déterminée pour chacune des coupures de manière séparée (cette étude est détaillée dans la thèse [46]). Elle est déterminée à partir du nombre total de jets N_{all} et du nombre de jets rejetés par la coupure étudiée :

$$\epsilon = \frac{N_{\text{all}} - N_{\text{cut}}}{N_{\text{all}}} \quad (3.18)$$

N_{cut} est estimé à l'aide d'un ajustement de la variable étudiée au voisinage de la valeur de la coupure (par exemple, pour étudier l'efficacité de coupure sur EMF , l'ajustement est réalisé entre 0.7 et 0.9 ainsi qu'entre 0.1 et 0.3). Cet ajustement est effectué seulement à partir des "bons" jets ayant passé toutes les coupures d'identification. L'ajustement est alors extrapolé à la région de réjection de la variable (dans notre exemple, l'ajustement obtenu est étendu à $0 < EMF < 0.05$ et $0.95 < EMF < 1$). N_{cut} est alors calculé avec l'intégrale de cet ajustement dans la région d'exclusion (à titre d'illustration, on pourra se référer à la figure 3.6 donnant la distributions pour des jets de la fraction

électromagnétique). Afin de donner une erreur systématique sur l'efficacité trouvée, N_{cut} est ensuite estimée à partir du nombre d'événements du lot qui passent les coupures (dans notre exemple, il s'agit de tous les événements de la distribution avec $EMF < 0.05$ et $EMF > 0.95$).

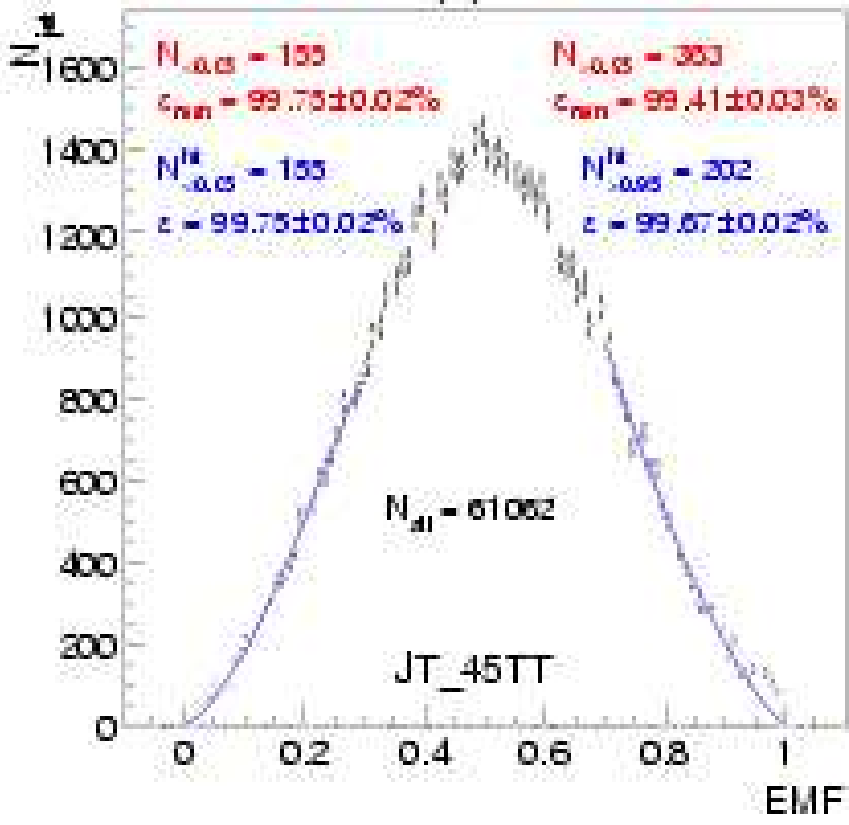


FIG. 3.6 – Illustration de la méthode de calcul de l'efficacité des coupures de certification sur les jets. Ici est représentée la fraction électromagnétique des jets avec l'ajustement obtenu.

Résultats sur les données :

L'efficacité déterminée [47] pour chacune de ces coupures est donnée dans le tableau 3.6. En moyennant ces valeurs d'efficacité en η (voir figure 3.7), on obtient une efficacité globale de $97.4 \pm 0.5\%$.

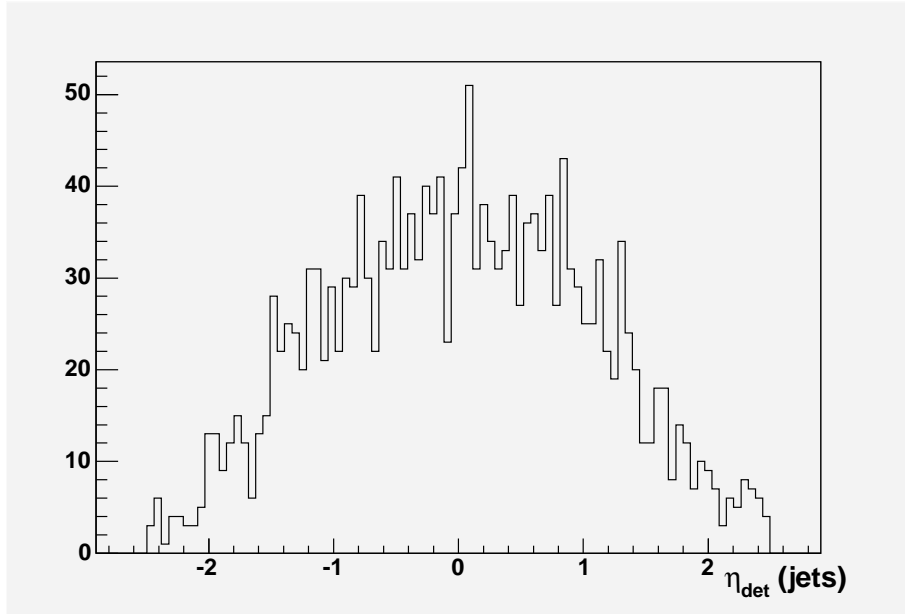


FIG. 3.7 – Distribution en η_{det} des jets dans le détecteur.

	$ \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta $
L1	99.7 ± 0.2	98.1 ± 0.8	99.7 ± 0.3
CHF	99.5 ± 0.2	95.4 ± 0.9	99.7 ± 0.4
HOTF	99.5 ± 0.2	95.4 ± 0.5	99.7 ± 0.4
EMF > 0.05	99.3 ± 0.2	94.8 ± 0.5	99.1 ± 0.4
EMF < 0.95	98.5 ± 0.4	94.8 ± 0.5	97.8 ± 0.6

TAB. 3.6 – Efficacités après application des différentes coupures de certification. Ici, L1 signifie la coupure $L1set/(pT*(1-CHF))$ définie dans 3.2.1.

3.2.4 Séparation EM-jet

Afin de ne pas faire de double comptage, et de bien corriger l'énergie des différents objets, on effectue une séparation électron-jet : si le cône géométrique dans le plan η, ϕ , $\Delta R = \sqrt{\eta^2 + \phi^2}$, entre l'électron choisi et un jet est inférieur à la valeur 0.5, alors le jet est éliminé de la liste des jets.

3.3 Détermination de l'énergie transverse manquante et correction

Pour déterminer le \vec{E}_t , toutes les cellules d'énergie supérieure à 100 MeV sont comptabilisées exceptées celles situées dans la couche hadronique externe (couche CH, davantage soumise au bruit). Les cellules ne sont prises en compte uniquement si elles appartiennent à des jets bien reconstruits. L'énergie manquante sera le vecteur opposé à la somme vectorielle de leur énergie transverse. La valeur de E_t est ensuite corrigée en fonction des corrections d'énergie apportées aux jets ainsi qu'à l'électron de la façon suivante :

$$E_{t_x}^{cor} = E_{t_x} - \left(\sum_{k=1}^{Njets} \Delta E_k \times \cos(\phi_k) + \Delta E_{EM} \times \cos(\phi_{EM}) \right)$$

$$E_{t_y}^{cor} = E_{t_y} - \left(\sum_{k=1}^{Njets} \Delta E_k \times \sin(\phi_k) + \Delta E_{EM} \times \sin(\phi_{EM}) \right)$$

$$E_t^{cor} = \sqrt{(E_{t_x}^{cor})^2 + (E_{t_y}^{cor})^2}$$

avec ϕ_k et ϕ_{EM} les angles azimutaux respectivement des jets et de l'électron. ΔE_k et ΔE_{EM} sont les corrections en énergie apportées aux jets et à l'électron (voir chapitre 4).

Chapitre 4

Calibration du calorimètre électromagnétique de DØ avec des événements contenant un Z se désintégrant en e^+e^-

Afin de donner une bonne mesure de l'énergie le calorimètre doit être calibré. Nous nous sommes intéressés uniquement au calorimètre électromagnétique. Etant donné que l'étude va porter sur des objets électromagnétiques, nous présenterons dans une première partie leur nature et la physique dont ils sont issus, puis comment on peut identifier un objet électromagnétique avant d'aborder le problème de leur calibration.

4.1 Principes de la calorimétrie électromagnétique

La calorimétrie des particules interagissant de manière électromagnétique est bien comprise depuis de nombreuses années. L'interaction des e^- et des γ avec la matière est un phénomène à plusieurs étapes. Plusieurs mécanismes de perte d'énergie sont en jeu, qui dépendent de l'énergie de ces particules (on pourra consulter par exemple [48]).

– le bremsstrahlung :

Une particule chargée, interagissant avec un nucléon par force coulombienne, va subir une accélération (positive ou négative) conduisant à l'émission d'un ou de plusieurs photons lui faisant donc perdre de l'énergie. L'énergie perdue est proportionnelle à l'énergie de la particule incidente et décroît en fonction du carré de sa masse.

– l'effet photo-électrique :

Il s'agit de l'absorption d'un photon de fréquence donnée par un électron atomique conduisant à l'émission de ce dernier de l'atome. Pour cela, il faut que l'énergie du photon soit supérieure à l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome. Par conservation de la quantité de mouvement, ce processus ne peut avoir lieu avec un électron libre mais seulement avec un électron atomique, l'atome absorbant l'excédent d'impulsion. Plus l'énergie du photon est grande par rapport à celle de l'électron, plus ce dernier apparaît comme un électron libre et donc la section efficace de ce processus diminue pour des plus hautes énergies.

– l'effet Compton :

Il s'agit de la diffusion de photons sur des électrons (figure 4.1).

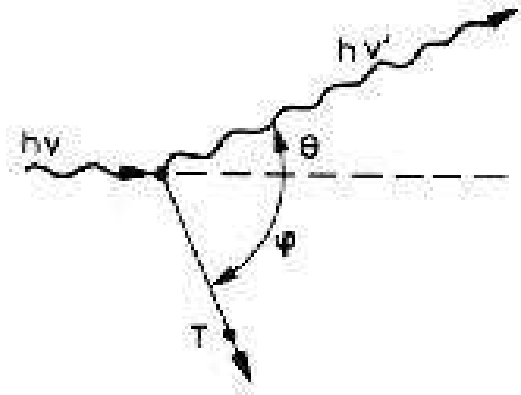


FIG. 4.1 – diffusion Compton inélastique d'un photon sur un électron.

- la création de paires e^+e^- :

Lorsque l'énergie d'un photon franchit un certain seuil en énergie, correspondant à deux fois la masse d'un électron, soit environ 1 MeV, la création d'une paire e^+e^- devient possible. Toutefois, ce processus, selon la conservation de l'énergie, ne peut avoir lieu sans le voisinage d'un champ d'une particule chargée (un noyau) qui absorbe une partie de l'impulsion du γ .

- La perte d'énergie par ionisation :

Une particule chargée interagit avec les électrons atomiques du milieu et est progressivement ralentie. Le nombre de paires ion-électron créées est proportionnel à l'énergie perdue par la particule.

A l'échelle d'énergie du TeVatron, le processus dominant de perte d'énergie est le bremsstrahlung pour l'électron et la production de paires e^+e^- pour les γ (cf fig. 4.2 et fig. 4.3)

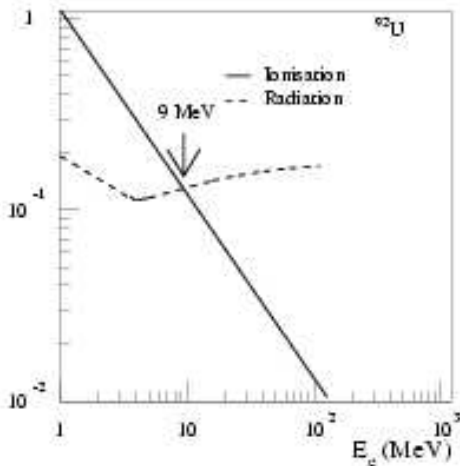


FIG. 4.2 – Fraction d'énergie perdue par ionisation ou radiation en fonction de l'énergie de l'électron dans l'uranium.

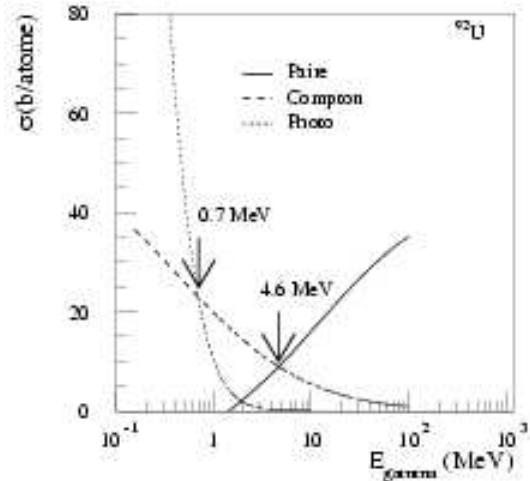


FIG. 4.3 – Section efficace pour la production de paires e^+e^- , l'interaction Compton et l'effet photo-électrique en fonction de l'énergie du photon dans l'uranium.

Ces deux processus conduisent donc à une cascade (gerbe) d'électrons et de photons (cf fig. 4.4) jusqu'à ce que l'énergie des particules secondaires soient inférieure à une valeur seuil ϵ_C où la perte d'énergie est de manière prédominante due à l'ionisation des électrons et positrons dans le milieu. Cette énergie critique, ϵ_C , diminue quand le numéro atomique du matériau augmente. Elle est de l'ordre de quelques MeV.

Le tableau ci-dessous résume la situation :

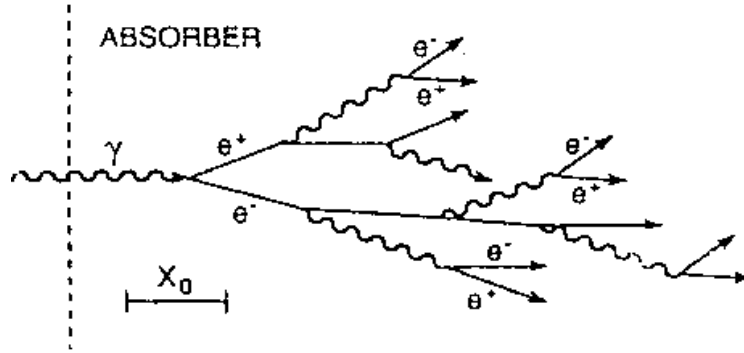


FIG. 4.4 – Modèle simplifié d’une cascade électromagnétique produite par une particule de grande énergie (ici photon)

Energie	électron	photon
$E < \simeq \text{MeV}$	Ionisation et excitation	effet photo-électrique et Compton
$E > \simeq \text{MeV}$	bremsstrahlung	création de paires

TAB. 4.1 – tableau résumant les processus de pertes d’énergie en fonction du seuil d’énergie pour l’électron et le photon

Afin de considérer la calorimétrie électromagnétique indépendamment du matériau utilisé, on définit deux quantités :

- L’énergie critique ϵ_C , déjà définie plus haut.
- La longueur de radiation X_0 définie comme la distance moyenne au bout de laquelle l’électron a perdu $1-1/e$ (63 %) de son énergie par bremsstrahlung.

On parle alors de profondeur de la gerbe en terme de nombre de longueurs X_0 du milieu où elle se développe (pour l’uranium, $X_0 \simeq 0.32 \text{ cm}$). Le calorimètre électromagnétique de DØ est la plupart du temps transparent aux hadrons car la longueur moyenne d’une interaction hadronique est beaucoup plus grande que la longueur de radiation X_0 (dans l’Uranium, la longueur d’interaction hadronique est de l’ordre de 8cm).

Parmi les objets électromagnétiques détectés, ceux qui vont nous intéresser pour la calibration sont les électrons. Leur identification est présentée dans le chapitre précédent.

4.2 Les différentes calibrations

Pour passer d'une réponse électronique donnée par le calorimètre à une énergie mesurée en GeV, plusieurs calibrations sont nécessaires.

4.2.1 La calibration électronique

Dans cette étape, des signaux électriques (DAC) d'amplitude connue sont injectés dans chacun des 55296 canaux de lecture du calorimètre. Cette amplitude de signal est digitalisée par des convertisseurs analogiques-numériques (on parle de coups ADC). La linéarité de la chaîne de mesure est étudiée en faisant varier l'amplitude du signal d'entrée. On étudie alors la linéarité en comparant la réponse électronique en fonction de l'amplitude du signal électrique. Les effets de non-linéarité sont pris en compte en ajoutant au signal ADC une fonction de correction $NL(a_i)$ dépendant du nombre de coups ADC lus [49]. Des corrections en gain sont alors obtenues en mesurant et égalisant la réponse (ADC/DAC) pour chaque cellule. Ces corrections dépendent de la capacité et du type de pré-amplificateur d'une cellule donnée.

4.2.2 La calibration d'échelle

Avant d'avoir une énergie mesurée, on a avant tout une valeur d'ADC a_i (qui est la digitalisation du signal induit par la dérive des électrons dans l'argon liquide). Comme on l'a vu précédemment, pour linéariser cette valeur, une fonction $NL(a_i)$ lui est ajoutée. Ensuite, pour passer d'une valeur ADC a_i à une unité de valeur d'énergie déposée dans l'argon liquide, on les multiplie par un terme constant (une valeur ADC de 1 correspond à environ 0.3 MeV). Cette énergie (correspondant à celle déposée dans l'argon liquide) est reliée à l'énergie totale déposée dans toute la cellule (comprenant l'absorbeur) par un poids β qui dépend de la couche du calorimètre. Pour obtenir finalement l'énergie totale de la particule électromagnétique, on ajoute l'énergie de toutes les cellules du cluster (défini dans le chapitre précédent), couche par couche. On peut écrire la relation entre l'énergie du cluster et le comptage ADC de la manière suivante :

$$E = \alpha \times \left[\sum_{j=1}^n \beta_j \sum_i (a_i + NL(a_i)) \right] + \gamma. \quad (4.1)$$

Ici, n est le nombre de couches sur lequel on somme les énergies des cellules du cluster ($n = 5$ car on utilise les quatre couches électromagnétiques ainsi que la couche hadronique fine). α est l'échelle d'énergie globale et γ est un biais. En principe, chacun des paramètres de l'expression 4.1 dépend de η , ϕ et peut varier avec le temps.

Mon travail pour la calibration du calorimètre électromagnétique consiste à déterminer la valeur de α .

4.2.3 Correction des effets géométriques

Une correction sur l'énergie des objets électromagnétiques doit être apportée. Celle-ci est due à un effet géométrique du détecteur. La correction dépend de l'énergie de l'objet, de l'endroit où il est détecté par rapport au centre du détecteur (η_{det}) mais aussi de son angle d'incidence (lié à η_{phys}) car des électrons qui ont un angle d'incidence différent traverseront une épaisseur de matière différente et perdront donc plus d'énergie (on pourra se référer à la note [50]). Cette étude est effectuée à partir de simulations Monte-Carlo. L'énergie perdue dans le calorimètre est définie comme la différence entre l'énergie générée et l'énergie reconstruite. A titre d'illustration, la figure 4.5 donne l'énergie perdue en fonction du η_{phys} et η_{det} pour le calorimètre central et les deux bouchons pour des électrons de 30 GeV.

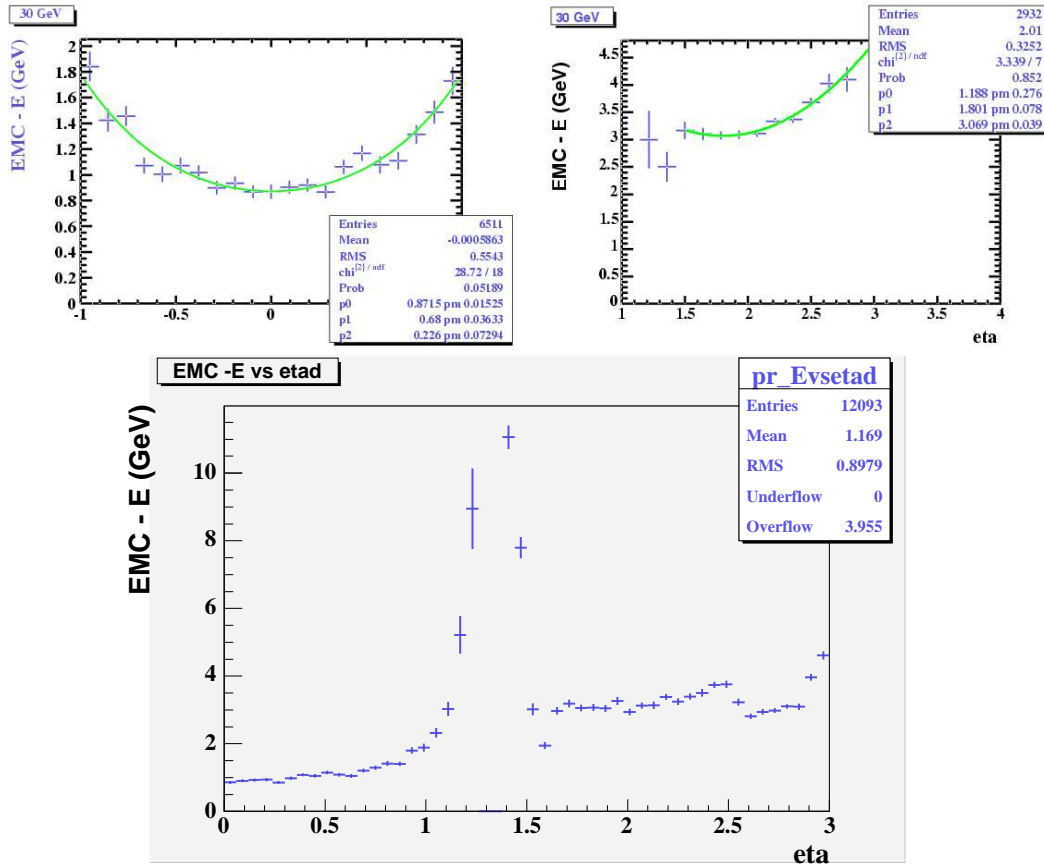


FIG. 4.5 – Energie perdue pour des électrons de 30 GeV. Elle est définie comme la différence entre l'énergie de l'électron au niveau généré (EMC) et l'énergie de l'électron après reconstruction (E). En haut à gauche, en fonction de leur η_{phys} pour le calorimètre central. En haut à droite, en fonction de leur $|\eta_{phys}|$ pour les bouchons. En bas, en fonction de $|\eta_{det}|$.

4.3 Principe de la calibration d'échelle

Nous avons choisi de calibrer le calorimètre électromagnétique à partir d'événements contenant des désintégrations de $Z \rightarrow e^+e^-$ car d'une part la distribution de sa masse invariante des deux électrons est très bien connue depuis les expériences du LEP à Genève, mais également parce que le biais (discuté dans le paragraphe 4.2.2) à cette échelle d'énergie est négligeable. Toutefois, une calibration avec d'autres résonances ayant une échelle d'énergie plus faible est également utile (afin de s'assurer de la linéarité en énergie des corrections) comme par exemple avec des désintégrations de $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ ou de $\Upsilon \rightarrow e^+e^-$. Le principe de notre calibration, qui s'appuie sur le travail décrit dans la note [51] ainsi que la thèse [52], est alors de déterminer des coefficients ϵ tels que $\alpha(t) = \alpha(0)(1 + \epsilon(t))$. Chaque cellule i du détecteur peut à priori avoir un coefficient de calibration ϵ_i différent. Cependant, comme on ne peut espérer calibrer chaque cellule à cause de l'importante statistique que cela nécessiterait, on va les regrouper par zones en η et ϕ et chercher un coefficient de calibration global pour chaque zone.

4.4 La méthode

La méthode consiste à trouver les coefficients de calibration pour chacune des zones choisies de telle manière à ajuster la distribution de la masse invariante des fermions e^+e^- des données avec celle d'un Monte-Carlo. Le moyen utilisé pour réaliser cette calibration est une maximisation de fonction de vraisemblance. Cette dernière est définie à partir de l'expression suivante :

$$\mathcal{L} = \sum_{k=1}^N \ln(p(m_k)) \quad (4.2)$$

où N est le nombre d'événements, $p(m_k)$ est la densité de probabilité que l'événement k ait une masse invariante reconstruite égale à m_k .

On utilise un Monte-Carlo d'événements $p\bar{p} \rightarrow Z + X$. Il s'agit d'événements générés par PYTHIA [40] reconstruits à partir d'une simulation détaillée de la géométrie du détecteur.

Afin d'obtenir une expression analytique de la densité de probabilité qu'une paire e^+e^- ait une masse invariante $m_{e^+e^-}$, on ajuste la distribution en masse invariante e^+e^- du Monte-Carlo.

Pour réaliser cet ajustement, on utilise une méthode de maximisation de vraisemblance. Ses valeurs d'entrées seront alors les masses invariantes m_k calculées de cette manière :

$$m_k^2 = 2E_{1k}E_{2k}(1 - \cos\theta_{12k}) \quad (4.3)$$

avec E_{1k} et E_{2k} les énergies des électrons et positrons, après reconstruction, pour l'événement k . θ_{12k} est l'angle entre ces deux particules.

Une fois l'expression analytique de la densité de probabilité $p(m_k)$ déterminée à partir des événements Monte-Carlo, on peut l'utiliser pour la détermination des coefficients de calibration. On calculera alors pour les données la masse invariante m_k de la façon suivante :

$$m_k^2 = 2E_{1k}^i(1 + \epsilon_i)E_{2k}^j(1 + \epsilon_j)(1 - \cos\theta_{12k}) \quad (4.4)$$

avec E_{1k}^i et E_{2k}^j les énergies mesurées des électrons et positrons détectés dans les zones i et j du calorimètre pour l'événement k . Les énergies sont corrigées par des coefficients de calibration ϵ_i et ϵ_j qui seront les paramètres libres de la fonction de vraisemblance.

Rechercher un maximum de vraisemblance pour la calibration d'échelle revient donc à chercher par itérations successives les coefficients ϵ_i et ϵ_j tels que le produit des densités de probabilité soit maximisé pour l'ensemble des événements des données.

4.4.1 La fonction d'ajustement

La fonction utilisée pour ajuster les distributions en masse invariante est la convolution d'une fonction de Breit-Wigner, pondérée par un terme en $(1/M_{ee})^{p_3}$ pour mieux tenir compte du bruit de fond, avec une fonction gaussienne qui rend compte de la résolution du détecteur. On peut la paramétrer de la façon suivante :

$$p(x) = p_0 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}p_1} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{u}{p_1}\right)^2} \cdot \frac{\Gamma_Z}{\left[\left[(x-u) - p_2\right]^2 + \frac{\Gamma_Z^2}{4}\right]} \times \frac{1}{|(x-u)|^{p_3}} du \right) \quad (4.5)$$

- x représente la masse invariante calculée des deux électrons $M_{e^+e^-}$.
- Γ_Z est la largeur totale naturelle du Z mesurée au LEP [2], $\Gamma_Z=2.49$ GeV
- En pratique, on fait varier le paramètre de convolution u numériquement entre $-5 \times p_1$ et $5 \times p_1$.

Ainsi, on fixe la largeur naturelle du Z à sa valeur mesurée au LEP et on laisse comme paramètres libres, pour l'ajustement de la distribution en masse invariante des deux électrons du Monte-Carlo, le facteur de normalisation p_0 , la largeur de la gaussienne p_1 , la valeur moyenne de la masse invariante p_2 ainsi que le terme p_3 prenant en compte le bruit de fond.

Une fois ces paramètres déterminés, on obtient l'expression de la distribution de probabilité en masse invariante utilisée pour la détermination des coefficients de calibration d'échelle.

4.4.2 Le calcul d'erreur statistique

Soit, dans l'espace des phases, le point solution $\psi_{max}(\epsilon_1, \dots, \epsilon_i, \dots, \epsilon_n)$, avec n le nombre de paramètres libres. L'erreur statistique sur un paramètre ϵ_i est calculée pour une déviation standard, c'est-à-dire tel que

$$\mathcal{L}(\psi) = \mathcal{L}(\psi_{max}) - \frac{1}{2} \quad (4.6)$$

Dans la pratique, pour calculer les erreurs sur ϵ_i , on suppose que les corrélations entre tous les paramètres sont faibles, de telle manière que l'on puisse calculer les erreurs sur ϵ_i en fixant les autres paramètres à leur valeur solution. On fait alors varier ϵ_i jusqu'à obtenir les valeurs solutions de l'équation 4.6. Les valeurs des erreurs sont les différences entre ces solutions et la valeur ϵ_i calculée par le maximum de vraisemblance. Cette erreur peut-être asymétrique, cependant en pratique, la valeur positive est très proche de celle négative et donc seule la moyenne est prise en compte.

4.5 Procédure de la méthode de calibration d'échelle

4.5.1 Sélection des événements en $Z \rightarrow e^+e^-$

Pour isoler les événements qui nous intéressent pour cette calibration, il nous faut recourir à certaines coupures déjà décrites dans la partie identification des électrons (paragraphe 3.1). On procédera aux mêmes coupures sur les données et sur le Monte-Carlo. Le tableau 4.2 résume les coupures effectuées sur les deux objets électromagnétiques demandés :

ID	fraction em	isolation	trace	HMatrice
10,11,-11	> 0.9	<0.15	1 trace associée	$hmx8 < 20$

TAB. 4.2 – Coupures réalisées sur les clusters électromagnétiques

De plus, on impose que les deux électrons trouvés soient issus du même vertex primaire. On demande également à ce que leur énergie transverse soit supérieure à 25 GeV afin d'éliminer du bruit de fond de Drell-Yan ($q\bar{q} \rightarrow \gamma^*/Z^* \rightarrow e^+e^-$). Cette coupure a été imposée lors de la préselection des données, on utilisera donc la même pour l'étude du Monte-Carlo. Les distributions en impulsion transverse des deux objets électromagnétiques décrites par le Monte-Carlo sont représentées figures 4.6.

On retire également les événements qui ont au moins un électron dans l'intercryostat (zone comprise pour $1.1 < |\eta_{det}| < 1.5$) ainsi que ceux qui ont au moins un électron dans les zones mortes en phi du calorimètre central afin d'éviter une mauvaise reconstruction

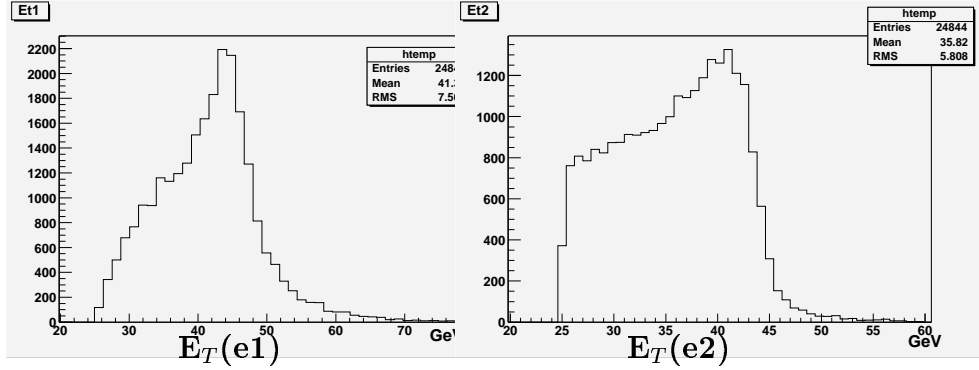


FIG. 4.6 – Energie transverse pour le premier et second électron du Monte-Carlo

de l'énergie (coupures fiducielles). Toutes les coupures décrites ci-dessus sont communes aux événements Monte-Carlo et aux données .

4.5.2 Détermination de la densité de probabilité avec le Monte-Carlo

Dans cette étape, on travaille avec le Monte-Carlo en di-électrons. Le tableau 4.3 indique la statistique obtenue après chacune des coupures effectuées.

coupures	105428 événements générés
≥ 2 objets EM reconstruits	93543 événements
Isolation + fraction EM + matrice H + vertex primaire	69398 événements
$pT_1 > 25$ GeV et $pT_2 > 25$ GeV	47717 événements
coupures fiducielles	32096 événements
une trace associée pour chaque électron	24844 événements (24%)

TAB. 4.3 – statistique obtenue sur le Monte-Carlo di-électrons après coupures

Une fois les événements en $Z \rightarrow e^+e^-$ sélectionnés par les coupures de certification décrites plus haut et ayant subi les corrections en énergie des effets géométriques, on procède à l'ajustement de leur distribution en masse invariante (représentée figure 4.7 avant et après corrections géométriques) par la fonction 4.5. Pour ce faire, on a le choix entre deux méthodes :

- Ajustement d'une distribution discrétisée (histogramme) par minimisation de χ^2 . Le tableau 4.4 donne les valeurs obtenues par cette méthode pour la fonction décrite (le facteur de normalisation p_0 n'est pas donné car il ne représente rien de physique). Son ajustement est représenté figure 4.8.

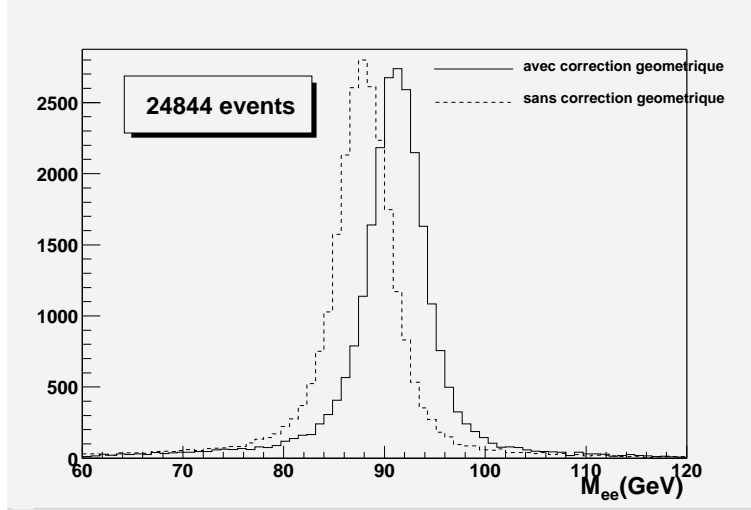


FIG. 4.7 – Distribution en masse invariante pour le Monte-Carlo diem, avant et après la correction des effets géométriques du calorimètre.

p_1	p_2	p_3
2.00 ± 0.03 GeV	91.34 ± 0.02 GeV	2.5 ± 0.1 GeV

TAB. 4.4 – valeur des paramètres obtenus par minimisation de χ^2 .

- Par maximisation d'une fonction de vraisemblance. Dans ce cas, on s'affranchit du caractère discrétisé d'un histogramme. Par contre, on ne peut pas utiliser la fonction d'ajustement décrite 4.5 car cette équation n'est pas normalisée du fait du terme en $1/M_{ee}^{p_3}$. Ainsi, pour ajuster notre distribution en masse invariante des deux électrons du Monte-Carlo par la méthode de maximisation de vraisemblance, nous devons enlever le terme en $M_{ee}^{p_3}$. Nous utiliserons les résultats de cet ajustement dans le cadre de nos erreurs systématiques.

Les paramètres libres sont donc p_1 et p_2 . On cherche la maximisation de la fonction de vraisemblance 4.2, avec comme variable d'entrée la masse invariante calculée pour tout événement k du Monte-Carlo :

$$m_k^2 = 2E_{1k}^i E_{2k}^j (1 - \cos\theta_{12k}) \quad (4.7)$$

Le paramètre p_0 est fixé de telle manière que la densité de probabilité p_k soit inférieure à l'unité. Sa valeur n'a aucune importance puisque nous cherchons à maximiser le produit des densités de probabilités. De plus, la détermination de p_1 et p_2 en est indépendante car les dérivées logarithmiques de la fonction de vraisemblance 4.2 pour ces paramètres sont indépendantes de p_0 . Les valeurs des paramètres obtenus avec cette méthode sont donnés dans le tableau 4.5.

Une représentation de cet ajustement est donnée figure 4.9.

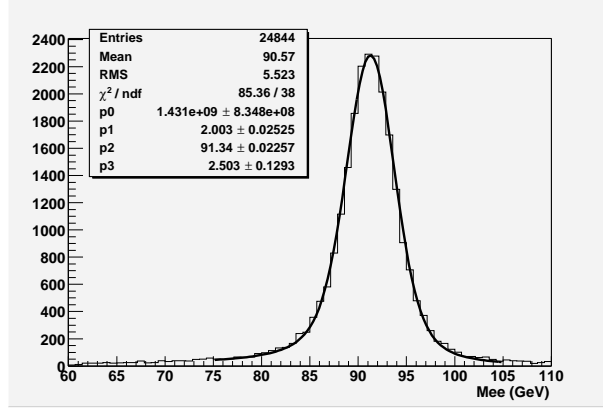


FIG. 4.8 – Ajustement par minimisation de χ^2 entre la fonction choisie (incluant donc le terme en $\frac{1}{p_3}$) et l’histogramme.

p_1	p_2
2.06 ± 0.02 GeV	91.16 ± 0.02 GeV

TAB. 4.5 – Valeur des paramètres obtenus pour l’ajustement

Le facteur de corrélation entre les deux paramètres p_1 et p_2 calculé par *Minuit* [53] est égale à 0.06, ce qui paraît raisonnablement faible.

On a alors notre expression de la densité de probabilité qui va pouvoir être utilisée pour la détermination des coefficients de calibration du calorimètre électromagnétique. Mais avant tout, nous allons tester l’efficacité de cette méthode.

4.5.3 Test de la méthode

Nous avons donc désormais l’expression analytique utilisée dans notre fonction de vraisemblance. Pour tester la méthode, l’idée, décrite dans la thèse [52], est de simuler un défaut de calibration (miscalibration). En pratique, on divise l’énergie de l’électron de la zone i par un coefficient $(1 + \epsilon_R^i)$. Le but est de vérifier avec quelle précision on peut retrouver par notre méthode, les coefficients ϵ_R^i simulés. Les ϵ_R^i sont tirés de manière aléatoire suivant une loi gaussienne de moyenne nulle et avec une variance de 3% dans un premier temps, puis une variance de 1%.

Le nombre de zones choisi dépend de la statistique. Plus on aura de zones, et moins on aura de statistique en électrons dans ces dernières. Pour le test décrit ici, on choisit de prendre un nombre de zones égal à 65 (qui correspondent à une division en 5 zones égales en azimuth et à respectivement 3 zones égales en η pour chacun des bouchons (EC)($1.5 < |\eta| < 2.5$) et 7 zones égales en η dans le CC ($|\eta| < 1.1$)), donnant une statistique

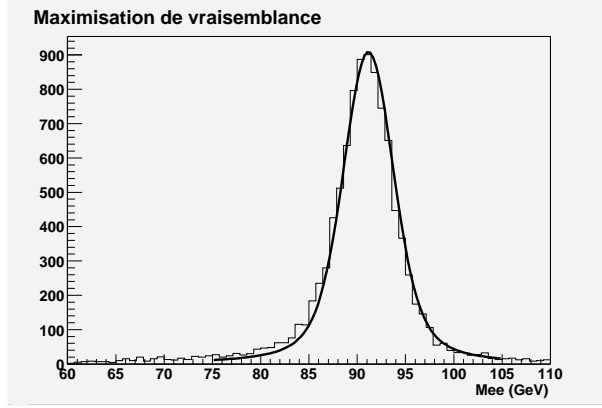


FIG. 4.9 – Représentation de l’ajustement par méthode de maximisation de fonction de vraisemblance, de la fonction sans le terme en $\frac{1}{p_3}$.

de, en moyenne, 700 électrons par zone. En tirant donc 65 valeurs ϵ_R^i sur une gaussienne de variance de 3%, on obtient une variance effective de 3.4% pour une moyenne de 0.0007. En utilisant le code de calibration à partir de cette déformation, on obtient les résultats suivants, en appelant ϵ_f le coefficient trouvé :

$$\langle \epsilon_f - \epsilon_R \rangle = -0.0004 \pm 0.0030 \quad (4.8)$$

$$\sqrt{\langle (\epsilon_f - \epsilon_R)^2 \rangle - (\langle \epsilon_f - \epsilon_R \rangle)^2} = 0.0070 \pm 0.0002. \quad (4.9)$$

Les distributions de ces coefficients ϵ_R^i tirés ainsi que le résultat sur la performance de la calibration sont représentées figures 4.10. Le résultat pour des ϵ_R^i tirés sur une gaussienne de variance 1% donne :

$$\langle \epsilon_f - \epsilon_R \rangle = -0.0005 \pm 0.003 \quad (4.10)$$

$$\sqrt{\langle (\epsilon_f - \epsilon_R)^2 \rangle - (\langle \epsilon_f - \epsilon_R \rangle)^2} = 0.0071 \pm 0.0002. \quad (4.11)$$

Les distributions de ces coefficients ϵ_R^i tirés ainsi que le résultat sur la performance de la calibration sont représentées figures 4.11.

Ces résultats montrent qu’avec une statistique de $\simeq 24000$ événements reconstruits, étant donné que l’on obtient une valeur moyenne nulle entre les coefficients de calibration trouvés et ceux injectés, notre méthode retrouve les coefficients simulés sur une gaussienne de variance 3% avec une erreur de 0.7%. En d’autres termes, avec la statistique utilisée, on peut ramener à 0.7% des zones détériorées à 3%. De même, on pourra ramener à 0.7 % des zones détériorées à 1%. La figure 4.12 illustre le résultat de la calibration sur la forme de la distribution en masse invariante.

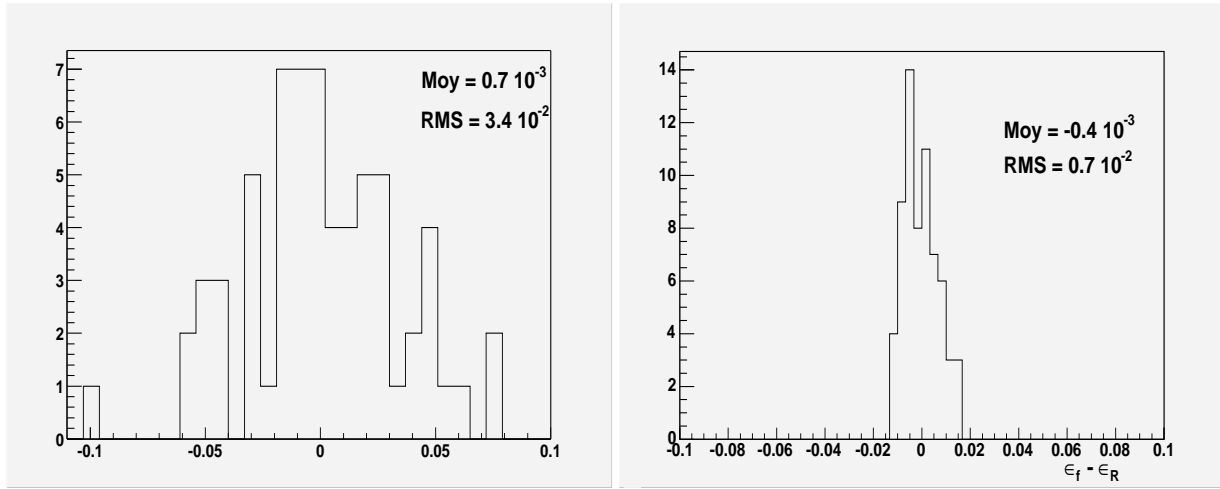


FIG. 4.10 – À gauche, distribution des coefficients ϵ_R tirés sur une gaussienne centrée en zéro de variance 3%, à droite, distribution de $\epsilon_f - \epsilon_R$.

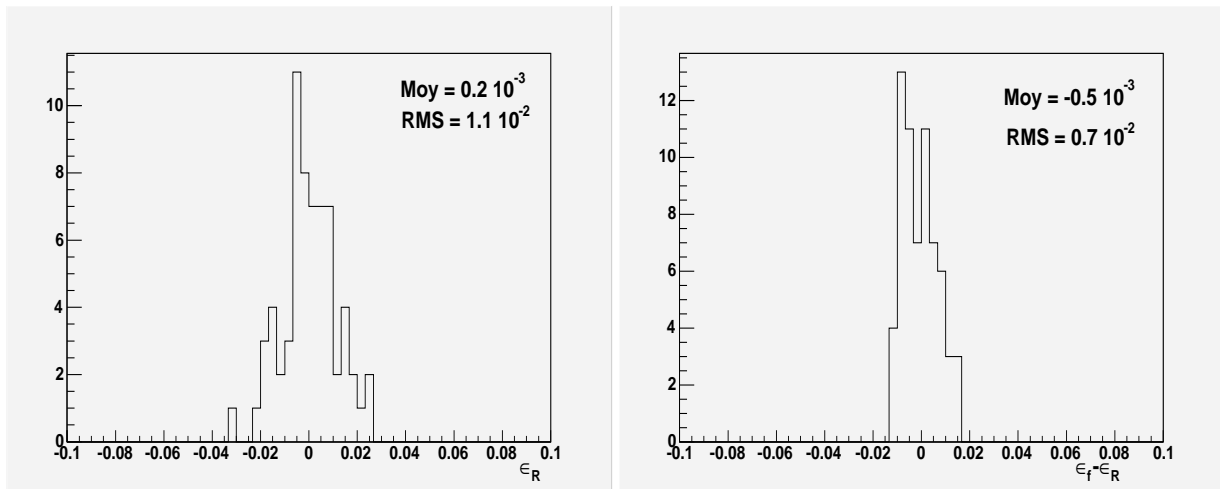


FIG. 4.11 – À gauche, distribution des coefficients ϵ_R tirés sur une gaussienne centrée en zéro de variance 1%, à droite, distribution de $\epsilon_f - \epsilon_R$.

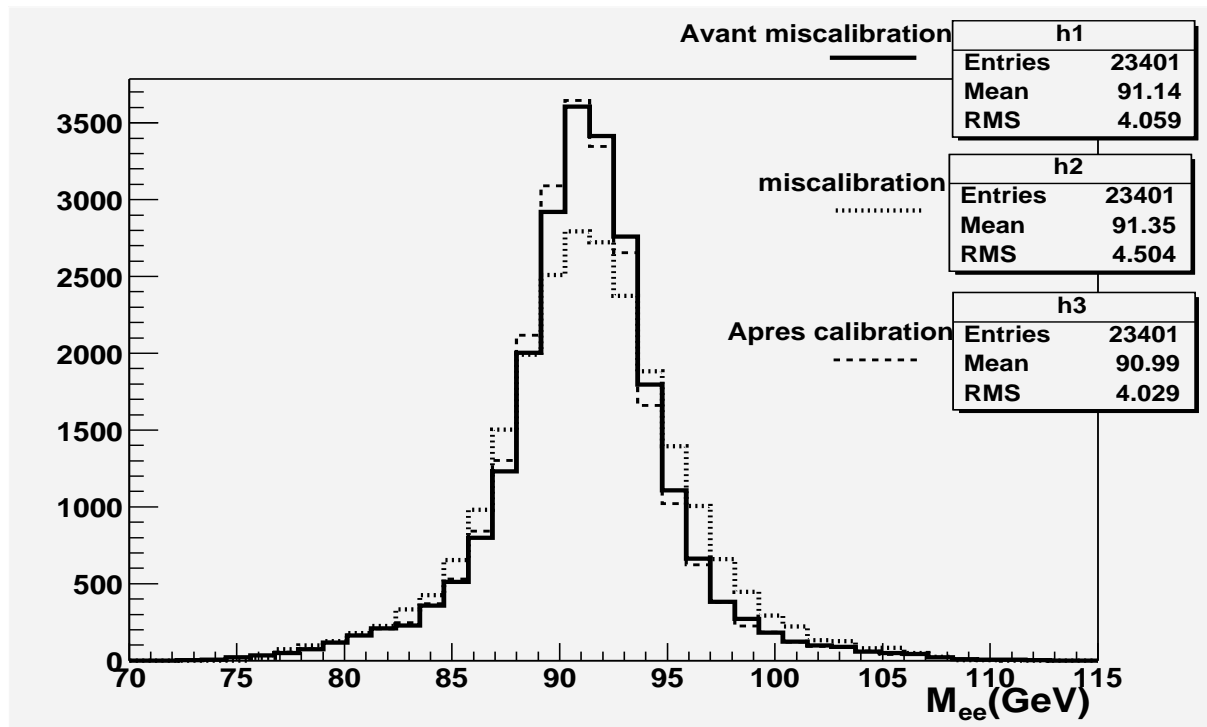


FIG. 4.12 – L’histogramme h1 en trait plein représente la masse invariante du Monte-Carlo, l’histogramme h2 est le résultat obtenu après une miscalibration de 3% et l’histogramme h3 est la distribution en masse invariante obtenue après application des coefficients de calibration trouvés.

4.5.4 Résultats sur les données : coefficients de calibration

L’étape suivante, après avoir déterminé notre expression analytique pour notre densité de probabilité en masse invariante, consiste à maximiser la fonction de vraisemblance décrite par l’équation 4.2 pour les données fournies par le détecteur $D\emptyset$. Avant toute chose, il est important de noter que les corrections géométriques dépendent de l’énergie. Pour cette raison, ces corrections ainsi que leurs dérivées par rapport à l’énergie sont implémentées dans le code de calibration. Ainsi, pour résumer, en ce qui concerne les données, la masse invariante M est calculée à partir des énergies des électrons E_1 et E_2 de la façon suivante :

$$M = M(E_1, E_2) \text{ avec } E_i = E_{mes} * (1 + \epsilon_i) * C_{geo}(\eta_{det}, \eta_{phys}, E_{mes} * (1 + \epsilon_i)) \quad (4.12)$$

Avec E_{mes} , l’énergie après les corrections électroniques, ϵ_i le facteur de calibration d’échelle (qui est itéré par le code de calibration), et C_{geo} la correction géométrique dépendant de la position en η de l’électron dans le détecteur (η_{det}), de son η physique (η_{phys}) et de son énergie à l’itération considérée.

4.5.4.1 Les données sans corrections ni d'échelle, ni géométriques

Les données utilisées ici correspondent à une luminosité approximative de 120 pb^{-1} . Afin de s'assurer de la bonne qualité des données, une liste de mauvais *runs* (correspondant à des périodes de prise de données où un problème est survenu sur le calorimètre), définie par un groupe de $D\emptyset$, a été soustraite.

Le tableau 4.6 donne le nombre d'événements sélectionnés pour chaque coupure. Cette sélection s'effectue sur un lot de données ayant subi déjà une préselection avant pour coupures $emf > 0.9$, $iso < 0.15$, $pT > 25 \text{ GeV}$, $|ID| = 10, 11$, $hmx8 < 20$ et $M_{ee} > 30 \text{ GeV}$.

coupures	Nombre d'événements
Isolation + fraction EM + matrice H + vertex primaire	11423 événements
$pT_1 > 25 \text{ GeV}$ et $pT_2 > 25 \text{ GeV}$	9867 événements
coupures fiducielles	9830 événements
une trace associée pour chaque électron	3815 événements
$70 < M_{ee} < 100 \text{ GeV}$	3580 événements

TAB. 4.6 – statistique obtenue sur les données diem après coupures

Les données en masse invariante qui doivent être utilisées pour le code de calibration doivent uniquement comporter les corrections électroniques. Pour la calibration, il est important de connaître la distribution en masse invariante des di-électrons des données afin de sélectionner les événements intéressants, à savoir le pic du Z. Sur la figure 4.13, on peut voir que la moyenne de la distribution en masse invariante du Z est décalée d'environ 5 GeV par rapport à celle déterminée pour le Monte-Carlo. Etant donné que l'on a réalisé son ajustement entre $75 < M_{ee} < 105 \text{ GeV}$, on sélectionnera donc les données dont la masse invariante des deux électrons soit comprise entre $70 < M_{ee} < 100 \text{ GeV}$. A cette étape, la distribution en masse invariante des données a une moyenne de $87 \pm 0.09 \text{ GeV}$. La variance de la gaussienne, qui mesure la résolution expérimentale, est de $3.64 \pm 0.08 \text{ GeV}$.

4.5.4.2 Les coefficients de calibration

Dans le but de comprendre la résolution en énergie des électrons, la calibration d'échelle sur $D\emptyset$ s'effectue à ce jour sur douze zones correspondant à chacune des crates électroniques du calorimètre (la figure 4.14 donne une représentation de leur localisation) dans le but d'étudier un problème éventuel dû à de l'électronique.

La répartition statistique des électrons dans chacune des zones ainsi que le résultat pour les coefficients de calibration d'échelle ϵ_i sont indiqués dans le tableau 4.7.

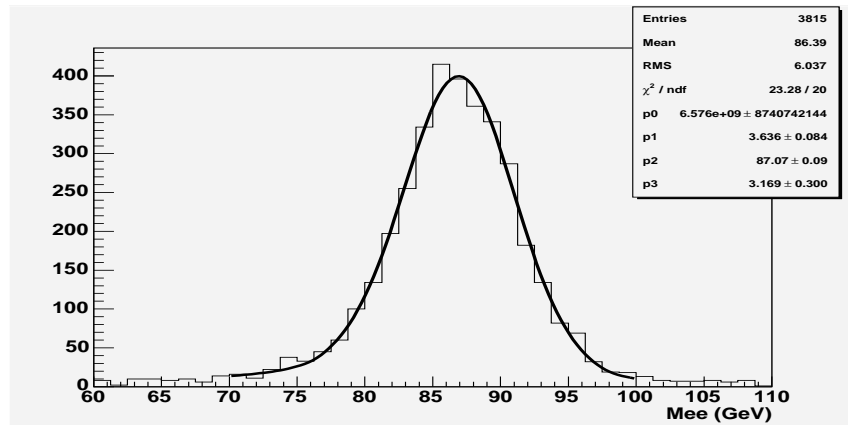


FIG. 4.13 – Distribution en masse invariante pour les données corrigées uniquement des effets électroniques.

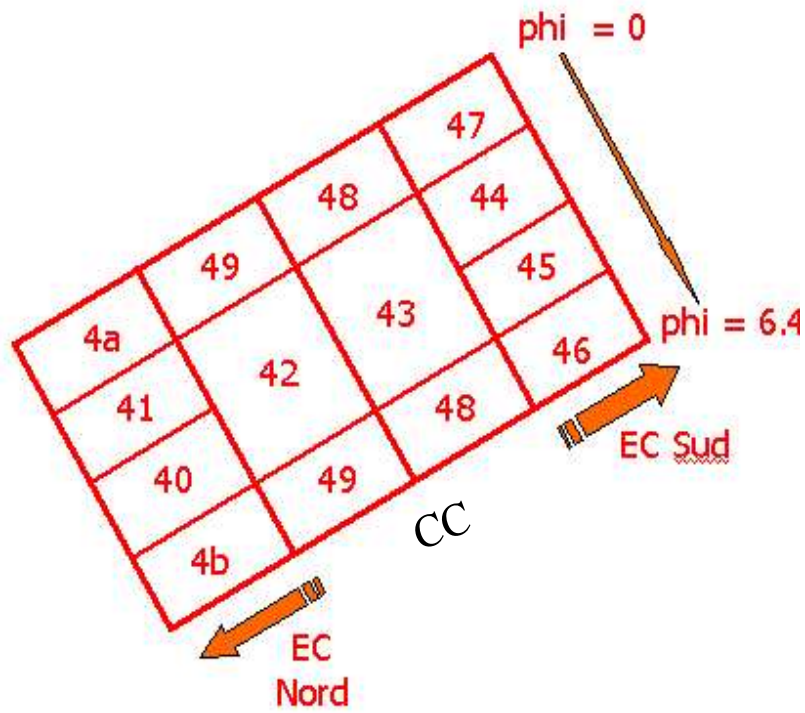


FIG. 4.14 – Représentation de la position des douze crates électroniques du calorimètre de $D0$

Crate	Nombre d'électrons	Coefficient
4A	184	-0.004 ± 0.008
41	256	-0.002 ± 0.006
40	243	-0.045 ± 0.006
4B	276	-0.044 ± 0.006
42	1195	0.022 ± 0.004
49	1262	0.011 ± 0.004
43	1264	-0.004 ± 0.004
48	1269	0.023 ± 0.004
47	306	0.032 ± 0.006
44	275	0.029 ± 0.006
45	339	-0.004 ± 0.005
46	291	-0.013 ± 0.006

TAB. 4.7 – tableau donnant la répartition statistique des électrons dans chacune des zones et le résultat de la calibration d'échelle sur le calorimètre électromagnétique de $D\emptyset$. Ici, seule l'erreur statistique est reportée.

Le tableau 4.8 donne les valeurs, obtenues par ajustement, de la moyenne ainsi que de la variance de la gaussienne pour la distribution en masse invariante avant toutes corrections, en appliquant seulement les corrections géométriques puis en appliquant les corrections d'échelle avec les corrections géométriques.

corrections appliquées	masse moyenne	variance gaussienne (p_1)
pas de corrections	87 ± 0.08 GeV	3.64 ± 0.08 GeV
géométriques	90.24 ± 0.08 GeV	3.86 ± 0.08 GeV
calibration échelle + géométriques	90.9 ± 0.08 GeV	3.62 ± 0.08 GeV

TAB. 4.8 – tableau donnant les valeurs de la moyenne et de la résolution expérimentale (variance de la gaussienne) de la distribution en masse invariante pour différents stades de corrections.

Après application de toutes les corrections en énergie (y compris la calibration d'échelle), un ajustement de la distribution en masse invariante des données donne une moyenne de 90.9 ± 0.08 GeV et une variance gaussienne de 3.62 ± 0.08 GeV. Le résultat est donné figure 4.15. On peut également déterminer la valeur de la masse invariante en fonction de la position en η_{det} en utilisant ces coefficients calculés pour les crates électroniques. Le résultat est présenté figure 4.16.

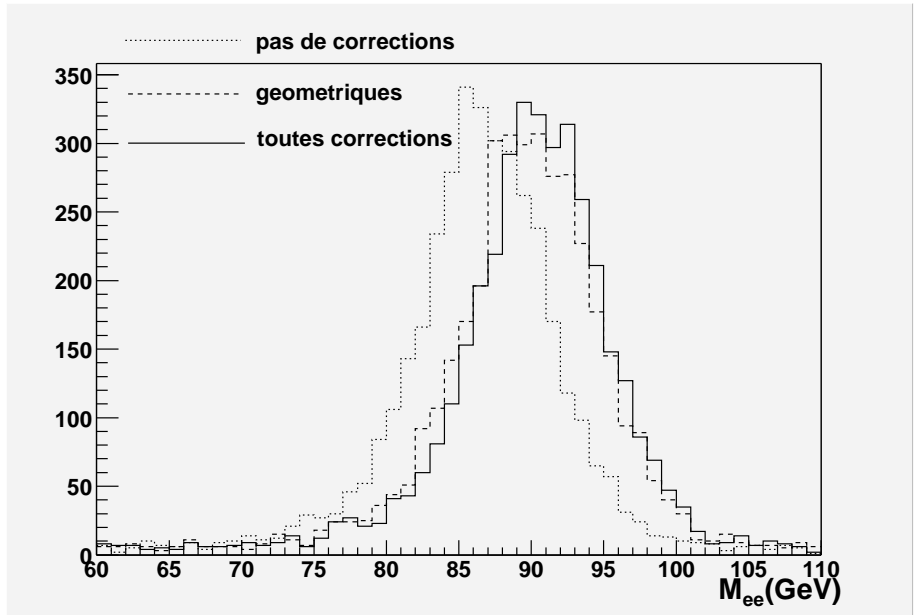


FIG. 4.15 – Distributions en masse invariante des deux électrons pour différents stades de corrections des données.

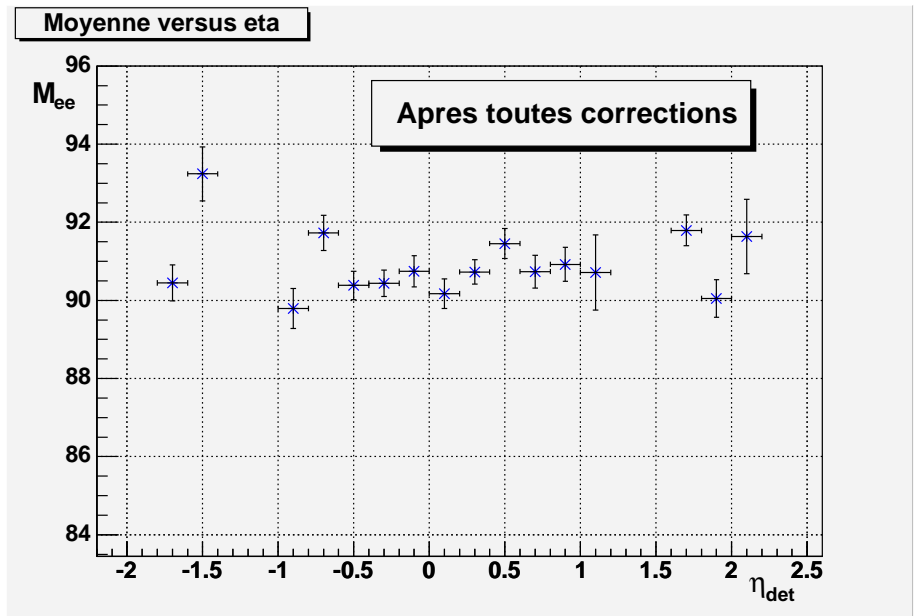


FIG. 4.16 – Valeur de la masse invariante moyenne des deux électrons, après toutes corrections, en fonction de la position en η du détecteur.

4.5.4.3 Etude des erreurs systématiques

Nous avons étudié deux points particuliers.

- Tout d’abord, nous avons choisi de calibrer les données autour du pic du Z dans un intervalle en masse donné, à savoir [70 GeV-100 GeV]. Une première erreur systématique peut provenir de ce choix. Pour étudier son influence, les coefficients de calibration sont à nouveau calculés pour les intervalles suivants autour de la moyenne du pic : [80 GeV-110 GeV] et [64 GeV-94 GeV]. La différence absolue moyenne entre les nouveaux coefficients calculés et ceux donnés dans le tableau 4.7 est respectivement 0.003 et 0.004 . Nous prendrons donc comme erreur systématique pour cette étude la valeur maximale, c’est-à-dire $\Delta\epsilon_1 = 0.004$.
- Egalement, nous pouvons étudier les conséquences d’un changement de fonction d’ajustement. Nous prenons cette fois uniquement une fonction de Breit-Wigner convoluée avec une fonction gaussienne et ajustée à la distribution en masse invariante du Monte-Carlo avec la méthode décrite dans le paragraphe 4.5.2. La différence absolue moyenne entre les coefficients calculés selon ces nouveaux critères et ceux donnés dans le tableau 4.7 est de $\Delta\epsilon_2 = 0.003$.

Au total, en faisant la somme quadratique de ces erreurs, on obtient une erreur systématique totale sur le coefficient de calibration ϵ égale à 0.005.

Finalement, le résultat des coefficients de calibration ϵ pour chacune des zones (crates) avec leurs erreurs (somme quadratique de l’erreur statistique et systématique) est représenté graphiquement en fonction du numéro de la zone sur la figure 4.17. On remarque que seules les zones correspondant aux crates 4A, 41, 43 et 45 (on pourra se référer à la figure 4.14) ont des coefficients d’échelle compatibles avec zéro.

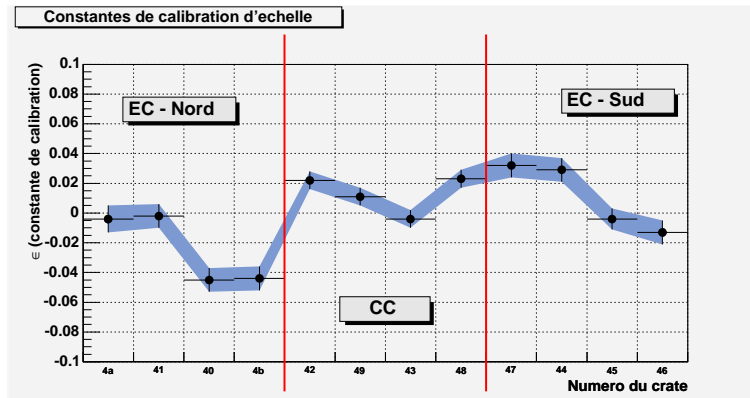


FIG. 4.17 – Valeur des coefficients de calibration d’échelle en fonction de la zone. L’erreur reportée ici est la somme quadratique de l’erreur statistique et systématique.

4.6 Autres résultats

Nous avons présenté les coefficients de calibration calculés sur les données pour chacun des crates électroniques. Afin de vérifier la qualité de la calibration, nous présentons dans cette partie les résultats pour une calibration effectuée uniquement en η_{det} d'une part, et en ϕ_{det} d'autre part pour le détecteur. Nous présenterons l'effet des différentes corrections sur la masse invariante des deux électrons et leur écart par rapport à celle attendue telle que mesurée par le LEP, en fonction de la région du détecteur. Dans toute la suite, nous référencerons comme "premier électron", l'électron certifié ayant l'énergie transverse la plus élevée.

4.6.1 Calibration en η du détecteur

Cette calibration va s'effectuer à partir de 12 zones également mais cette fois on va répartir chaque bouchon (EC) en trois zones equi-angulaires. Ces derniers étant définis avec $1.5 < |\eta_{det}| < 2.4$. On sépare le calorimètre central (CC) en 6 zones (ce dernier est défini avec $|\eta_{det}| < 1.1$). Pour le Monte-Carlo, ainsi que pour les données avant et après corrections, on présentera la valeur moyenne obtenue lors de l'ajustement de la distribution en masse invariante en fonction de la position en η détecteur du second électron. Le premier électron est demandé à l'intérieur du calorimètre central, partie où la probabilité d'identification est la plus élevée.

4.6.1.1 Le Monte-Carlo

La figure 4.18 à gauche représente la distribution en masse invariante en fonction de η_{det} du second électron lorsque l'on demande que le premier soit dans le CC. Si l'on demande la configuration inverse (distribution de moyenne de masse invariante en fonction du η_{det} du premier avec le second électron dans le CC), on voit en figure 4.18 à droite que les résultats sont similaires. A ce jour, les corrections géométriques dans les bouchons du calorimètre sont encore mal comprises), c'est pourquoi on n'observe pas dans ces zones une masse invariante de l'ordre de 91 GeV.

4.6.1.2 Les données

Nous donnons dans ce paragraphe les même figures que pour le Monte-Carlo, cette fois pour les données sans corrections, avec corrections géométriques et puis après toutes corrections (figures 4.19). Les coefficients de calibration d'échelle calculés sont représentés en fonction du numéro de la zone en η (numérotées en nombre croissant de $\eta = -2.4$ à $\eta = 2.4$) figure 4.20.

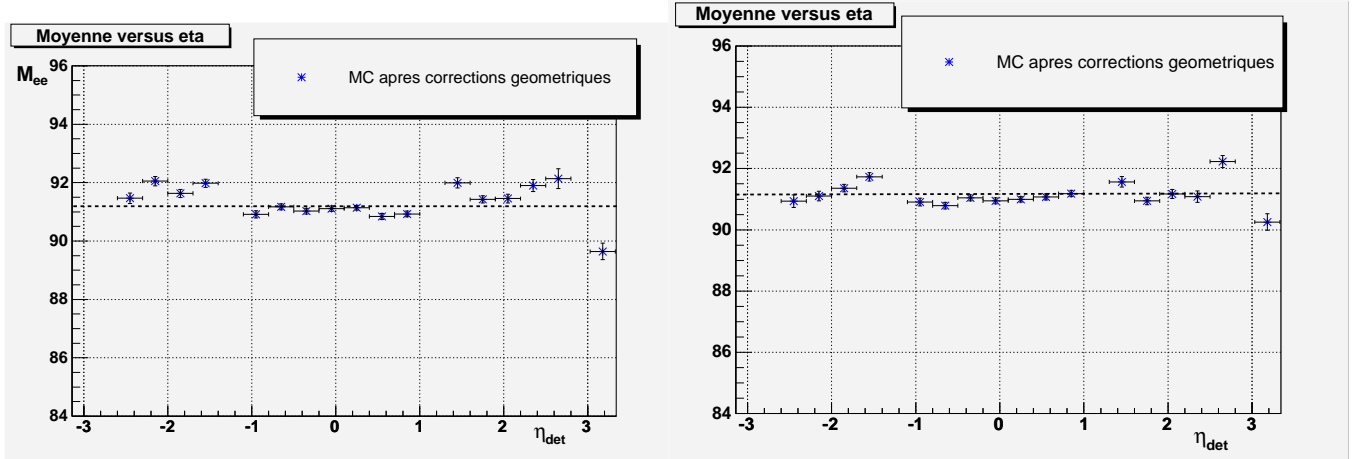


FIG. 4.18 – Distributions, pour le Monte-Carlo, de la moyenne en masse invariante en fonction de la position en η_{det} de l'électron, après application des corrections géométriques. Dans la figure de gauche, le premier électron est demandé dans le CC, pour la figure à droite, c'est le second qui est demandé dans le CC. La ligne hachurée représente la valeur de la masse du Z telle que mesurée par le LEP.

On voit que les corrections géométriques permettent d'améliorer l'échelle de masse du Z ainsi que les corrections d'échelle. Le pas utilisé pour ces distributions est de 0.33, ce qui correspond à peu près à l'écart angulaire par zone.

4.6.2 Calibration en phi du détecteur

Pour cette calibration, on procède de la même manière mais en faisant varier cette fois ϕ_{det} (angle azimutal par rapport au centre du détecteur) plutôt que η_{det} . Pour cette calibration, on ne fait pas de séparation en η , par contre, on divise le calorimètre en 12 zones de manière azimutale ($\frac{2\pi}{12}$).

4.6.2.1 Le Monte-Carlo

La figure 4.21 à gauche représente la distribution en masse invariante en fonction de la position en phi du second électron dans le détecteur lorsque l'on demande que le premier soit dans le CC. Si l'on demande la configuration inverse (distribution de moyenne de masse invariante en fonction de la position en phi du premier avec le second électron dans le CC), on voit en figure 4.21 à droite que les résultats sont similaires.

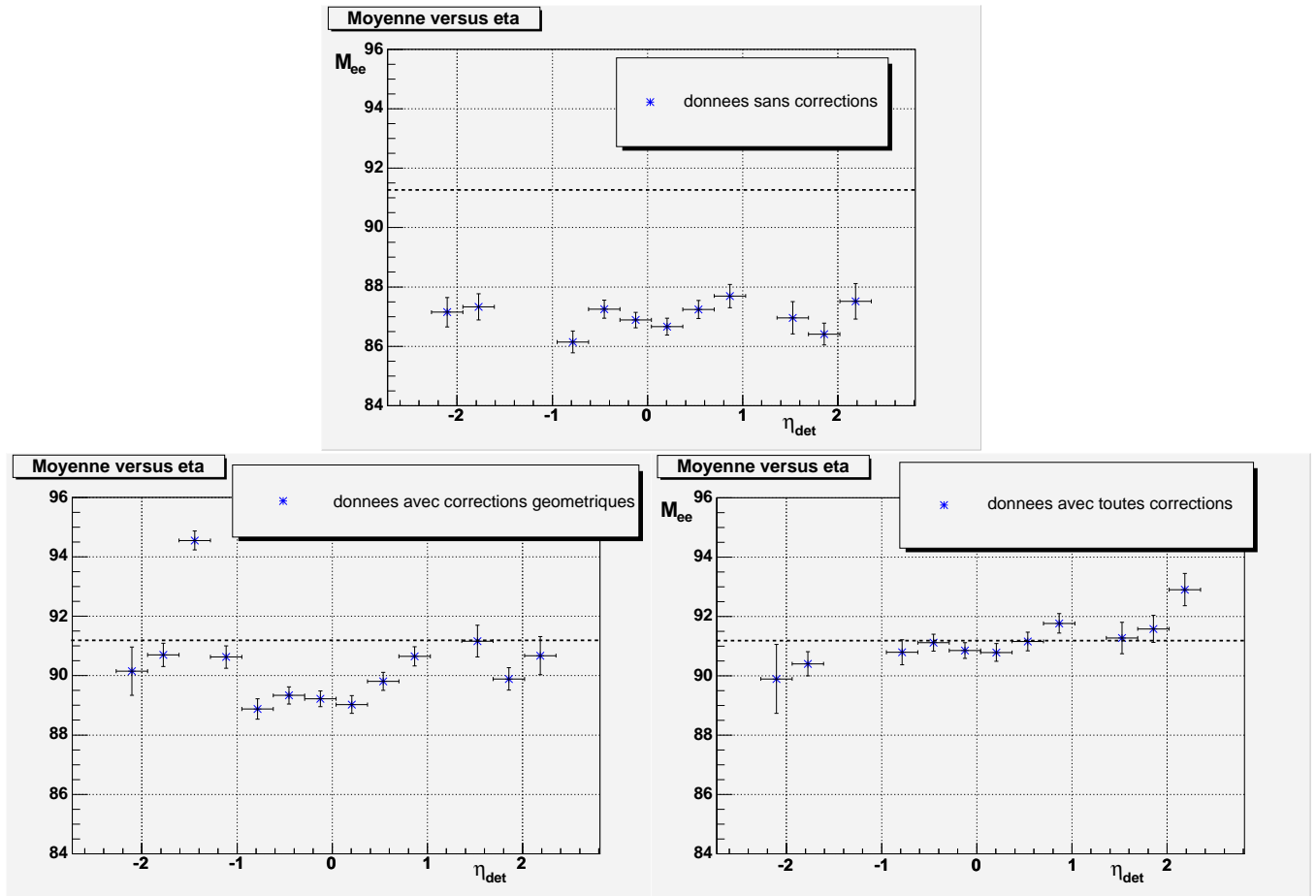


FIG. 4.19 – Distribution, pour les données, de la moyenne en masse invariante en fonction de la position en η_{det} du second électron. Le premier électron est demandé dans le CC. En haut, sans aucune corrections, en bas à gauche, après corrections géométriques uniquement, et à droite, après toutes corrections. La ligne hachurée représente la valeur de la masse du Z telle que mesurée par le LEP.

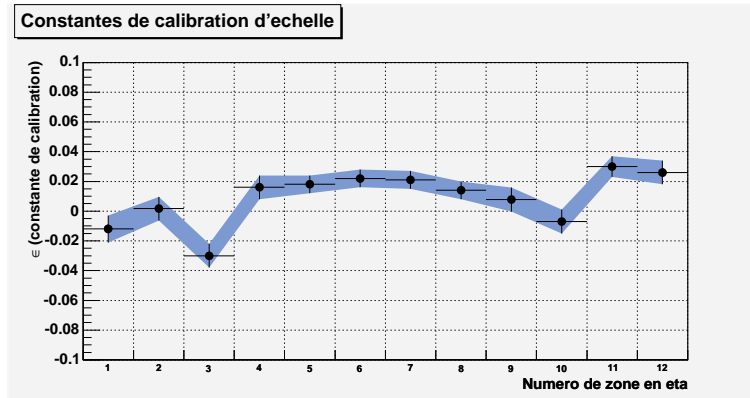


FIG. 4.20 – Valeur des coefficients de calibration d'échelle en fonction de la zone en η .

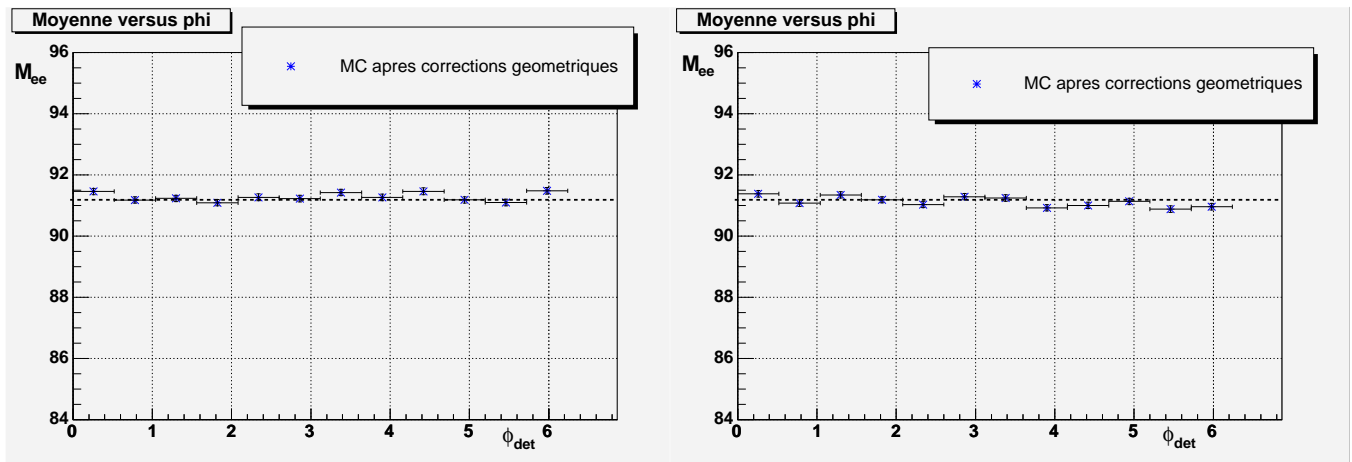


FIG. 4.21 – Distributions, pour le Monte-Carlo, de la moyenne en masse invariante en fonction de la position en ϕ_{det} de l'électron, après application des corrections géométriques. Dans la figure de gauche, le premier électron est demandé dans le CC, pour la figure à droite, c'est le second qui est demandé dans le CC. La ligne hachurée représente la valeur de la masse du Z telle que mesurée par le LEP.

4.6.2.2 Les données

De même, nous donnons dans ce paragraphe les mêmes figures que pour le Monte-Carlo, pour les données sans corrections, avec corrections géométriques et puis après toutes corrections (figures 4.23). Le pas pour chaque point correspond à la “taille” d’une zone en ϕ ($\frac{2\pi}{12}$). Les coefficients de calibration d’échelle calculés sont représentés en fonction du numéro de la zone en ϕ (numérotées en nombre croissant de $\phi = 0$ à $\eta = 2\pi$) figure 4.22.

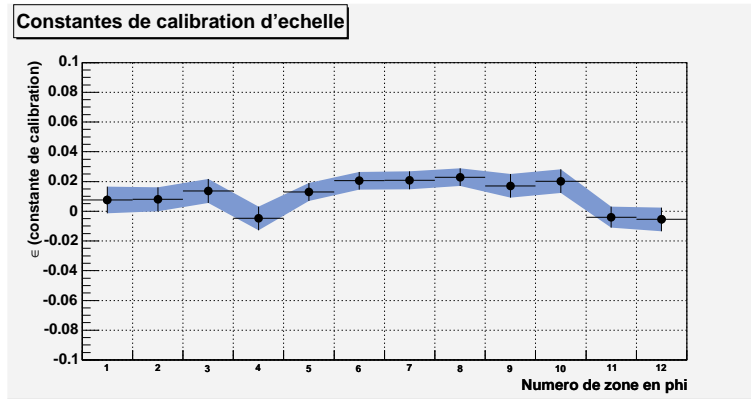


FIG. 4.22 – Valeur des coefficients de calibration d’échelle en fonction de la zone en ϕ .

On voit une fois encore que les corrections géométriques permettent d’améliorer l’échelle de masse du Z ainsi que les corrections d’échelle. De plus, ces dernières corrections permettent également de diminuer la dispersion en masse invariante.

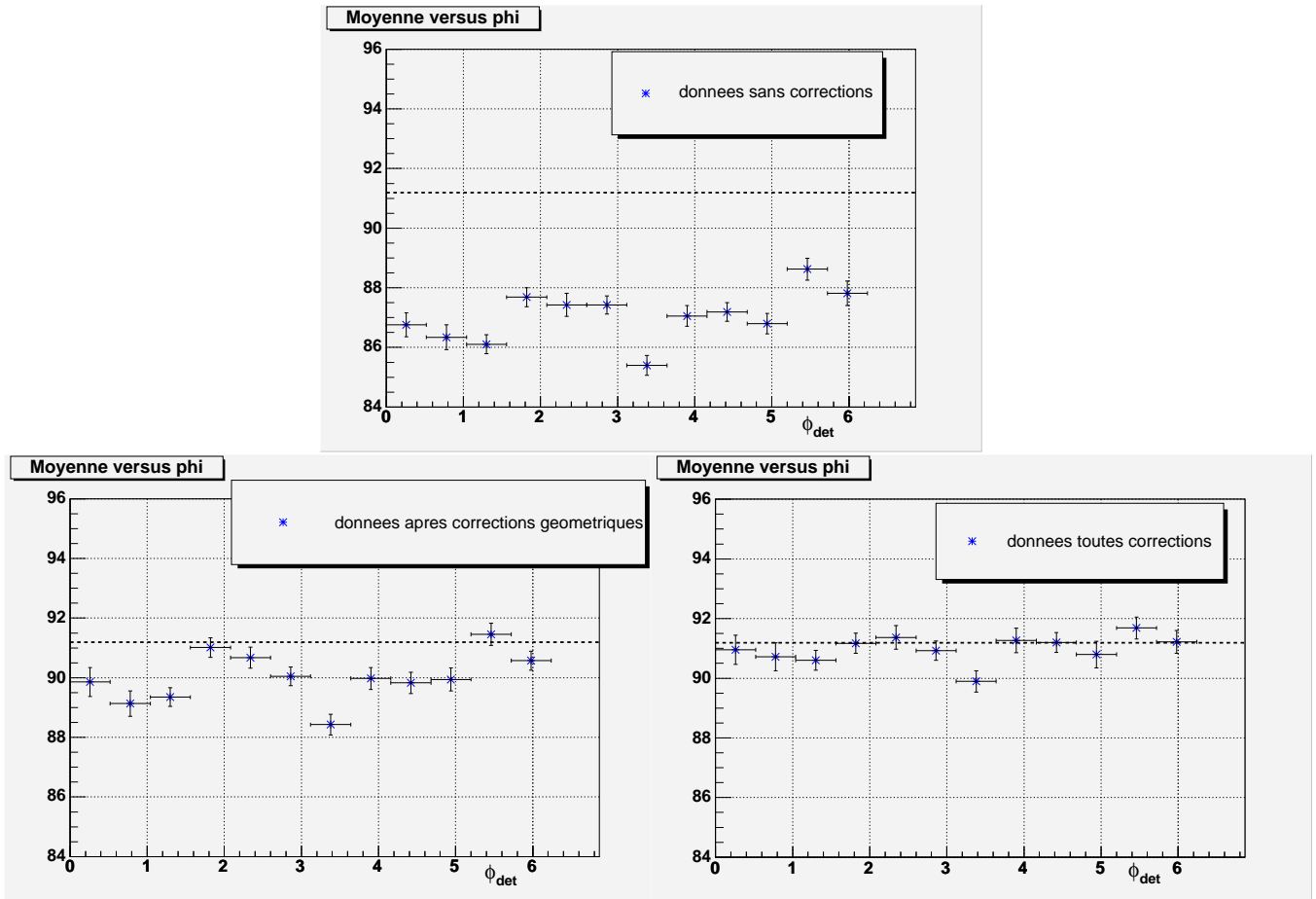


FIG. 4.23 – Distribution, pour les données, de la moyenne en masse invariante en fonction de la position en ϕ_{det} du second électron. Le premier électron est demandé dans le CC. En haut, sans aucune corrections, en bas à gauche, après corrections géométriques uniquement, et à droite, après toutes corrections. La ligne hachurée représente la valeur de la masse du Z telle que mesurée par le LEP.

Chapitre 5

Etude du canal de désintégration en un électron, au moins deux jets et de l'énergie manquante

5.1 Introduction

Ce chapitre décrit une analyse pour la recherche de leptoquarks de première génération dans le canal de désintégration électron ¹, neutrino et jets. Nous avons vu (dans le chapitre 1) que pour avoir des leptoquarks de masse accessible à l'échelle de l'accélérateur Tevatron, nous devons supposer que des leptoquarks d'une génération donnée ne peuvent se coupler qu'avec des leptons et des quarks de la même génération. Nous ne considérerons donc pas les modes de désintégrations tels que $\mu\nu + jets$. Comme nous l'avons vu, le rapport de branchement d'une paire de leptoquarks dans notre canal sera $2\beta(1 - \beta)$. A priori, toute valeur de β est possible, avec toutefois une valeur maximale sur $2\beta(1 - \beta)$ pour $\beta = \frac{1}{2}$. Expérimentalement, la recherche de neutrino se fera par recherche de \cancel{E}_t car les neutrinos n'interagissent pas dans le détecteur. Nous déterminerons le bruit de fond QCD par normalisation d'un sous-échantillon de données pour une valeur $\cancel{E}_t < 10$ GeV. Le bruit de fond W sera normalisé pour $\cancel{E}_t > 30$ GeV et pour une masse transverse invariante entre l'électron et le \cancel{E}_t : $60 < M_T(e\nu) < 110$ GeV. Finalement, l'analyse se fera pour les coupures en $\cancel{E}_t > 30$ GeV et $M_T(e\nu) > 130$ GeV.

¹dans toute la suite, on parle d'électron pour désigner soit un e^+ , soit un e^-

5.2 Données à notre disposition

Les données recueillies à partir du RunII sur l'expérience $D\phi$ s'étendent de la période d'Avril 2002 à Septembre 2003. Du fait d'un changement de définition de triggers entre deux périodes de prises de données (correspondant au run 178722), nous utilisons un "OU" de deux triggers. Les critères du premier (nommé par $D\phi$ EM_MX) sont les suivants :

- au moins une tour électromagnétique d'énergie transverse supérieure à 15 GeV doit être déclenchée au niveau 1.
- au niveau 3, un *loose* électron (ce dernier est défini à partir de deux coupures seulement : la fraction électromagnétique est supérieure à 90% et l'isolation est inférieure à 20%) doit y être reconstruit avec une énergie supérieure à 30 GeV.

Le second trigger (nommé $E1_SH30$), plus récent, a les critères suivants :

- au moins une tour électromagnétique d'énergie transverse supérieure à 11 GeV doit être déclenchée au niveau 1.
- au niveau 3, un *loose* électron (comprenant également une coupure sur la forme de la gerbe) doit y être reconstruit avec une énergie supérieure à 30 GeV.

Les efficacités de ces triggers sont déterminées à partir de lots d'événements en $Z \rightarrow e^+e^-$ (39pb^{-1} ont été utilisées pour l'étude du trigger $E1_SH30$ et 122pb^{-1} pour l'étude du trigger EM_MX) afin de les étudier sur des électrons bien identifiés (pour ne pas biaiser l'étude par des événements QCD). Ces triggers ont été étudiés avec la méthode décrite dans la note [43]. La figure 5.1 en donne le résultat en fonction de l'impulsion transverse de l'électron dans le calorimètre central.

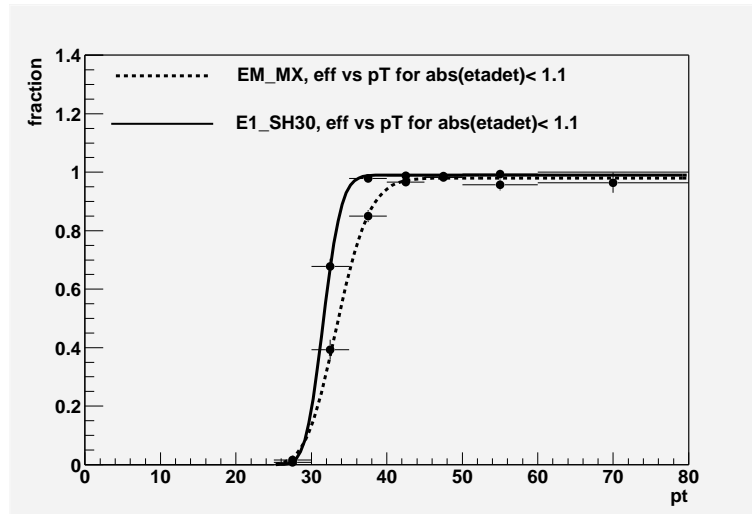


FIG. 5.1 – Efficacités des triggers utilisés.

Ce facteur d'efficacité sera pris en compte sur tous nos événements Monte-Carlo dans l'analyse en proportion avec la luminosité obtenue pour chaque trigger (environ 21% des

données correspondent au second trigger $E1_SH30$).

La luminosité intégrée totale enregistrée par ces triggers est de :

$$\mathcal{L} = 193 \pm 13 \text{ pb}^{-1}.$$

Afin de s'assurer de la bonne qualité des données, une liste de mauvais *runs* (correspondant à des périodes de prises de données avec un biais expérimental), définie par un groupe de $D\emptyset$, a été soustraite. Des critères de qualité, basés sur des variables calculées pour tous les fichiers de chaque *run*, définis par ce groupe sont les suivants :

- Le nombre d'événements par *run* doit être supérieur à 500. En dessous de cette valeur, ils peuvent-être dûs à un arrêt d'acquisition des données suite à un problème avec un sous-détecteur.
- On définit la variable $\sqrt{\langle \cancel{E}_{tx} \rangle^2 + \langle \cancel{E}_{ty} \rangle^2}$ où $\langle \cancel{E}_{tx} \rangle$ et $\langle \cancel{E}_{ty} \rangle$ sont les valeurs moyennes des composantes x et y de l'énergie transverse manquante calculées sur tous les événements par *run*. Cette valeur est demandée inférieure à 4 GeV.
- A partir des écarts-types σ_x de \cancel{E}_{tx} et σ_y de \cancel{E}_{ty} , une autre variable est calculée : $\sigma_{xy} = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}$. Cette valeur, calculée sur tous les événements par *run*, est requise inférieure à 22 GeV.
- La somme scalaire des énergies transverses est également calculée sur tous les événements par *run* et demandée supérieure à 80 GeV.

En plus de ces critères, nous retirons également les événements ayant eu divers problèmes électroniques, dans le calorimètre ou les détecteurs de traces, durant la prise de données et considérés comme mauvais.

Après soustraction de tous ces événements, la luminosité intégrée totale utilisée est de :

$$\mathcal{L} = 176 \pm 11 \text{ pb}^{-1}.$$

Cette luminosité se répartie en 37 pb^{-1} correspondant au trigger $E1_SH30$ et 139 pb^{-1} correspondant au trigger EM_MX .

5.3 sélection des données

Les données que nous utilisons ont déjà passé quelques critères de pré-sélection officiels qui sont les suivants :

- au moins un objet électromagnétique avec un identifiant $|id| = 10, 11$ et une énergie transverse supérieure à 8 GeV.

- au moins une trace d’impulsion transverse supérieure à 5 GeV et ayant un écart azimutal avec l’objet électromagnétique inférieur à 0.1 radians

Dans cette analyse, on sélectionne les événements ayant un seul objet électromagnétique certifié (tel que défini dans le chapitre 3), et de plus qui ait une trace associée (suivant la définition donnée en 3.1.1), que son énergie transverse soit supérieure à 35 GeV (afin de limiter les effets de l’efficacité du trigger) et qu’il soit dans la partie centrale du calorimètre. On demande également que ces événements aient au moins deux jets d’énergie transverse $E_t > 25$ GeV dans la région du détecteur $|\eta_{det}| < 2.5$. L’efficacité des coupures de certification de l’électron ainsi que de l’association de trace ont été déterminées dans le chapitre 3.1.3. On se référera au le lot d’événements sélectionnés à partir de toutes ces coupures comme le lot “DATA sample” pour la suite.

5.4 Le bruit de fond attendu

Pour les événements avec un électron, de l’énergie manquante et deux jets, les principaux bruits de fond sont le QCD, le $W \rightarrow e\nu$ et le $t\bar{t}$ (avec un quark *top* se désintégrant en $W \rightarrow e\nu$ et un quark *bottom*).

5.4.1 Le bruit de fond QCD

Ce bruit de fond est d’origine instrumental. Il consiste en effet en des événements $\gamma + \geq 2$ jets ou ≥ 3 jets avec un jet qui est reconstruit comme un objet électromagnétique (par exemple un π^0 de grande énergie qui va déposer, par sa désintégration, de l’énergie électromagnétique) et avec de l’énergie manquante venant d’une mauvaise mesure en énergie des jets. Il n’existe pas de Monte-Carlo décrivant correctement ce bruit de fond, c’est pourquoi son estimation se fera à partir des données. Pour cela, on va définir un nouveau lot “QCD sample” dans lequel on fera exactement les mêmes coupures que pour le “DATA sample” à l’exception de :

- La coupure en $hmx7$ est renversée en demandant $15 < hmx7 < 100$. Une plus grande valeur de $hmx7$ caractérisant davantage un jet. Une limite supérieure en $hmx7$ est prise afin de ne pas prendre en compte des effets instrumentaux importants.
- Aucune condition d’association de trace, autre que celle effectuée lors de la préselection 5.3, n’est demandée.

L’idée d’utiliser ce “QCD sample” est la suivante : à de faibles valeurs de E_t , les deux lots contiennent uniquement des événements QCD. A partir de ce postulat, on va normaliser à faible valeur de E_t ($E_t < 10$ GeV) le “QCD sample” au “DATA sample” et on utilise le “QCD sample” ainsi normalisé pour calculer le bruit de fond QCD à grandes valeurs de E_t ($E_t > 30$ GeV).

Pour éprouver la pertinence de l’hypothèse qu’à $\cancel{E}_t < 10$ GeV les événements du “DATA sample” sont du QCD, on peut estimer la proportion d’événements $W \rightarrow e\nu$ pour $\cancel{E}_t < 10$ GeV à partir d’un Monte-Carlo (que l’on décrira plus loin) en le renormalisant à la luminosité des données. La proportion d’événements $W \rightarrow e\nu$ ainsi estimée dans notre lot de “DATA sample” est de l’ordre de 10%. Nous retirons donc cette estimation d’événements de notre lot à bas \cancel{E}_t afin de déterminer le facteur de normalisation.

De plus, pour notre sélection “DATA sample”, on vérifie si l’on a un deuxième objet électromagnétique (qui serait donc non certifié étant donné nos coupures) et si sa masse invariante se trouve dans le pic du Z (figure 5.2). Dans ce cas, notre lot serait contaminé par des événements $Z \rightarrow e^+e^-$ ne nous intéressant pas. La proportion d’événements ayant une masse invariante comprise entre [70,110 GeV] pour tout notre lot de sélection est seulement de 4% donc négligeable.

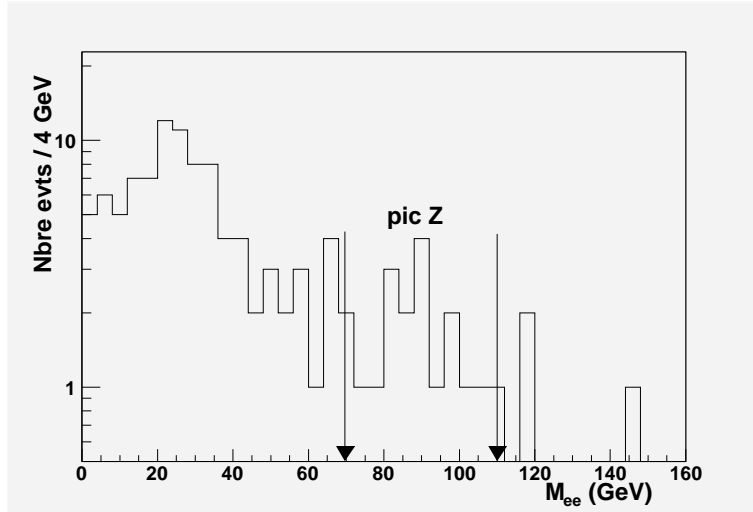


FIG. 5.2 – Masse invariante di-électrons pour les événements du lot “DATA sample” qui ont deux objets électromagnétiques. Le second objet électromagnétique lorsqu’il existe n’est pas certifié.

Toutefois, un jet avec une grande fraction électromagnétique est moins bien mesuré. Autrement dit, dans notre “QCD sample”, les objets EM à grande valeur de hmx (qui sont en fait des jets à forte composante électromagnétiques) vont avoir une énergie sous-estimée et donc entrainer plus souvent une composante d’énergie manquante suivant leur direction. Cette effet est montré figure 5.3 représentant l’écart en angle azimutal entre l’électron et l’énergie manquante ($\Delta\phi(EM, \cancel{E}_t)$) pour le “DATA sample”, “QCD sample” ainsi que pour le signal de leptoquark avec une masse de 180 GeV. On voit que l’on peut alors couper à $\Delta\phi(EM, \cancel{E}_t) > 0.7$ sans retirer beaucoup de signal (on perd moins de 10% de signal).

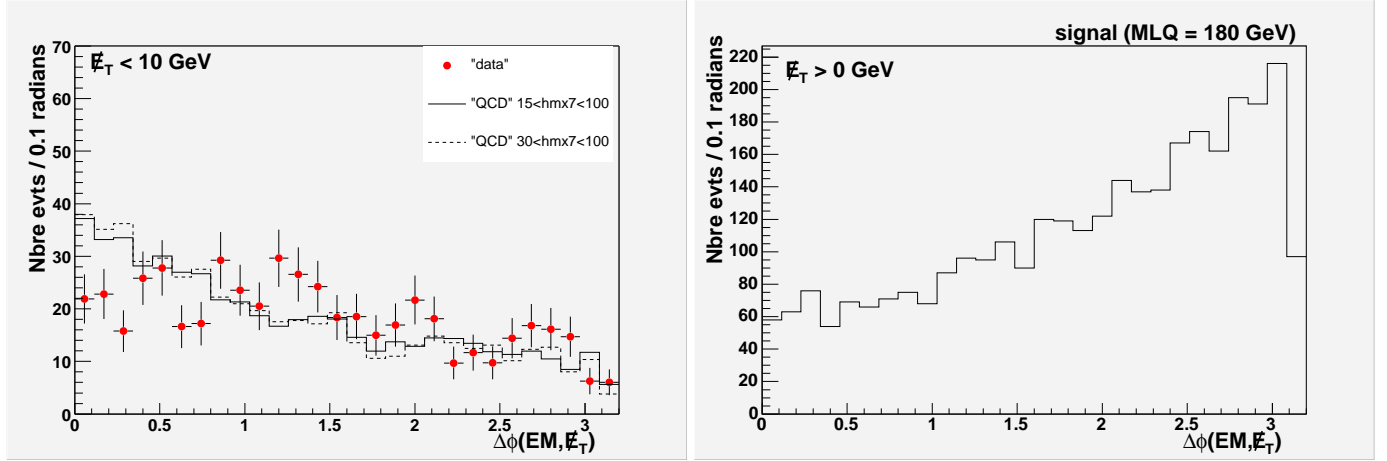


FIG. 5.3 – $\Delta\phi(EM, \cancel{E}_t)$. A gauche, sous forme de points apparaît la distribution pour la "DATA sample" et en trait plein la distribution pour le "QCD sample", à bas \cancel{E}_t . En pointillés apparaît une autre définition pour le "QCD sample" avec $hmx7 > 30$ plutôt que 15. A droite, la même distribution en $\Delta\phi(EM, \cancel{E}_t)$ est représentée (cette fois pour toute valeur de \cancel{E}_t pour un signal leptiquark de masse 180 GeV).

Afin de réduire le bruit de fond, on ajoute une condition d'isolation en trace. La méthode [54] consiste à compter le nombre de traces N_t dans un cône creux défini par $0.05 < \Delta R(trace, EM) < 0.4$ autour de la direction de l'objet électromagnétique. Lorsque l'on peut associer une trace à un électron, celle-ci se trouve toujours dans un cône de 0.05 autour de l'électron, ainsi on coupera sur la somme des impulsions transverses des traces dans le cône autour de l'objet électromagnétique en demandant de faibles valeurs. On peut voir la distribution de cette variable sur la figure 5.4 pour des électrons certifiés du Z dans la fenêtre [80,100 GeV] ainsi que pour le bruit de fond QCD estimé en reversant la variable $hmx7$. On choisit de couper à $\sum p_T < 2$ GeV qui correspond au maximum du produit de l'efficacité de la coupure et de rejection du QCD. Les électrons sont demandés associés avec une trace. Le tableau 5.1 donne le nombre total d'électrons dénombrés pour les fenêtres en masse [80,100 GeV] et [84,96 GeV].

fenêtre en masse [80,100 GeV]	
Nombre d'électrons	Après coupure isolation
7758	7108
fenêtre en masse [84,96 GeV]	
Nombre d'électrons	Après coupure isolation
6410	5937

TAB. 5.1 – résumé, pour les données, des nombres d'électrons comptés dans le pic du Z avant et après coupure.

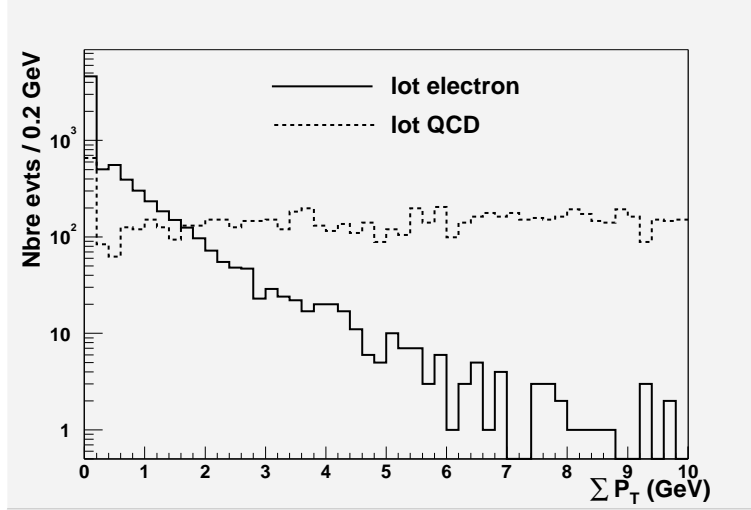


FIG. 5.4 – distributions pour les données de la somme des impulsions transverses des traces situées dans un cône autour de l’objet électromagnétique.

L’efficacité pour cette coupure est égale, dans la fenêtre [80,100 GeV], à :

$$ef f_{isotr k} = 92.2 \pm 1.5\% \quad (5.1)$$

En utilisant la fenêtre [84, 96 GeV], l’efficacité est de $92.6 \pm 1.7\%$, ce qui donne une erreur systématique de 0.4%.

On a donc le résultat suivant pour la coupure d’isolation en trace :

$$ef f_{isotr k} = 92.2 \pm 1.5\%(stat) \pm 0.4\%(syst) \quad (5.2)$$

Le tableau 5.2 résume les coupures communes aux deux lots de données “DATA sample” et “QCD sample”.

Un seul EM	$E_T^{EM} > 35 GeV$	$ \eta_{det} < 1.1$
Au moins 2 jets	$E_T^{jet} > 25 GeV$	$ \eta_{det} < 2.5$
coupure angulaire	$\Delta\phi(EM, \cancel{E}_t) > 0.7$	
Isolation en trace	$\sum P_T < 2 GeV$ dans $0.05 < R < 0.4$	

TAB. 5.2 – Résumé des coupures cinématiques et topologiques communes au “QCD sample” et au “DATA sample”.

Le tableau 5.3 donne le nombre d’événements total pour chaque lot après ces coupures ainsi qu’à bas \cancel{E}_t . Le facteur de normalisation trouvé est alors égal à 0.149.

	pas de coupure en \cancel{E}_t	$\cancel{E}_t < 10\text{GeV}$
Nbre evts "Data sample"	1892	383.3
Nbre evts "QCD sample"	7097	2578

TAB. 5.3 – Nombre d'événements dans le "Data sample" et le "QCD sample". Pour $\cancel{E}_t < 10$ GeV, le nombre d'événements donné pour le "Data sample" est le résultat après soustraction du nombre d'événements W estimés (428 "data" - 44.7 "W")

La figure 5.5 représente la distribution en \cancel{E}_t pour le "DATA sample" ainsi que le "QCD sample" après normalisation. Sur cette figure est également représentée la distribution pour un autre fond QCD, défini cette fois avec $hmx7 > 30$ au lieu de $hmx7 > 15$. Les deux fonds QCD sont très similaires. L'estimation des événements W est également reportée sur le zoom de la figure. De plus, les figures 5.6 et 5.7 représentent toutes les distributions cinématiques et topologiques pour $\cancel{E}_t < 10$ GeV pour le "DATA sample" et le "QCD sample", étant attendu un bon accord puisqu'il s'agit dans les deux lots d'événements QCD. On peut constater que l'accord est raisonnable. On pourra de même comparer les distributions pour la masse transverse invariante entre l'électron et le \cancel{E}_t (qui est en principe l'énergie transverse du neutrino) ainsi que la distribution de S_T . On définit cette variable comme la somme des énergies transverses de l'électron, des deux jets les plus énergétiques ainsi que du \cancel{E}_t (figures 5.8).

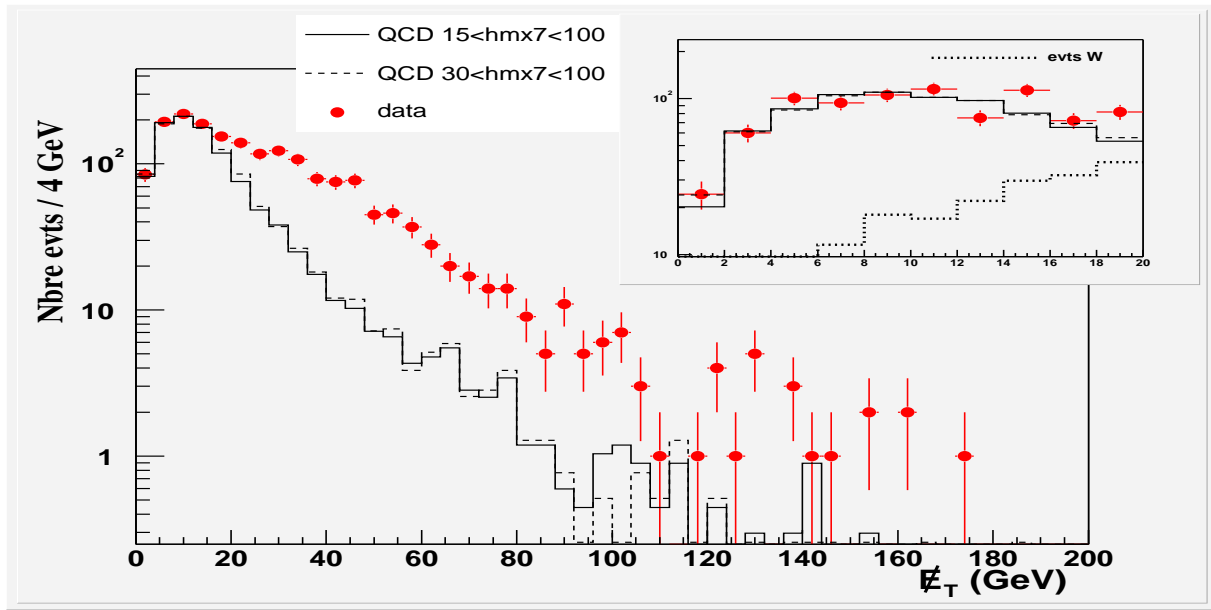


FIG. 5.5 – Distributions en \cancel{E}_t pour le "DATA sample" et "QCD sample", après normalisation, à $\cancel{E}_t < 10$ GeV. Un autre "QCD sample" y est représenté, défini pour $30 < hmx7 < 100$. La figure de droite est un zoom de la distribution pour \cancel{E}_t entre 0 et 20 GeV. On peut y voir représentée la contribution en événements $W \rightarrow e\nu$.

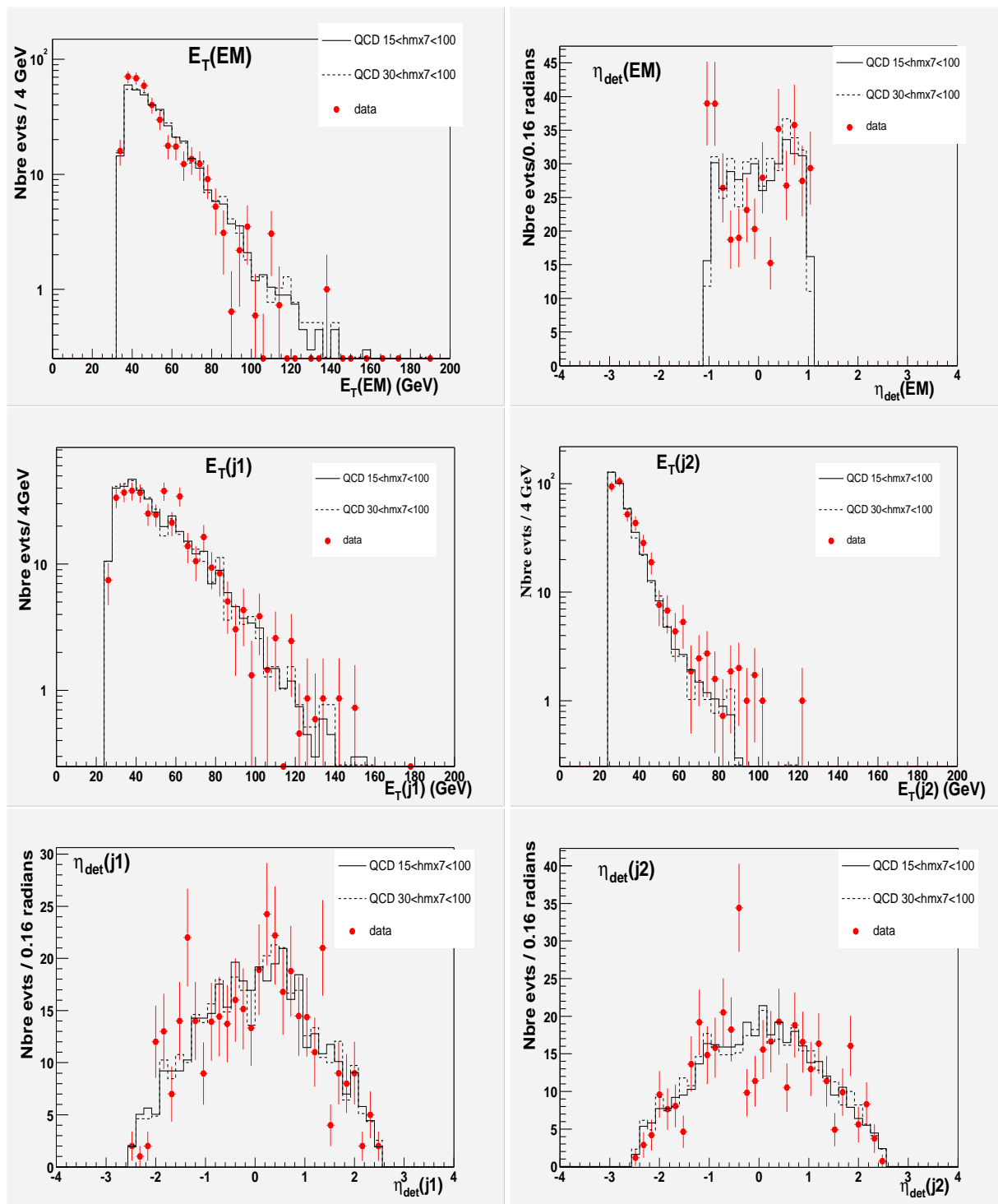


FIG. 5.6 – Distributions cinématiques pour le “DATA sample” et “QCD sample” à $E_t < 10$ GeV. Un autre “QCD sample” y est représenté, défini pour $30 < hmx7 < 100$.

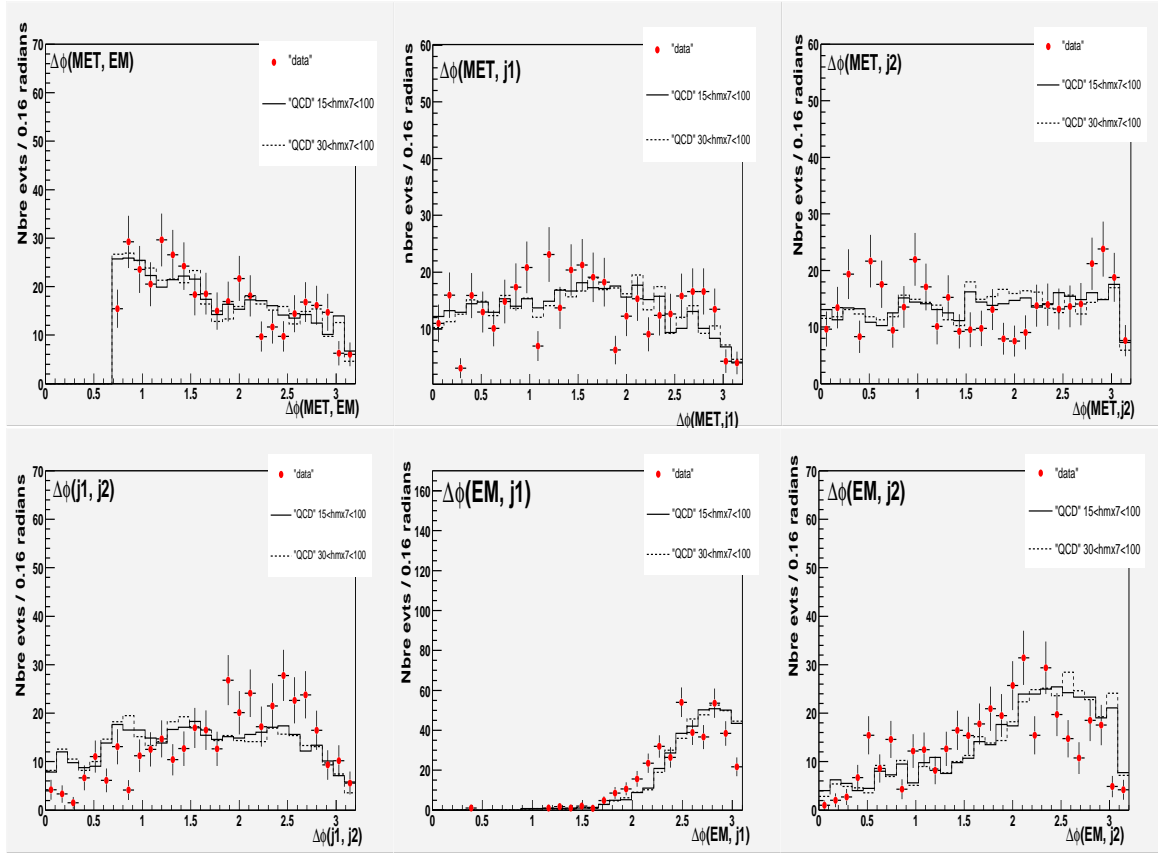


FIG. 5.7 – Distributions topologiques pour le “DATA sample” et “QCD sample” à $\cancel{E}_t < 10$ GeV. Un autre “QCD sample” y est représenté, défini pour $30 < hmx7 < 100$.

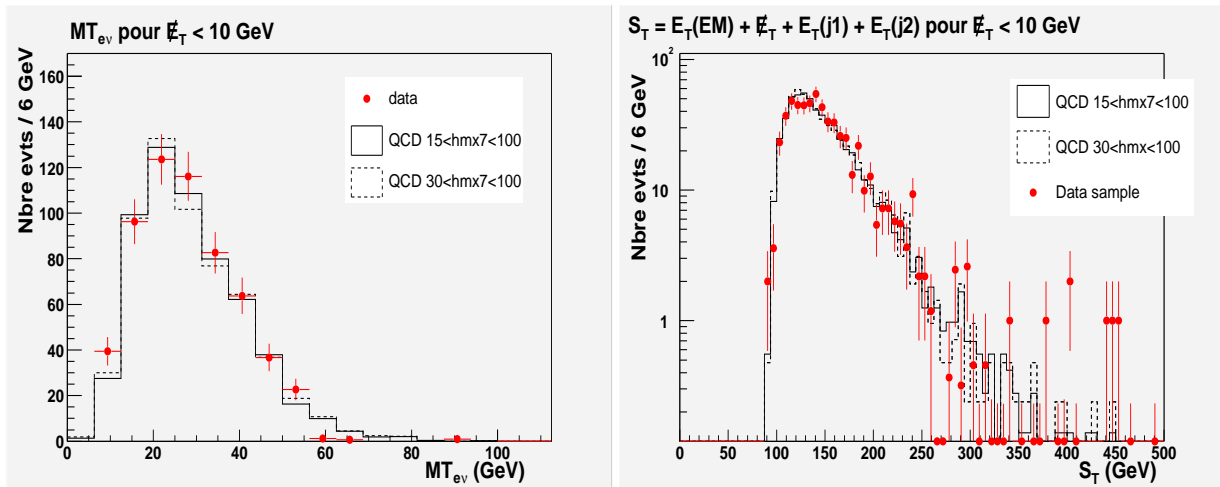


FIG. 5.8 – A gauche, distribution de la masse transverse $M_T(EM, \cancel{E}_t)$ pour $\cancel{E}_t < 10$ GeV et à droite, distribution de S_T pour $\cancel{E}_t < 10$ GeV.

5.4.2 Le bruit de fond du Modèle Standard

Pour tous les Monte-Carlo utilisés, on appliquera toutes les coupures topologiques et cinématiques décrites pour le “DATA sample” excepté la coupure d’isolation en trace ainsi que l’association avec une trace. Ces coupures n’apportent en effet rien qualitativement puisque nous avons de “vrais” électrons. Par contre les appliquer nuierait à la statistique. C’est pourquoi nous leur appliquerons plutôt un facteur d’efficacité correspondant sur les données pour ces coupures (en fait, comme nous allons l’expliquer dans le paragraphe suivant, le Monte-Carlo du $W + 2jets$ ne se verra pas appliquer ces facteurs d’efficacité dans l’analyse).

5.4.2.1 Le bruit de fond dû au $t\bar{t}$

Ce bruit de fond provient d’événements $t\bar{t}$. Chacun des quarks top va se désintégrer en un quark b et un W . Notre bruit de fond résidera dans les événements où l’un des deux W se désintègre en deux autres quarks et l’autre W se désintègre en un électron et un neutrino (tous les quarks vont alors s’hadroniser donnant des jets). Nous utilisons 45750 événements générés avec PYTHIA pour une masse du quark top à 175 GeV. Ils ont également passé tout le processus de simulation et de reconstruction de $D\emptyset$. Pour ces événements, les coupures cinématiques et angulaires sont appliquées, et tout comme pour le Monte-Carlo $W + 2 jets$, sont pondérés par l’efficacité du trigger. On normalise le Monte-Carlo à la luminosité des données :

$$normTop = \frac{\mathcal{L}_{data}}{\mathcal{L}_{MC}} \quad (5.3)$$

Avec $normTop$, le facteur de normalisation à appliquer sur ce Monte-Carlo, \mathcal{L}_{data} , la luminosité des données, et \mathcal{L}_{MC} la luminosité du Monte-Carlo. On calcule la luminosité du Monte-Carlo à partir de la section efficace théorique calculée au troisième ordre de grandeur (NNLO), à savoir 6.77 pb (ce résultat est entaché d’une erreur dont on discutera plus tard), du rapport de branchement 0.1481 (car le t ou le \bar{t} se désintègre en b et $W \rightarrow e\nu$ et l’autre en b et $W \rightarrow q\bar{q}'$ avec $q = u, c$, ce qui fait un rapport de branchement de $2*1/9*6/9$) ainsi que du nombre totale d’événements générés :

$$L_{MC} = \frac{45750}{6.77 \times 0.1481} = 45629.7 pb^{-1} \quad (5.4)$$

De plus, ces événements sont pondérés par un facteur d’efficacité global égale à :

$$eff_{glob} = \frac{eff_{EMID}(data)}{eff_{EMID}(MC)} * eff_{track}(data) * eff_{isotr}(data) * eff_{jet}^2(data) \quad (5.5)$$

En effet, on a appliqué sur les Monte-Carlo uniquement les coupures de certifications qui ont une efficacité donnée ($eff_{EMID}(MC)$). Il faut donc pondérer ces événements par les facteurs d’efficacité qu’ont les différentes coupures sur les données. Ces efficacités sont résumées dans la tableau 5.4.

coupure	efficacité
Reconstruction objet EM Monte-Carlo	95.7 \pm 0.2%
Reconstruction objet EM données	91.7 \pm 0.3%
Association trace données	79 \pm 0.4%
Isolation en trace données	92.2 \pm 1.5%
Reconstruction pour un jet donnée	97.4 \pm 0.5%

TAB. 5.4 – Résumé des facteurs d’efficacité à appliquer sur le Monte-Carlo $t\bar{t}$ et le signal

5.4.2.2 Le bruit de fond W

Les événements $W + 2$ jets avec le W se désintégrant en $W \rightarrow e\nu_e$ constituent un bruit de fond important. Pour l’étudier, on utilise un lot de 189500 événements générés avec ALPGEN (générateur utilisant des calculs d’éléments de matrice au premier ordre) [41] ainsi que PYTHIA [40] pour le processus d’hadronisation. Ces événements ont passé les processus de simulation et de reconstruction de $D\emptyset$.

Les seules coupures appliquées ici sont les coupures cinématiques et angulaires. Les événements sont pondérés par l’efficacité du trigger, dépendant de l’énergie transverse de l’électron.

Le Monte-Carlo W est normalisé de telle manière que le nombre d’événements du bruit de fond total soit égal au nombre d’événements du lot “DATA sample” dans l’intervalle en masse transverse $60 \leq M_{T_{e\nu}} \leq 100$ GeV.

$$normW = \frac{Ndata - Nqcd - Nttbar}{\sum w(W)} \quad (5.6)$$

où $normW$ est le facteur de normalisation à appliquer sur nos événements W , $Ndata$, $Nqcd$, $Nttbar$ et $\sum w(W)$ sont respectivement les nombres d’événements du “DATA sample”, de bruit de fond QCD estimés, de bruit de fond venant du $t\bar{t}$ et la somme des poids des événements W dans la fenêtre de masse $60 \leq M_{T_{e\nu}} \leq 100$ GeV.

Nous n’avons donc pas besoin de lui appliquer des facteurs d’efficacités pour la reconstruction des objets, ni pour la coupure d’association de trace et non plus pour l’isolation en trace puisque ces événements sont alors normalisés aux données. Cette méthode a l’avantage de ne pas dépendre d’une erreur sur la section efficace calculée par le générateur Alpgen. Toutefois, nous montrerons que le calcul de la norme théorique est très compatible avec le résultat obtenu par cette méthode.

5.5 Le signal

Nous avons généré avec *PYTHIA* plusieurs lots d'événements de paires de leptoquarks scalaires, avec un leptoquark se désintégrant en un neutrino et un quark, et l'autre se désintégrant en un électron et un quark. Nous utilisons environ 6000 événements pour différentes masses de leptoquarks allant de 120 GeV à 280 GeV générés avec pour fonction de structure *CTEQ5* [15]. Chacun de ces lots est passé par la simulation complète du détecteur et reconstruit ensuite de la même manière que les autres Monte-Carlo utilisés. On applique également au signal, chacune des efficacités décrites pour le Monte-Carlo $t\bar{t}$ (tableau 5.4). Les efficacités globales résultant pour le signal, après toutes les coupures cinématiques et angulaires ainsi que l'application des facteurs d'efficacité, est donnée pour chaque masse figure 5.9.

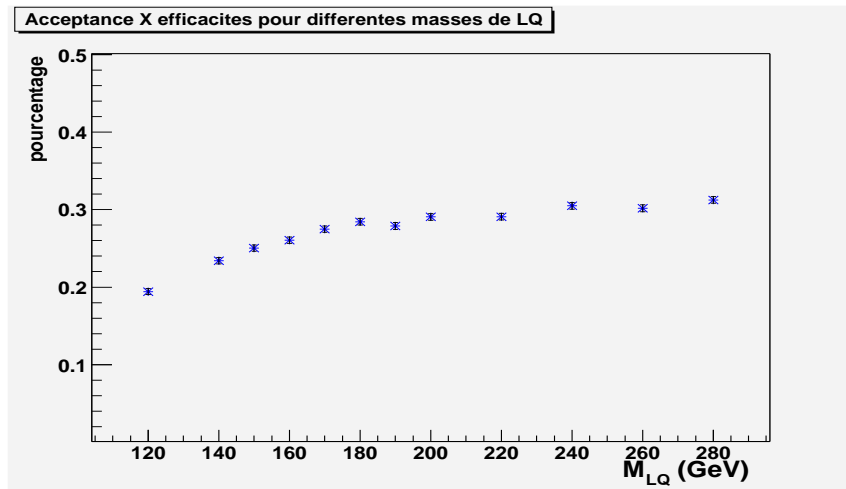


FIG. 5.9 – efficacité du signal après coupures

5.5.1 Etude détaillée du résultat sur l'efficacité obtenue

Pour montrer d'où vient cette efficacité, nous utilisons uniquement un point de masse, à savoir un signal de leptoquark de 200 GeV. Le tableau 5.5 donne la répartition statistique au niveau généré, dans le calorimètre, de l'électron issu de la désintégration d'un tel leptoquark. On voit que l'essentiel de la statistique se trouve dans le calorimètre central (78%).

Les figures 5.10 représentent l'impulsion transverse au niveau généré respectivement de l'électron et du neutrino.

Nous nous intéresserons aux événements où l'électron est reconstruit dans le calorimètre central. Les clusters électromagnétiques reconstruits sont classés par ordre d'énergie

	$ \eta < 1.1$ (CC)	$1.1 \leq \eta \leq 1.5$	$1.5 < \eta $
Nbre d'evts générés	4690	685	625

TAB. 5.5 – répartition géométrique au niveau généré des électrons issus de la désintégration d'un leptoquark

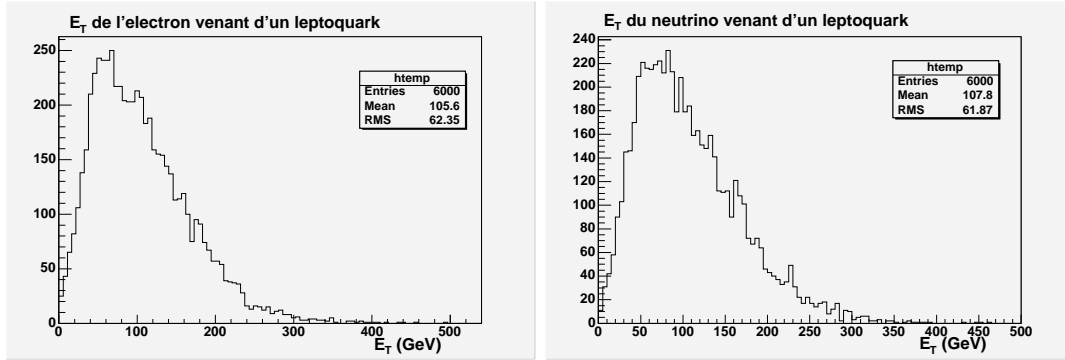


FIG. 5.10 – Energies transverses de l'électron et du neutrino venant de leptoquarks de masse de 200 GeV, au niveau généré.

transverse (E_T) décroissantes. Cependant, l'électron venant du leptoquark n'est pas toujours comme l'on pourrait s'y attendre, le premier objet électromagnétique de cette liste (ie celui de plus grande impulsion transverse). Pour s'en convaincre, on peut chercher parmi les clusters électromagnétiques celui ou ceux qui matchent avec l'électron généré en demandant une distance angulaire $dR = \sqrt{\delta\eta^2 + \delta\phi^2} < 0.1$ (0.1 radians correspond à la taille d'une cellule).

On trouve 4740 événements avec au moins un cluster électromagnétique (on impose uniquement son $id = 10$ ou ± 11) reconstruit dans le calorimètre central. Parmi ces événements, nous pouvons distinguer ceux pour lesquels un matching a pu être trouvé ou non. Egalement, nous pouvons distinguer parmi ceux où un matching a été trouvé, si le cluster électromagnétique correspondant est le premier de la liste (ie, celui d'énergie transverse la plus grande) ou pas. Ces résultats sont donnés pour différentes coupures dans le tableau 5.6.

Dans le but d'obtenir le maximum d'efficacité, on pouvait se demander si, pour les Monte-Carlo, il était raisonnable de ne faire aucune certification sur l'électron et de prendre le premier cluster électromagnétique d'énergie transverse la plus élevée mais on peut se rendre compte grâce au tableau 5.6 que même parmi les événements qui ont un cluster associé à l'électron généré, tous n'ont pas ce cluster comme celui d'énergie transverse la plus élevée. On ne peut donc pas adopter cette solution. De même, on voit avec le tableau 5.7 que la conclusion reste la même avec une sélection requérant au moins

un électron certifié. Si l'on choisissait cette solution, c'est -à-dire de prendre le premier électron certifié, on se tromperait avec un taux de $\frac{15+2742-2731}{2757} = 0.9 \pm 0.2\%$ pour une efficacité de $\frac{2757}{6000} = 46\%$. Tandis que si l'on opte pour la solution de prendre une sélection basée sur un seul électron certifié (tableau 5.8), on voit que l'on se trompe avec un taux de $\frac{15}{2693} = 0.56 \pm 0.14\%$ pour une efficacité de $\frac{2693}{6000} = 44.8\%$. Pour l'analyse présentée, nous avons choisi de demander pour les Monte-Carlo un seul électron certifié. La conséquence de ce choix est une perte d'environ 34% d'efficacité. Ensuite, demander que l'électron ait une énergie transverse supérieure à 35 GeV et que le \cancel{E}_t soit supérieur à 30 GeV entraîne encore 10% de pertes d'efficacité. La condition de coupure sur l'écart angulaire azimutal fait perdre également environ 10% d'efficacité. Enfin, la condition d'avoir au moins deux jets d'énergie transverse supérieure à 25 GeV fait encore perdre 16%. Au total, l'ensemble de ces coupures donne une efficacité d'environ 45% qu'il faut ensuite pondérer par le facteur d'efficacité global (afin de se renormaliser aux données) déjà discuté :

$$eff_{glob} = \frac{eff_{EMID}(data)}{eff_{EMID}(MC)} * eff_{track}(data) * eff_{isotr}(data) * eff_{jet}^2(data) = 0.662 \quad (5.7)$$

Finalement, l'efficacité résultante (pour un signal de masse MLQ=200 GeV) est d'environ 30%.

pas de certification sur les clusters				
coupures	Nevts	avec association	EM associé au premier cluster	sans association
$n_{EM} \geq 1$	4740	4408	4300	332
+ $E_T(EM) > 35$ GeV	4424	4317	4210	107
+ $\cancel{E}_t > 30$ GeV	4083	3980	3889	103
+ $\Delta\Phi(\cancel{E}_t, EM) > 0.7$	3734	3642	3558	92
+ ≥ 2 jets $E_T \geq 25$ GeV	3033	2993	2966	40
+ $ \eta_{jet1} , \eta_{jet2} < 2.5$	3004	2964	2937	40

TAB. 5.6 – Nombres d'événements restants pour différentes coupures. La troisième colonne indique le nombre d'événements où un cluster a pu être associé avec l'électron du leptarquark au niveau généré, la colonne suivante indique le nombre d'événements parmi ces derniers où le cluster est trouvé comme étant celui de plus grande énergie transverse, et la dernière colonne donne le nombre d'événements où aucun cluster n'a été trouvé associé avec l'électron généré dans un cône $dR < 0.1$

Avant d'aborder les résultats, nous allons tout d'abord introduire les sources d'erreurs systématiques qui seront calculées.

certifications sur les clusters				
coupures	Nevts	avec association	EM associé au premier cluster	sans association
$n_{EM} \geq 1$	4051	4004	3985	47
+ $E_T(EM) > 35$ GeV	3954	3925	3906	29
+ $\cancel{E}_t > 30$ GeV	3652	3624	3606	28
+ $\Delta\Phi(\cancel{E}_t, EM) > 0.7$	3343	3317	3299	26
+ ≥ 2 jets $E_T \geq 25$ GeV	2784	2769	2758	15
+ $ \eta_{jet1} , \eta_{jet2} < 2.5$	2757	2742	2731	15

TAB. 5.7 – Nombres d'événements restants pour différentes coupures. La troisième colonne indique le nombre d'événements où un cluster a pu être associé avec l'électron du leptoquark au niveau généré, la colonne suivante indique le nombre d'événements parmi ces derniers où le cluster est trouvé comme étant celui de plus grande énergie transverse, et la dernière colonne donne le nombre d'événements où aucun cluster n'a été trouvé associé avec l'électron généré dans un cône $dR < 0.1$

certification sur les clusters				
coupures	Nevts	avec association	EM associé au premier cluster	sans association
$n_{EM} = 1$	3934	3888	3888	46
+ $E_T(EM) > 35$ GeV	3841	3813	3813	28
+ $\cancel{E}_t > 30$ GeV	3551	3523	3523	28
+ $\Delta\Phi(\cancel{E}_t, EM) > 0.7$	3246	3220	3220	26
+ ≥ 2 jets $E_T \geq 25$ GeV	2719	2704	2704	15
+ $ \eta_{jet1} , \eta_{jet2} < 2.5$	2693	2678	2678	15

TAB. 5.8 – Nombres d'événements restants pour différentes coupures. La troisième colonne indique le nombre d'événements où un cluster a pu être associé avec l'électron du leptoquark au niveau généré, la colonne suivante indique le nombre d'événements parmi ces derniers où le cluster est trouvé comme étant celui de plus grande énergie transverse, et la dernière colonne donne le nombre d'événements où aucun cluster n'a été trouvé associé avec l'électron généré dans un cône $dR < 0.1$

5.6 Les erreurs systématiques

Dans ce paragraphe sont détaillées les sources d'erreurs systématiques. Pour chaque bruit de fond, les différentes erreurs systématiques seront sommées quadratiquement.

5.6.1 Les sources d'erreurs systématiques pour le QCD

Comme nous l'avons expliqué plus avant, le nombre d'événements QCD sont déterminés par un facteur de normalisation que nous nommerons normQCD . Les erreurs systématiques pour l'estimation de ce bruit de fond viendront donc des erreurs sur ce facteur de normalisation. Nous avons étudié deux sources d'erreurs :

- La première est d'origine statistique. En effet, ayant un nombre d'événements donné N , son erreur statistique varie en $\frac{1}{\sqrt{N}}$. La première source d'erreur sur normQCD vient donc d'une statistique limitée. Elle est de 5.4%.
- Nous avons également étudié la variation de la valeur de normQCD si l'on fait varier son domaine de normalisation : Si on fait varier la coupure en $\cancel{E}_t < \text{cut}$, avec $\text{cut} = 8 \text{ GeV}, 10 \text{ GeV}$ et 12 GeV , cela conduit à une variation de 1.3%.

5.6.2 Les sources d'erreurs systématiques pour le $t\bar{t}$

Pour ce bruit de fond, nous avons utilisé quatre sources d'erreurs :

- L'incertitude sur la valeur de la section efficace du Top. Elle est calculée à 6.77 pb avec une erreur de 25%.
- L'incertitude sur la luminosité des données, de l'ordre de 6.5%.
- L'erreur sur l'efficacité des coupures (tableau 5.4). Etant donné que l'on applique le facteur $\frac{\text{eff}_{EMID}(\text{data})}{\text{eff}_{EMID}(\text{MC})} * \text{eff}_{\text{track}}(\text{data}) * \text{eff}_{\text{isotrk}}(\text{data}) * \text{eff}_{\text{jet}}^2(\text{data})$, on a une erreur relative totale de 1.5%.
- En étudiant la variation du nombre d'événements attendus pour une correction d'échelle hadronique de $\pm 1\sigma$ de la même manière que décrite dans le paragraphe précédent, on obtient pour les coupures $\cancel{E}_t > 30 \text{ GeV}$ puis $M_T(\text{ev}) > 130 \text{ GeV}$ une variation relative du nombre d'événements attendus respectivement de 10.8% et de 19.2%.

5.6.3 Les sources d'erreurs systématiques pour le W

Pour l'estimation du bruit de fond $W+2jets$, nous distinguons trois erreurs systématiques. Deux d'entre-elles viendront des erreurs sur le facteur de normalisation déterminé et la troisième sur le nombre d'événements obtenus selon les corrections d'échelle hadronique utilisées :

- La première est, tout comme pour le QCD, d'origine statistique. Elle est de 5.5% pour le W.
- Si l'on fait varier le domaine de normalisation en masse transverse $M_{T_{e\nu}}$, de [60,100 GeV] à [70,90 GeV], la variation est de 6.2%.
- Les corrections en énergie des jets et du \cancel{E}_t ayant une erreur σ donnée, nous les faisons varier de $\pm 1\sigma$ et étudions la variation du nombre d'événements attendus. Cette erreur systématique est calculée pour différentes coupures : $\cancel{E}_t > 30$ GeV, puis $\cancel{E}_t > 30$ GeV et $M_T(e\nu) > 130$ GeV et enfin $\cancel{E}_t > 30$ GeV et $M_T(e\nu) > 130$ GeV et $S_T > 330$ GeV. Nous justifierons plus loin pourquoi la valeur de ces coupures. L'erreur relative obtenue pour le W est respectivement de 5.7%, 19% et de 13.2%.

5.6.4 Les sources d'erreurs systématiques pour le signal

- De même interviennent les erreurs des corrections en énergie des jets et du \cancel{E}_t contribuant à 5% d'erreur relative pour $\cancel{E}_t > 30$ GeV et $M_T(e\nu) > 130$ GeV et de 6% pour les coupures $\cancel{E}_t > 30$ GeV et $M_T(e\nu) > 130$ GeV et $S_T > 330$ GeV.
- Ainsi que l'erreur sur l'efficacité des coupures (tableau 5.4) de 1.5%.
- Nous avons étudié la différence relative en acceptances lorsque l'on génère le signal avec les fonctions de structure *CTEQ4* plutôt que *CTEQ5*. Cela nous donne une erreur relative de 5.4%.
- On considère une erreur sur le processus de radiation de gluons, 4% (nous avons pris la même que celle utilisée au RunI). Il s'agit d'une erreur sur l'acceptance venant de l'erreur sur les radiations de gluons à l'état final. Cette erreur avait été estimée en comparant les résultats entre les deux générateurs ISAJET et PYTHIA.

5.7 Les Résultats

Nous présentons dans ce paragraphe les résultats obtenus à grand \cancel{E}_t (nous prenons $\cancel{E}_t > 30$ GeV) en appliquant la méthodologie et les erreurs décrites aux paragraphes

précédents. Tout d'abord, nous donnons le résultat sur le calcul du facteur de normalisation des événements W, donnant également le nombre d'événements W en résultant puis nous le comparons avec celui que l'on peut déterminer à partir de la section efficace du Monte-Carlo.

5.7.1 Calcul du nombre de W par notre méthode de normalisation

Comme déjà expliqué, le fond W est estimé en normalisant le bruit de fond total aux données pour $60 < M_{T_{e\nu}} < 100$ GeV. Le détail est donné dans le tableau 5.9.

	pour $60 < M_{T_{e\nu}} < 100$ GeV
Données	491
QCD	50 ± 3
Top	6.4 ± 0.1
somme des poids pour le W	2967 ± 53
$\text{norm}W = \frac{\text{Donnees-QCD-Top}}{\text{sommedespoidspourleW}} =$	0.146

TAB. 5.9 – calcul de la normalisation du W

On trouve donc par notre méthode de renormaliser le bruit de fond total aux données, un facteur de normalisation :

$$\text{norm}W = 0.146 \pm 0.015 \quad (5.8)$$

En utilisant ce facteur de normalisation, on trouve dans la fenêtre en masse $M_T(e\nu)$ [60, 100 GeV], $NW = 433.2 \pm 44.3$ événements.

On peut comparer ce résultat à celui obtenu en renormalisant le Monte-Carlo à la luminosité des données.

5.7.2 Calcul du nombre de W à partir de la section efficace du Monte Carlo

La normalisation théorique du Monte-Carlo W est :

$$\text{norm}W = A \times \frac{\mathcal{L}_{data}}{\mathcal{L}_{MCW}} \quad (5.9)$$

avec $\mathcal{L}_{data} = 175.6 \text{ pb} \pm 11.4 \text{ pb}$ et $\mathcal{L}_{MCW} = \frac{NW}{\sigma(W_{enujj})} = 853.6 \text{ pb}^{-1}$. On a NW , le nombre d'événements générés égal à 189500, $\sigma(W_{enujj})$, la section efficace calculée par Alpgen pour le processus $2jets + W \rightarrow e\nu$, égale à 222 pb. A est le produit des efficacités des coupures appliquées (paragraphe 5.4), soit $A = 0.662 \pm 0.010$; Cela conduit à une norme absolue de $normW = 0.136 \pm 0.009$; En utilisant ce calcul, on obtient un nombre d'événements W attendus à l'intérieur du pic de $NW = 403.5 \pm 28.5$ événements.

On constate donc que ces résultats sont tout à fait compatibles avec ceux déterminés précédemment.

5.7.3 Bilan à grand \cancel{E}_t

Afin de vérifier notre compréhension de notre bruit de fond total à grand \cancel{E}_t , nous donnons en figure 5.11 et figure 5.12, les distributions en $M_T(e\nu)$ et S_T pour la coupure $\cancel{E}_t > 30 \text{ GeV}$. On peut également comparer le bruit de fond estimé aux données avec chacune des variables séparément figures 5.13. Notre bruit de fond total semble bien reproduire le comportement des données.

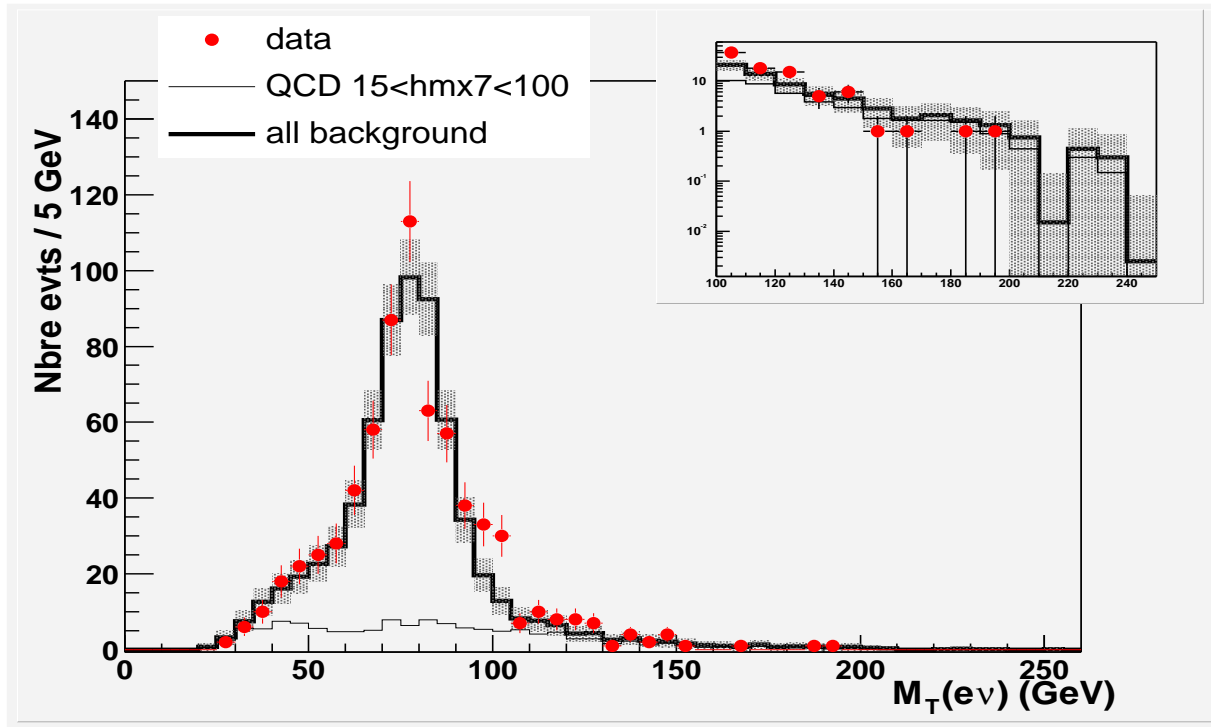


FIG. 5.11 – *Distribution en $M_T(e\nu)$. Les données apparaissent sous forme de points, en trait noir épais le bruit de fond total. Le fond QCD estimé apparaît en trait noir plus fin. EN haut à droite apparaît un zoom de cette distribution pour $M_T(e\nu) > 100 \text{ GeV}$.*

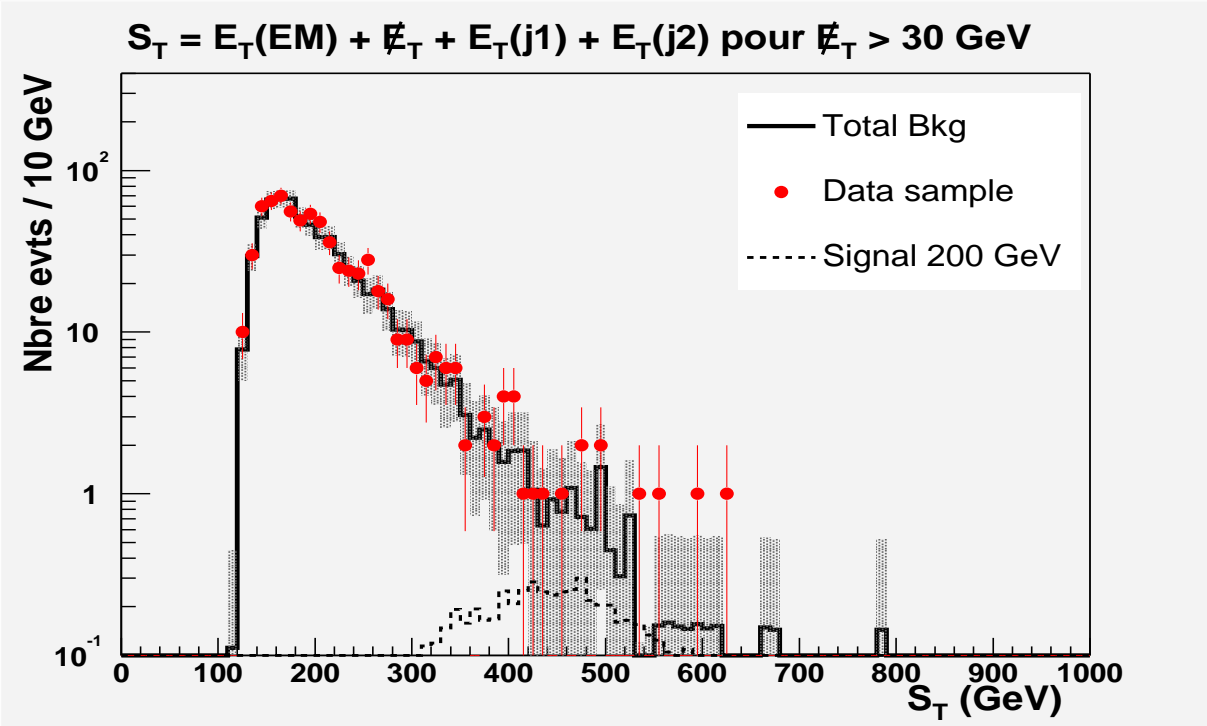


FIG. 5.12 – Distribution en S_T . Les données apparaissent sous forme de points, en trait noir épais le bruit de fond total. Sur cette figure apparaît également la distribution en signal attendue, renormalisée à la luminosité des données pour des leptarquarks de masse de 200 GeV avec un rapport de branchement de 0.5.

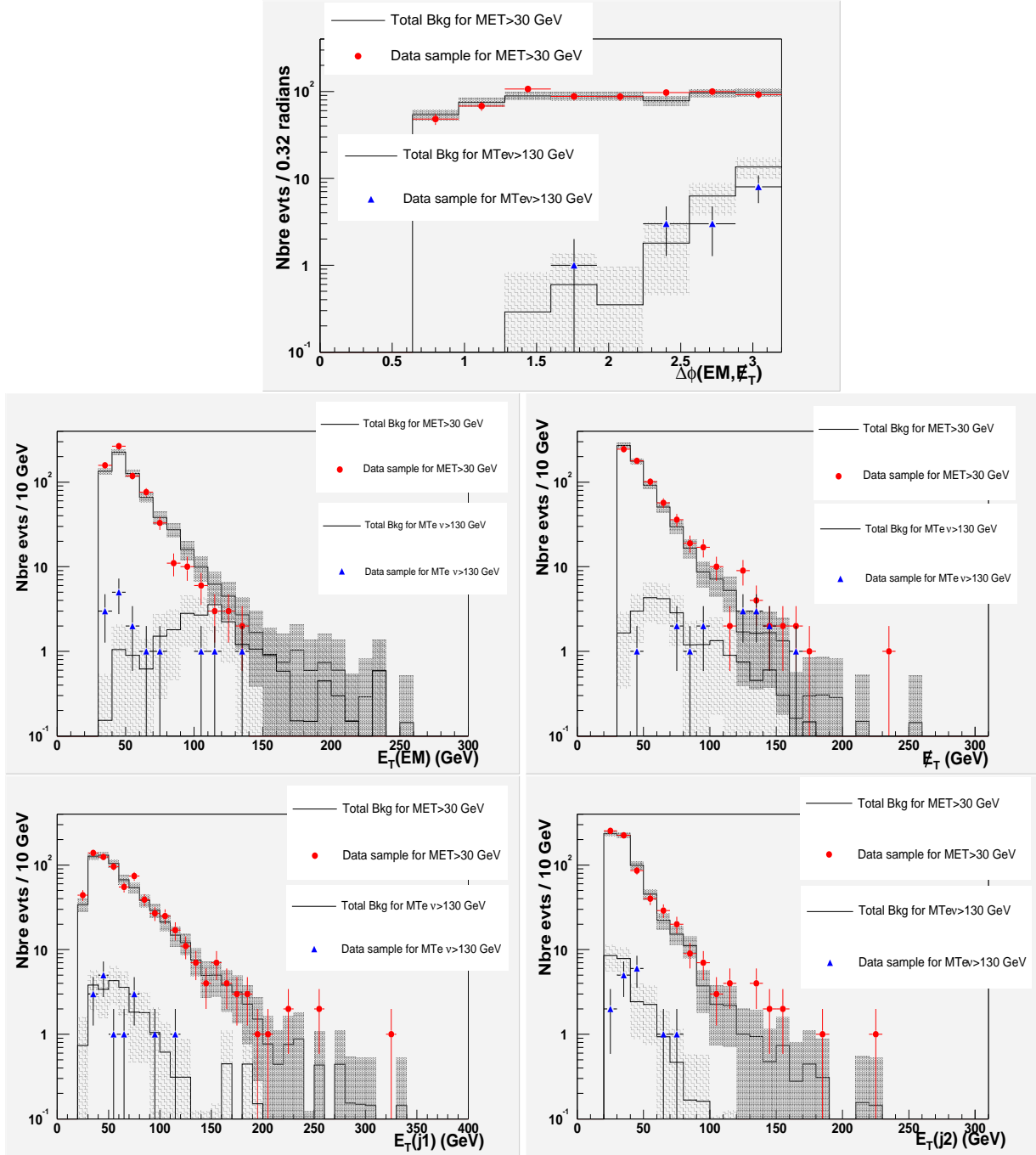


FIG. 5.13 – Les données apparaissent sous forme de points, en trait noir le bruit de fond total. Pour $E_T > 30$ GeV, apparaissent successivement les distributions de $\Delta\phi(EM, E_T)$, l'énergie transverse de l'électron, l'énergie manquante, et les énergies transverse des deux premiers jets. Pour chacune des figures, deux histogrammes apparaissent, l'un avec la coupure en $M_T(ev) > 130$ GeV et l'autre sans.

Le tableau 5.10 donne le nombre d'événements en données ainsi que pour chaque bruit de fond, après normalisation, pour la coupure $\cancel{E}_t > 30 \text{ GeV}$. Les facteurs de normalisation sont également donnés avec leur erreur totale.

	$\cancel{E}_t > 30 \text{ GeV}$	le facteur de normalisation	valeur
Données	687		
Bruit de fond total	666.9 ± 54.2		
fond QCD	129.9 ± 8.5	normQCD	0.149 ± 0.008
fond W	527.6 ± 53.5	normW	0.146 ± 0.015
fond Top	9.4 ± 2.6	normTop* efficacités des coupures	0.0025 ± 0.0006

TAB. 5.10 – Nombre d'événements après normalisation pour les données et bruits de fond et leur facteur de normalisation respectif.

5.7.4 Analyse des événements

Afin de trouver les coupures adéquates pour couper efficacement les événements W et QCD, nous présentons S_T en fonction de $M_T(e\nu)$ pour les données, le QCD, le W et le signal à 180 GeV (figures 5.14). Nous décidons afin d'éliminer une grande partie du bruit de fond de couper en masse transverse de l'électron et du neutrino : $M_T(e\nu) > 130 \text{ GeV}$.

Afin de choisir la coupure en S_T donnant le maximum de sensibilité, on utilise la signficance, définie comme la valeur de la section efficace expérimentale calculée à 95% de degré de confiance moyennée par une distribution de Poisson (principe expliqué dans la paragraphe 5.9.1) pour un nombre d'événements de données allant de 0 à l'infini :

$$\langle \sigma_{95} \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \sigma_{95}(n, \epsilon, B, \mathcal{L}) \cdot e^{-B} \frac{B^n}{n!} \quad (5.10)$$

Avec ϵ , l'efficacité trouvée après la coupure pour le signal, B le nombre d'événements de bruit de fond estimé et \mathcal{L} la luminosité pour les données. Cette optimisation est ici calculée pour un signal de leptoquark de masse 200 GeV.

Nous faisons donc varier la coupure S_T et calculons la signficance associée. Les résultats sur la variation de la signficance pour chaque valeur de la coupure sont donnés figure 5.15. On voit que la meilleure sensibilité de l'analyse est obtenue pour une coupure $S_T > 330 \text{ GeV}$.

On donne dans le tableau 1.11 le détail du nombre d'événements restants après une coupure en $M_{T_{e\nu}} > 130 \text{ GeV}$ et pour le jeu de coupures $M_{T_{e\nu}} > 130 \text{ GeV}$ et $S_T > 330 \text{ GeV}$. Le nombre d'événements de données est en accord avec le nombre de bruit de fond total. On n'observe pas d'excès.

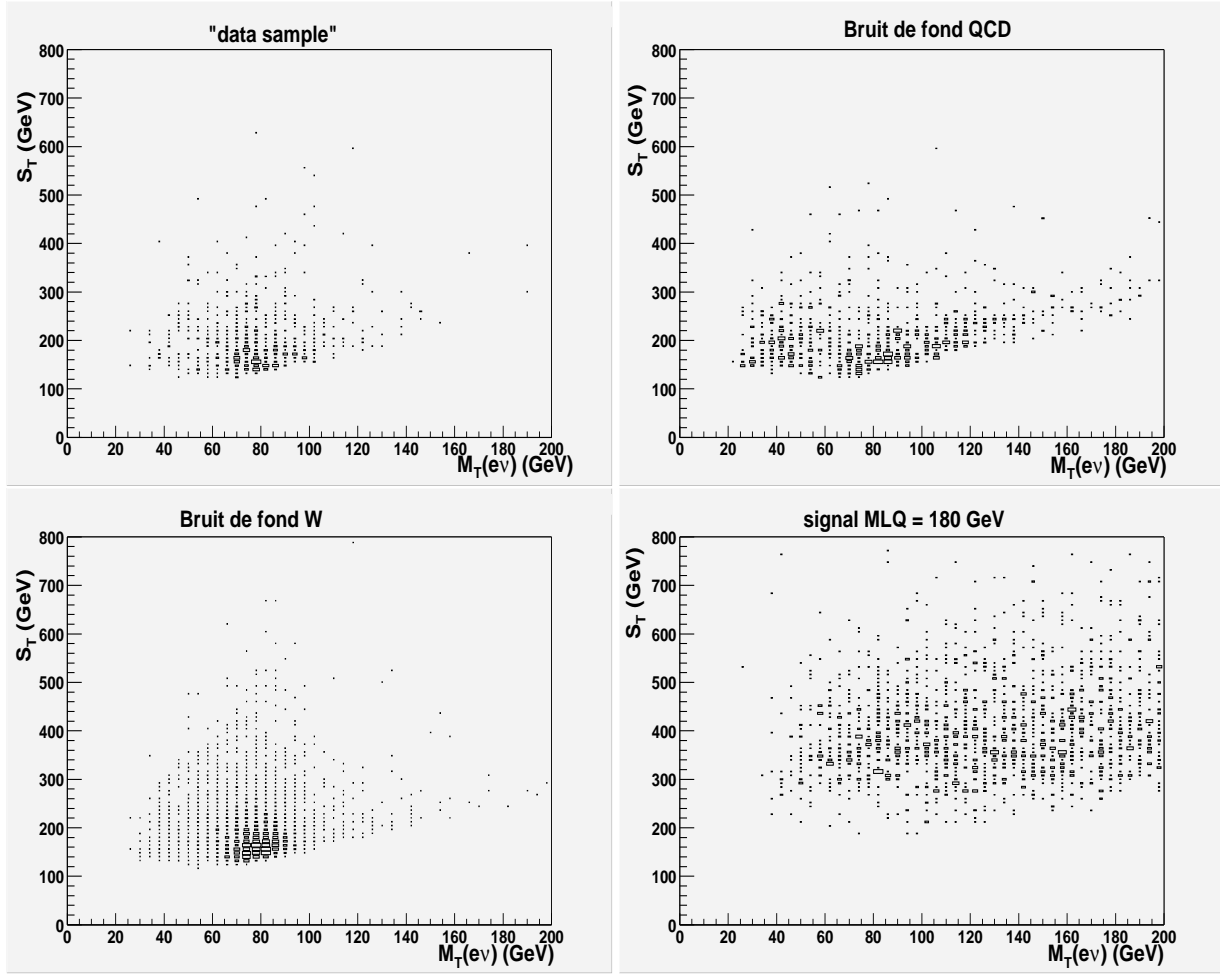


FIG. 5.14 – S_T en fonction de $M_T(\text{eV})$ pour les données, le QCD, le W et le signal à 180 GeV

	$E_t > 30\text{GeV}$ et $M_T(\text{eV}) > 130\text{GeV}$	même coupures + $S_T > 330\text{GeV}$
Données	15	2
Bruit de fond total	$22.9 \pm 1.8 \pm 1.6$	$4.7 \pm 0.8 \pm 0.3$
QCD	$16.4 \pm 1.6 \pm 0.9$	$3.1 \pm 0.7 \pm 0.2$
W	$6.2 \pm 0.9 \pm 1.3$	$1.4 \pm 0.5 \pm 0.2$
top	$0.32 \pm 0.03 \pm 0.09$	$0.17 \pm 0.02 \pm 0.06$

TAB. 5.11 – Nombre de données et de bruit de fond après les coupures. La première erreur correspond à l'incertitude statistique et la seconde, à l'incertitude systématique.

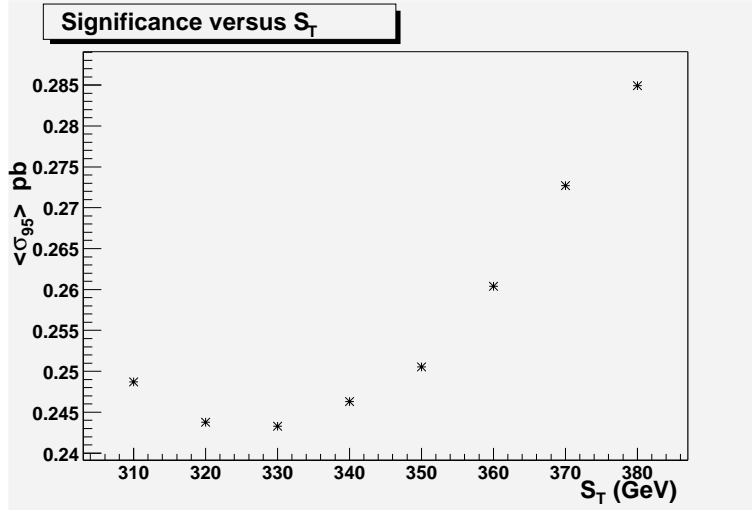


FIG. 5.15 – Etude de la signification en fonction de la coupure en S_T .

Après toutes nos coupures, il reste 2 événements de données dont on donne les caractéristiques dans le tableau 1.12.

Run	Event	E_T^{EM}	E_T^{j1}	E_T^{j2}	\cancel{E}_t	$M_T(e\nu)$	S_T
174901	8710859	135.8	90.8	64.1	91.4	166.7	382.1
179195	26386170	73.2	110.4	72.4	142.4	191.0	398.4

TAB. 5.12 – Caractéristiques des deux candidats restants. Toutes les énergies ainsi que les variables $M_T(e\nu)$ et S_T sont données en GeV.

5.8 Autres bruits de fond envisageables

Cette étude n'a pas pris en compte d'autres processus pouvant conduire à l'état final que nous recherchons (un électron, du \cancel{E}_t et au moins deux jets). Nous montrons dans ce paragraphe qu'ils sont en effet très négligeables. On peut compter trois autres bruits de fond que l'on pourrait attendre :

- les événements WW :

on peut en effet avoir production double de W lors de réactions $p\bar{p}$. Le processus de désintégration est le même que pour les événements $t\bar{t}$ et peut donc produire notre état final. Le rapport de branchement BR est le même que celui du bruit de fond $t\bar{t}$ (c'est-à-dire que l'état final recherché est $W \rightarrow e\nu$ et l'autre $W \rightarrow qq'$), $BR = 0.1481$. La section efficace de ce processus calculé par le générateur ALPGEN est de $\sigma = 2.04$ pb. Le nombre d'événements générés utilisés est de 23000. En renormalisant ce

Monte-Carlo d'événements à la luminosité des données, on obtient pour différentes coupures les résultats décrits dans le tableau 5.13.

coupures	Nbre d'evts de WW attendus
$\cancel{E}_t > 30 \text{ GeV}$	$0.90 \pm 0.04 \text{ evts}$
pour $M_T(e\nu) \in [60, 100 \text{ GeV}]$	$0.74 \pm 0.03 \text{ evts}$
$M_T(e\nu) > 130 \text{ GeV}$ et $S_T > 330 \text{ GeV}$	$< 0.0023 \text{ evts}$

TAB. 5.13 – Nombre d'événements de la topologie “électron, \cancel{E}_t et au moins deux jets” venant du WW pour différentes coupures. Seule l'erreur statistique est reportée.

– les événements WZ :

Pour ce bruit de fond, le Z se désintègre en deux quarks (qui donnent des jets par hadronisation) et le $W \rightarrow e\nu$. Le rapport de branchement BR est deux fois plus faible que le précédent $t\bar{t}$, $BR = \frac{1}{2} \times 0.1481$. La section efficace de ce processus calculé par le générateur ALPGEN est de $\sigma = 0.61 \text{ pb}$. Le nombre d'événements générés utilisés est de 23000. En renormalisant ce Monte-Carlo d'événements à la luminosité des données, on obtient pour différentes coupures les résultats décrits dans le tableau 5.14.

coupures	Nbre d'evts de WZ attendus
$\cancel{E}_t > 30 \text{ GeV}$	$0.148 \pm 0.006 \text{ evts}$
pour $M_T(e\nu) \in [60, 100 \text{ GeV}]$	$0.121 \pm 0.005 \text{ evts}$
$M_T(e\nu) > 130 \text{ GeV}$ et $S_T > 330 \text{ GeV}$	$< 0.0003 \text{ evts}$

TAB. 5.14 – Nombre d'événements de la topologie “électron, \cancel{E}_t et au moins deux jets” venant du WZ pour différentes coupures. Seule l'erreur statistique est reportée.

– les événements *single top* :

Pour ce bruit de fond, on considère deux types de processus, $evbb$ (donnant un électron, un neutrino et deux quarks *bottom*) et $evbqb$ (donnant un électron, un neutrino, deux quarks *bottom* et un autre quark). Deux exemples de diagrammes sont donnés figure 5.16. Le premier type de production a une section efficace calculée par PYTHIA de $\sigma = 0.88 \text{ pb}$ et le second type a une section efficace de production calculée à $\sigma = 1.98 \text{ pb}$. Pour chacun d'eux, le rapport de branchement pris est de $BR = 0.13$. Le nombre d'événements générés utilisés est de 32500 pour le premier processus et de 29700 événements pour le second.

En renormalisant ce Monte-Carlo d'événements à la luminosité des données, on obtient au total de ces processus, pour différentes coupures les résultats décrits dans le tableau 5.15.

Finalement, on voit que chacun de ces bruits de fond peut être négligés par rapport à la contamination en bruit de fond $t\bar{t}$. De plus, si l'on ajoute le nombre d'événements

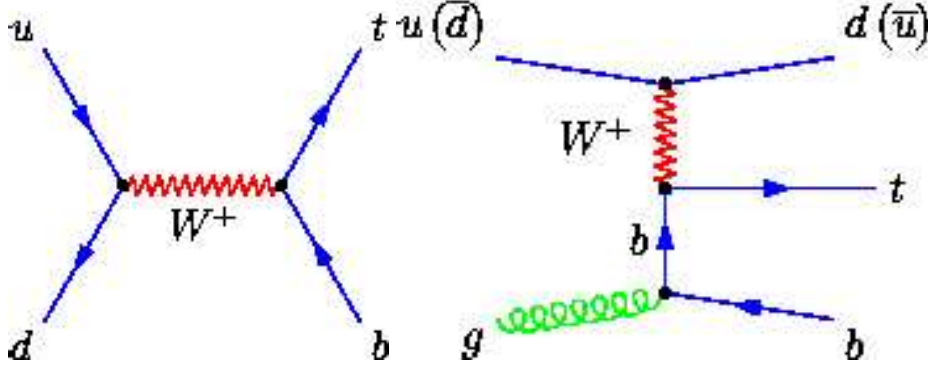


FIG. 5.16 – Exemples de diagrammes de production du *single top*. L’un avec l’état final *enbb* (électron, neutrino et deux quarks *bottom*) à gauche, et l’autre avec l’état final *enbqb* (électron, neutrino, deux quarks *bottom* et un autre quark) à droite .

coupures	Nbre d’evts de <i>single top</i> attendus
$\cancel{E}_t > 30 \text{ GeV}$	$4.74 \pm 0.06 \text{ evts}$
pour $M_T(e\nu) \in [60, 100 \text{ GeV}]$	$3.5 \pm 0.06 \text{ evts}$
$M_T(e\nu) > 130 \text{ GeV}$ et $S_T > 330 \text{ GeV}$	$0.017 \pm 0.003 \text{ evts}$

TAB. 5.15 – Nombre d’événements de la topologie “électron, \cancel{E}_t et au moins deux jets” venant du *single top* pour différentes coupures. Seule l’erreur statistique est reportée.

attendus pour chacune des contributions de ces bruits de fond dans l’intervalle de masse $M_T(e\nu) [60, 100 \text{ GeV}]$, on obtient une variation de notre facteur de normalisation du Monte-Carlo $W + 2jets$ de 0.7%, donc encore une fois négligeable.

5.9 Limites sur la section efficace de production des leptoquarks scalaires

5.9.1 Méthode de calcul de limite

Appellons J un événement qui nous intéresse. A partir de la probabilité p que J se produise, on peut connaître la probabilité $P(n, N)$ d’avoir n événements J parmi N événements par une loi binomiale :

$$\mathcal{P}(n, N) = \frac{N!}{n!(N-n)!} \cdot p^n \cdot (1-p)^{N-n} \quad (5.11)$$

Dès lors, si on a les conditions $p \ll 1$, $N \gg n$ et $N \gg 1$, on peut facilement simplifier

le résultat de cette probabilité en une autre expression plus connue sous loi de Poisson :

$$\mathcal{P}(n|\mu) = \frac{\mu^n}{n!} \cdot e^{-\mu} \quad (5.12)$$

avec $\mu = N.p =$ Nombre d'événements moyen J attendus. On a donc la probabilité d'observer n événements J sachant que μ sont prédits.

Si on appelle b , le bruit de fond attendu, \mathcal{L} la luminosité intégrée des données, ϵ l'efficacité du signal et σ sa section efficace, on a :

$$\mu = b + \mathcal{L} \cdot \epsilon \cdot \sigma \quad (5.13)$$

Par contre, dans notre cas, il nous faut obtenir $\mathcal{P}(\mu | n)$ plutôt que $\mathcal{P}(n|\mu)$. Pour cela, le choix de $D\emptyset$ s'est porté sur la technique de la méthode Bayésienne [55]. Cette dernière utilise le théorème de Bayes :

$$\mathcal{P}(\mathcal{A}|\mathcal{B}) = \frac{\mathcal{P}(\mathcal{A})}{\mathcal{P}(\mathcal{B})} \cdot \mathcal{P}(\mathcal{B}|\mathcal{A}). \quad (5.14)$$

On a alors l'équation suivante :

$$\mathcal{P}(\mu|n) = f(b, \mathcal{L}, \epsilon, \sigma) \cdot \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (5.15)$$

avec $f(b, \mathcal{L}, \epsilon, \sigma)$ une fonction de normalisation dite fonction "à priori" [56]

En supposant que les corrélations entre $b, \mathcal{L}, \epsilon, \sigma$ peuvent-être négligées, on peut factoriser $f(b, \mathcal{L}, \epsilon, \sigma)$ en un produit de fonctions "à priori", indépendantes :

$$f(b, \mathcal{L}, \epsilon, \sigma) = P(b) \cdot P(\mathcal{L}) \cdot P(\epsilon) \cdot P(\sigma) \quad (5.16)$$

Etant donné que notre intérêt porte sur σ , les autres paramètres b, \mathcal{L}, ϵ sont dits "termes de nuisance". Afin d'éliminer leur dépendance, on les intègre. On s'intéresse donc au résultat suivant :

$$\mathcal{P}(\mu|n) = \int_0^\infty d\mathcal{L} \int_0^1 d\epsilon \int_0^\infty db \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \cdot P(b) \cdot P(\mathcal{L}) \cdot P(\epsilon) \cdot P(\sigma) \quad (5.17)$$

Le choix de la fonction $P(\sigma)$ pose problème étant donné que l'on ne possède pas d'informations sur la section efficace $\sigma(p\bar{p} \rightarrow LQ)$. Conformément à la décision de $D\emptyset$ [55], le choix de cette fonction est le suivant :

$$P(\sigma) = \begin{cases} 1/\sigma_{max}, & si \ 0 \leq \sigma \leq \sigma_{max} \\ 0 & \end{cases} \quad (5.18)$$

Il s'agit d'une fonction plate et σ_{max} est choisi de telle manière que l'intégrale sur σ de la fonction ci-dessus pour $\sigma > \sigma_{max}$ soit négligeable. Les trois autres fonctions "a priori" sont posées comme distributions Gaussiennes :

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} e^{-(x-x_0)^2/2\sigma_x^2} \quad (5.19)$$

avec x_0 et σ_x les valeurs moyennes et erreurs des paramètres $x = \mathcal{L}, \epsilon, b$.

En pratique, les paramètres \mathcal{L} et ϵ sont combinés en une seule variable (et leur erreur sommées quadratiquement) et les intervalles d'intégrations pour les gaussiennes sont pris entre $x_0 - 5\sigma_x$ et $x_0 + 5\sigma_x$.

On définit le degré de confiance (CL) en un résultat où on a au plus ν événements attendus et n événements observés par :

$$CL = \int_0^\nu \mathcal{P}(\mu|n) d\mu \quad (5.20)$$

La limite de l'intervalle exclu avec un degré de confiance de 95% correspond donc à la valeur de ν (ou de la valeur de σ) telle que $CL = 0.95$.

5.9.2 Résultats obtenus

Le tableau 5.16 donne la valeur calculée pour la section efficace expérimentale à 95% de degré de confiance, ainsi que l'efficacité du signal obtenue pour chaque masse de leptoquark.

Pour $M_T(e\nu) > 130$ GeV et $S_T > 330$ GeV		
$M_{LQ}(GeV)$	Efficacité du signal	$\sigma_{95} * BR(pb)$
120	0.051 ± 0.006	0.486
140	0.09 ± 0.01	0.280
150	0.11 ± 0.01	0.228
160	0.13 ± 0.02	0.190
170	0.16 ± 0.02	0.160
180	0.17 ± 0.02	0.144
190	0.18 ± 0.02	0.139
200	0.20 ± 0.02	0.125
220	0.21 ± 0.02	0.117
240	0.23 ± 0.03	0.106
260	0.24 ± 0.04	0.101
280	0.25 ± 0.03	0.098

TAB. 5.16 – Résultats pour différentes masses de leptoquark sur l'efficacité obtenue après nos coupures ainsi que la section efficace expérimentale mesurée à 95% de degré de confiance ($Br = 2\beta \times (1 - \beta)$).

En supposant le rapport de branchement du leptoquark en eq de valeur $\beta = 0.5$, cela donne un rapport de branchement pour une paire de leptoquarks avec l'un se désintégrant en eq et l'autre en νq de $2\beta(1 - \beta) = 0.5$ (il s'agit du maximum) que l'on multiplie

par la section efficace théorique. On donne alors une limite maximale sur le produit de la section efficace de production par le rapport de branchement de leptoquarks scalaires de première génération figure 5.17. En comparant avec la courbe de la section efficace théorique [14](déjà discutée dans le chapitre I), on en déduit que l'on peut exclure les leptoquarks scalaires de première génération de masse : $M_{LQ} < 194$ GeV à 95% de degré de confiance.

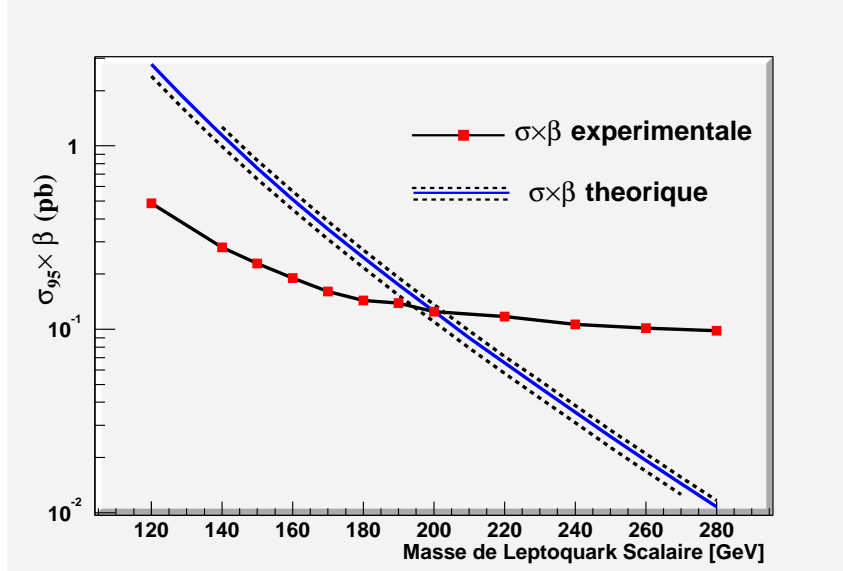


FIG. 5.17 – limite à 95% de degré de confiance sur la section efficace fois le rapport de branchement en fonction de la masse du leptoquark scalaire (sous forme de carrés). Les section efficaces théoriques calculées au second ordre y sont présentées pour différents facteurs de normalisation : M_{LQ} (line pleine), $M_{LQ}/2$ et $M_{LQ} * 2$ (lignes hachurées).

5.10 Combinaison de limites

Ces résultats ont été combinés avec ceux obtenus dans le canal $ee + jets$ [57], [58]. Dans ce dernier canal, après toutes coupures, le nombre d'événements de données restants est de 0 pour un bruit de fond total estimé à 0.4 ± 0.1 événements. L'efficacité du signal pour ce canal ainsi que les sections efficaces expérimentales calculées sont données dans le tableau 5.17.

La combinaison s'appuie sur une technique de vraisemblance Bayésienne [59], [60]. Pour combiner les deux canaux le rapport de branchement de chaque canal est pris en compte en pondérant la luminosité de chacun par ce dernier (β^2 pour $ee + jets$ et $2\beta(1-\beta)$ pour $e\nu + jets$). Le résultat obtenu est donc directement la section efficace. De plus, les

$M_{LQ}(\text{GeV})$	180	200	220	240	260	280
Efficacité (%)	11.6 ± 2.1	16.9 ± 2.6	22.5 ± 3.0	28.0 ± 3.3	31.1 ± 3.2	32.8 ± 3.2
$\sigma \times \beta(\text{pb})$	0.164	0.109	0.081	0.064	0.057	0.054

TAB. 5.17 – *Efficacités du signal et sections efficaces expérimentales calculées pour différentes masses de leptoquarks dans le canal $eejj$, après les coupures finales.*

erreurs systématiques sur l’efficacité du signal sont divisées en erreurs corrélées et non-corrélées. Ces dernières venant de la statistique en Monte-Carlo. Les erreurs corrélées (erreurs sur la luminosité, sur les efficacités de reconstruction des objets, sur les fonctions de structure et les erreurs sur les radiations de gluons) ne sont prises en compte que dans le canal $ee + jets$. Finalement, le résultat pour un rapport de branchement de $\beta = 0.5$ est donné figure 5.18. on peut voir que pour cette valeur de rapport de branchement, la limite combinée exclut les leptoquarks de masse $M_{LQ} < 213 \text{ GeV}$.

On peut ainsi faire de même pour plusieurs rapports de branchement et donc obtenir un contour d’exclusion en fonction du rapport de branchement β et de la masse du Leptoquark. Le résultat est donné figure 5.19. Comme attendu, le canal $ee + jets$ donne de meilleurs limites pour des valeurs de β proches de 100% et le canal $e\nu + jets$ donne de meilleurs limites pour des valeurs de β proches de 50% (car les rapports de branchement β^2 et $2\beta(1 - \beta)$ prennent des valeurs maximales pour $\beta = 1$ et $\beta = 0.5$).

5.11 Réseau de Neurones

Dans le but d’essayer d’améliorer la valeur obtenue sur la limite en masse du leptoquark scalaire, nous avons utilisé un réseau de neurones. Il s’agit d’une modélisation mathématique créée à l’origine (dès 1943) pour mieux comprendre les propriétés de base des neurones d’un cerveau. Nous utilisons le réseau de neurones à la place de la coupure en S_T . Nous démarrons donc à partir du lot de bruit de fond après la coupure en $M_T(e\nu) > 130 \text{ GeV}$.

5.11.1 Principe de fonctionnement

Les réseaux de neurones sont utilisés dans de nombreux domaines comme par exemple pour le traitement du signal, reconnaissance de formes ou de sons, identification de processus...

Nous l’utilisons dans cette analyse afin de discriminer le signal du bruit de fond attendu.

Un réseau de neurones est constitué de couches de noeuds (appelés neurones artifi-

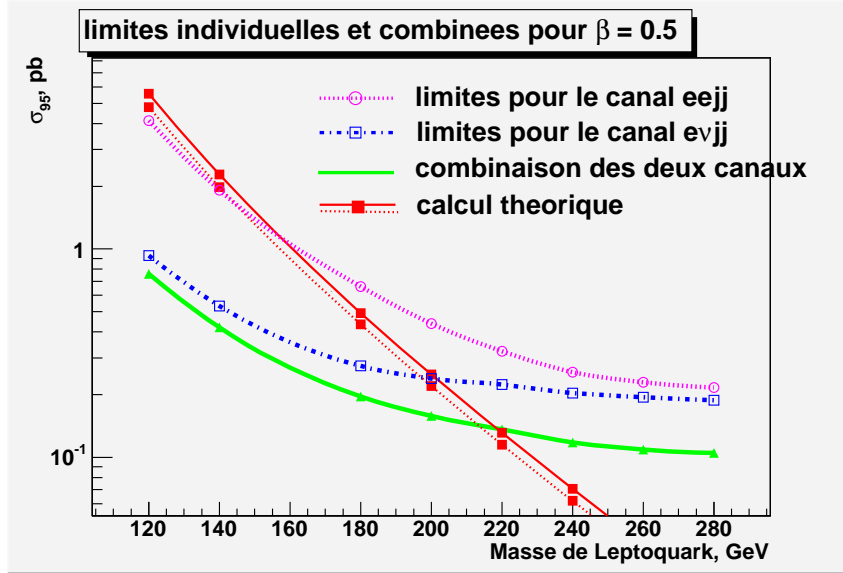


FIG. 5.18 – limites à 95% de degré de confiance sur la section efficace en fonction de la masse du leptoquark scalaire. Les section efficaces théoriques calculées au second ordre y sont présentées pour différents facteurs de normalisation : M_{LQ} (ligne pleine), $M_{LQ} * 2$ (ligne hachurée). La limite pour le canal $ee + jets$ est représentée par des points ronds reliés entre eux et la limite pour le canal $ev + jets$ est représentée sous forme de carrés reliés entre eux. La combinaison des deux est représentée sous forme de triangles.

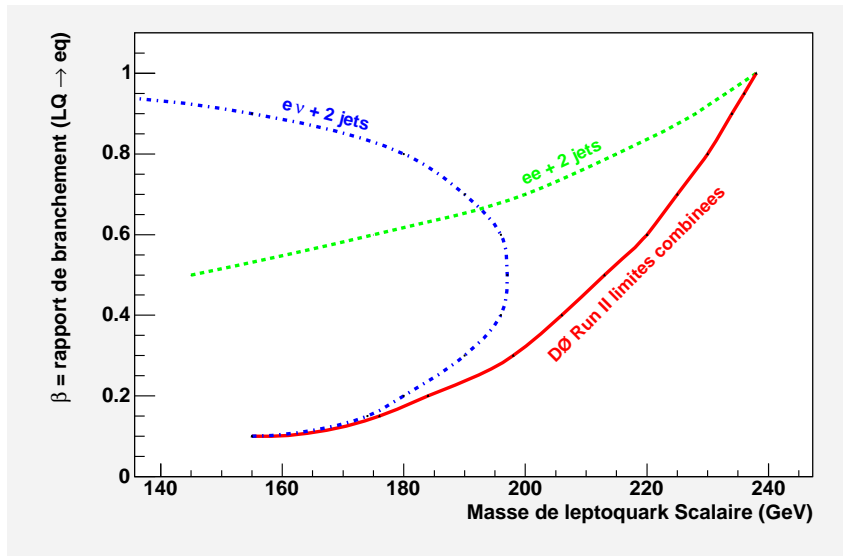


FIG. 5.19 – limites à 95% de degré de confiance sur la section efficace en fonction de la masse du leptoquark scalaire et du rapport de branchement du leptoquark en électron.

ciels). Chaque noeud i reçoit un signal d'entrée x_i qui est une combinaison linéaire des autres signaux provenant des autres noeuds. De plus, à chacune de ces combinaisons linéaires est appliquée une fonction de réponse $g(x)$ (*sigmoid*) :

$$x_i = g\left(\sum_k \omega_{i,k}x_k + \theta_i\right) \quad (5.21)$$

$\omega_{i,k}$ et θ_i sont les paramètres de combinaison linéaires. La fonction $g(x)$ utilisée est la suivante :

$$g(x) = \frac{1}{2}\left[1 + \tanh\left(\frac{x}{2}\right)\right] \quad (5.22)$$

Ceci est illustré sur la figure 5.20. Donc, un réseau de neurones se compose d'une première

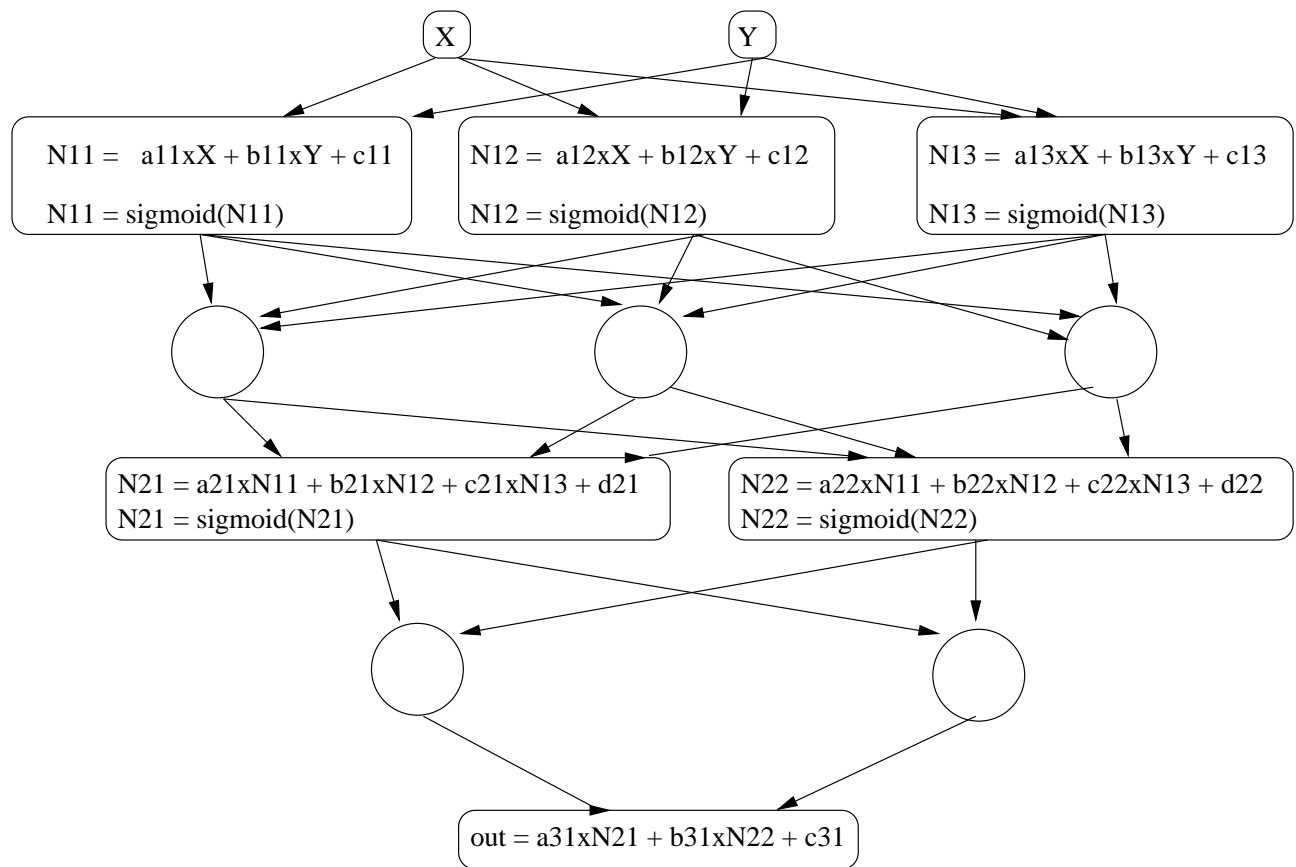


FIG. 5.20 – Principe du réseau de neurones

couche, qui constitue les paramètres d'entrée. Ensuite viennent des couches dites cachées contenant un nombre choisi de neurones. La dernière couche contient les sorties dont le nombre peut être choisi. Dans notre cas, on souhaite pouvoir couper sur une seule variable discriminante, on ne choisira donc qu'une sortie .

Le but est alors de minimiser l'erreur entre la réponse désirée et la réponse du modèle neuronal calculé (MLP error). L'erreur communément calculée est la suivante :

$$E = \frac{1}{N_p} \sum_{p=1}^{N_p} \sum_{i=1}^N (F_i^{(p)} - t_i^{(p)})^2 \quad (5.23)$$

où t_i est la réponse désirée et F_i est la réponse du réseau calculé. N_p est le nombre d'événements fournis au réseau et N le nombre de sorties ($N = 1$ dans notre cas).

La minimisation de l'erreur par un algorithme donné a lieu lors de la phase dite d'apprentissage (*training*). Dans notre cas, la réponse désirée pour la sortie du réseau est 1 pour le signal et 0 pour le bruit de fond. A l'issue de cette phase, une fonction des paramètres d'entrée est calculée, qui approxime pour un événement donné (avec donc des paramètres d'entrée donnés) la probabilité d'être du signal.

Cet apprentissage se fait en un nombre de cycles choisis (en nombre d'itérations de l'algorithme de minimisation). Plus ce nombre est grand, plus l'erreur entre le modèle et la réalité est faible. Par contre, pour un échantillon de statistique limitée, on aura intérêt à ne pas trop itérer l'algorithme, ce dernier trouvant alors des corrélations n'ayant pas lieu d'être. Ce processus est connu sous le nom d'*overtrain*. Pour vérifier ceci, on peut constituer un échantillon indépendant et regarder l'erreur qui est calculée avec celui-ci. Si il y a *overtrain*, l'erreur sur cet échantillon test augmentera tandis que celle calculée à partir du lot d'apprentissage diminuera. On peut voir sur la figure 5.21 une illustration de ceci.

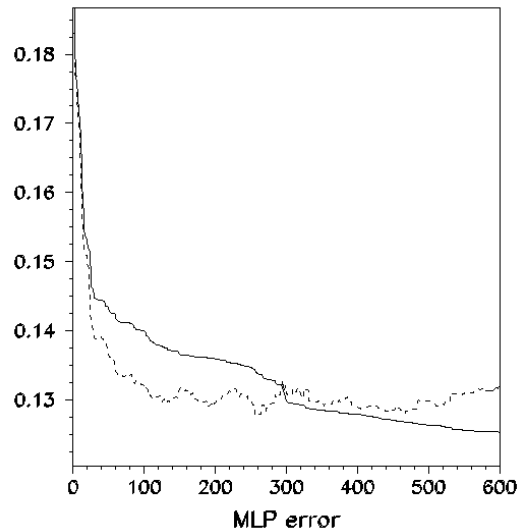


FIG. 5.21 – Evolution des erreurs calculées (MLP error) sur l'échantillon d'apprentissage (ici en trait plein) et l'échantillon de test (sous formes de pointillets). Dans ce cas, après 300 périodes, les erreurs commencent à diverger.

En pratique pour notre analyse, la moitié des événements estimant le bruit de fond a été utilisée pour l'apprentissage, ainsi que la moitié seulement des événements du signal. L'autre moitié est utilisée pour le test et l'analyse, ceci afin de ne pas introduire de corrélations dans les résultats.

5.11.2 Choix des variables d'entrée

Avant toute chose, il faut choisir les variables d'entrée. Pour cela, on compare la forme des distributions pour différentes variables entre bruit de fond total attendu et signal (ces distributions sont donc normalisées au même nombre d'événements). Le but étant de trouver les variables les plus discriminantes possibles. Nous avons retenu pour cette étude trois variables :

- $S_T = E_T(EM) + \cancel{E}_t + E_{tj1} + E_{tj2}$
- $M_T(e\nu)$, masse transverse électron-neutrino. Bien que nous coupions déjà sur cette variable à 130 GeV, celle-ci se montre différente entre le signal et le bruit de fond, permettant ainsi au réseau de corrélérer cette information avec les autres.
- $\frac{dM}{M} = \min\left(\frac{|M(e,j1)-MLQ|}{MLQ}, \frac{|M(e,j2)-MLQ|}{MLQ}\right)$, sa distribution doit être piquée en zéro pour un signal de masse M_{LQ} . $M(e, j1)$ et $M(e, j2)$ sont les masses invariantes entre l'électron et les premiers jets. Etant donné que cette variable $\frac{dM}{M}$ dépend de la masse du signal étudié, nous ferons autant de réseaux que de masses générées de leptoquarks.

Nous présentons les comparaisons de ces variables entre le bruit de fond total et le signal de leptoquarks scalaires de masse 200 GeV (figures 5.22). Cette masse de leptoquarks est en effet l'ordre de grandeur pour une limite expérimentale dans notre canal sur $D\emptyset$ avec la luminosité utilisée.

5.11.3 Etude pour une configuration de réseau

Dans un premier temps, nous étudions la dépendance du réseau de neurones, pour un jeu de variables d'entrées (qui sont les variables que l'on vient de décrire), en fonction des différents paramètres que l'on peut choisir pour configurer le réseau :

- Le nombre de neurones
- Le nombre de couches

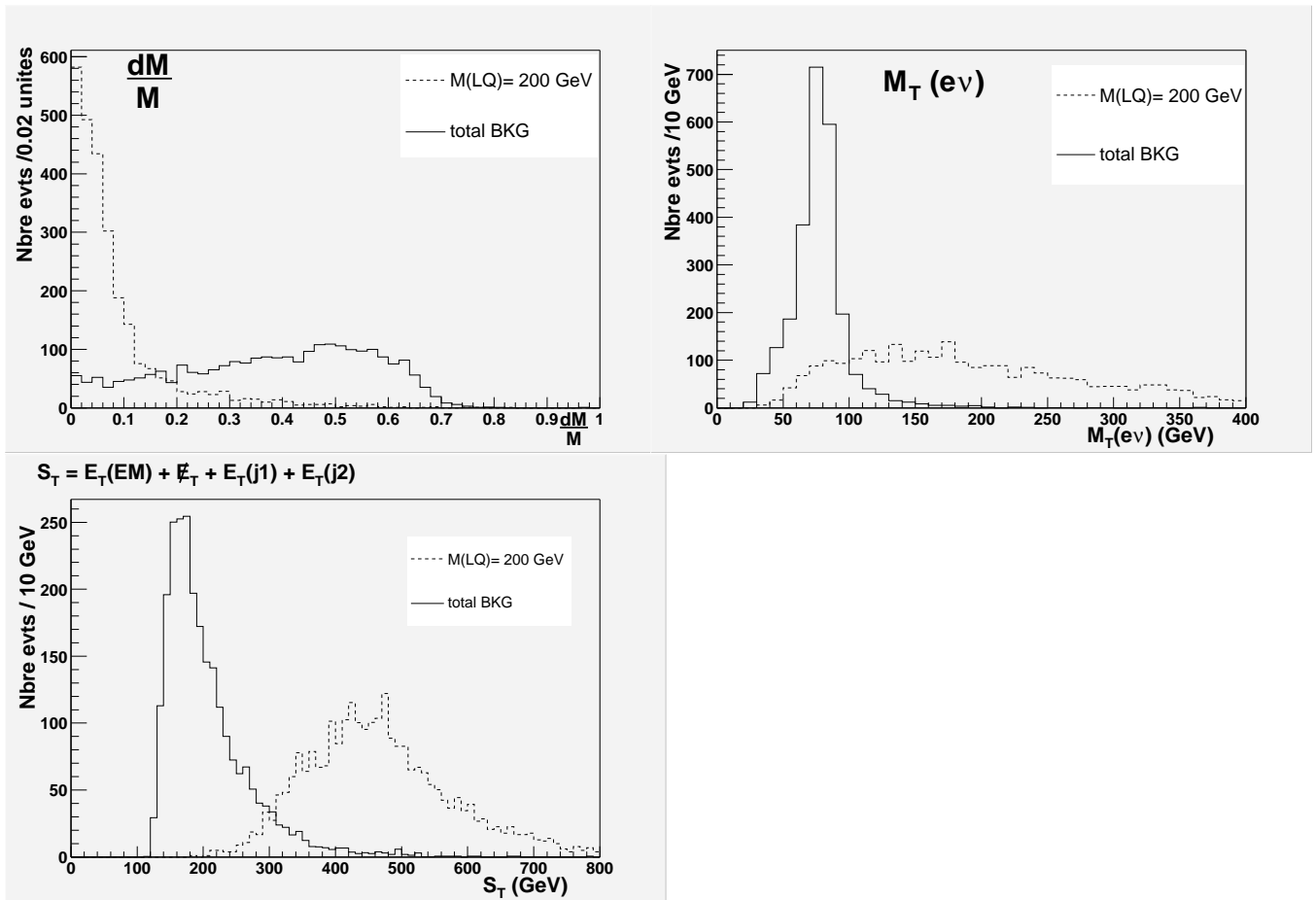


FIG. 5.22 – Comparaison des formes des distributions pour différentes variables, entre le bruit de fond et le signal pour $M_{LQ}=200$ GeV.

Le nombre de périodes est fixé de façon à ce que les erreurs deviennent stables. Nous allons chercher la configuration pour avoir le meilleur réseau pour notre étude. Afin d’attribuer une valeur quantitative au mot “meilleur”, nous définissons une signification comme étant le rapport du nombre d’événements de signal et du nombre d’événements de bruit de fond, pour une coupure sur la sortie du réseau supérieure à 0.8 ($NN_{out} > 0.8$). En effet, on peut considérer que le réseau est meilleur s’il arrive le mieux à discriminer le signal du bruit de fond (plus le réseau est bon, plus le nombre d’événements de bruit de fond pour $NN_{out} > 0.8$ doit être faible et plus le nombre d’événements de signal doit être grand). Nous présentons ici l’étude uniquement pour le cas du signal à 200 GeV mais cette étude est répétée pour chaque masse de leptoquark générée (car on a un réseau par masse).

5.11.3.1 Etude avec une seule couche cachée

Dans un premier temps, nous configurons le réseau avec une seule couche et nous faisons varier le nombre de neurones. Le résultat sur la signification est donné figure 5.23. On peut voir que le réseau est stable en fonction du nombre de noeuds, la signification

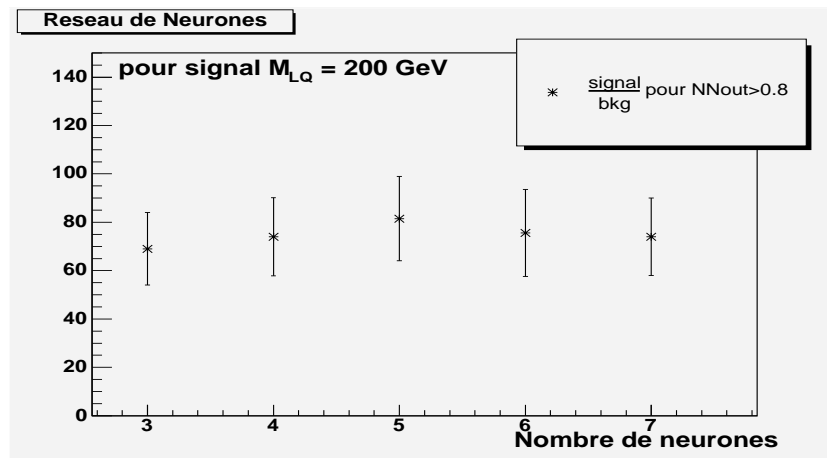


FIG. 5.23 – Signification en fonction du nombre de noeuds. Une seule couche cachée est utilisée.

étant la même, dans les erreurs statistiques. Toutefois, nous prenons dans ce cas le point qui donne la signification la plus élevée, à savoir 5 noeuds.

5.11.3.2 Etude avec deux couches cachées

Cette fois, nous partons d’une première couche cachée contenant 5 neurones, et nous définissons une deuxième couche pour laquelle nous faisons varier le nombre de neurones. On remarque encore une fois que le réseau est stable suivant le nombre de neurones à

l'intérieur des barres d'erreurs statistiques. Le résultat sur la signification est donné figure 5.24. On s'aperçoit que pour ce cas, l'introduction d'une deuxième couche de neurones n'apporte rien. Ainsi, la configuration adoptée pour le réseau de cette étude est, pour ce cas, une seule couche cachée avec 5 neurones.

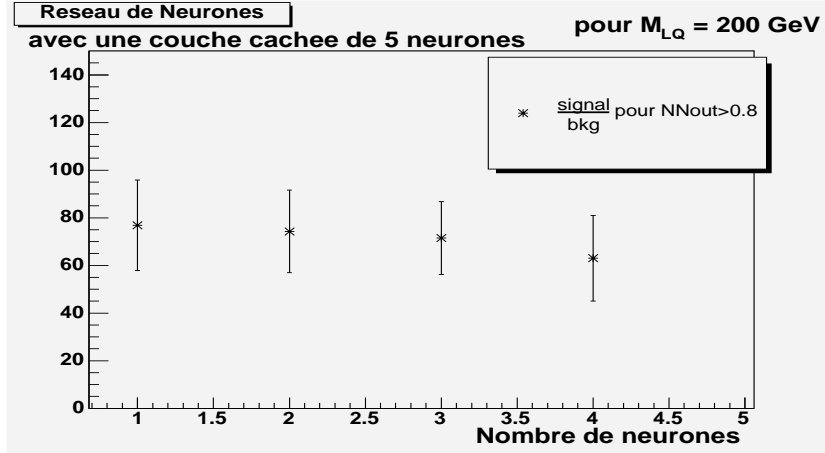


FIG. 5.24 – Signification en fonction du nombre de noeuds pour la deuxième couche cachée.

Le résultat sur la discrimination signal-bruit de fond, avec la configuration adoptée pour le signal de 200 GeV, est donnée figure 5.25.

5.11.4 Analyse avec le réseau de neurones

La comparaison entre données et bruit de fond estimé pour les variables est donné figure 5.11 ainsi que figure 5.26.

Ces figures sont données pour toute la statistique en bruit de fond. Maintenant, en utilisant seulement la moitié des événements de bruits de fond (la partie non utilisée pour l'apprentissage), on peut donner également les distributions pour chaque masse (pour chaque masse est entraîné un nouveau réseau dû à l'introduction de la variable $\frac{\Delta M}{M}(MLQ)$) de la sortie du réseau de neurones. Le résultat, donné ici pour les signaux de masse 190 GeV et de 200 GeV, est donné d'abord en relâchant la coupure en $M_T(e\nu)$ ($M_T(e\nu) > 0$) (figure 5.27) puis en rétablissant la coupure $M_T(e\nu) > 130$ GeV (figure 5.28). On constate que la sortie du réseau a une distribution similaire pour les données et le bruit de fond.

Donc, dans cette analyse, plutôt que de recourir à des coupures cinématiques afin de calculer une limite expérimentale sur la section efficace, on va utiliser une coupure sur le résultat du réseau de neurones. Afin de choisir la coupure donnant le maximum de sensibilité, on utilise la signification, définie comme la valeur de la section efficace expérimentale calculée à 95% de degré de confiance moyennée par une distribution de

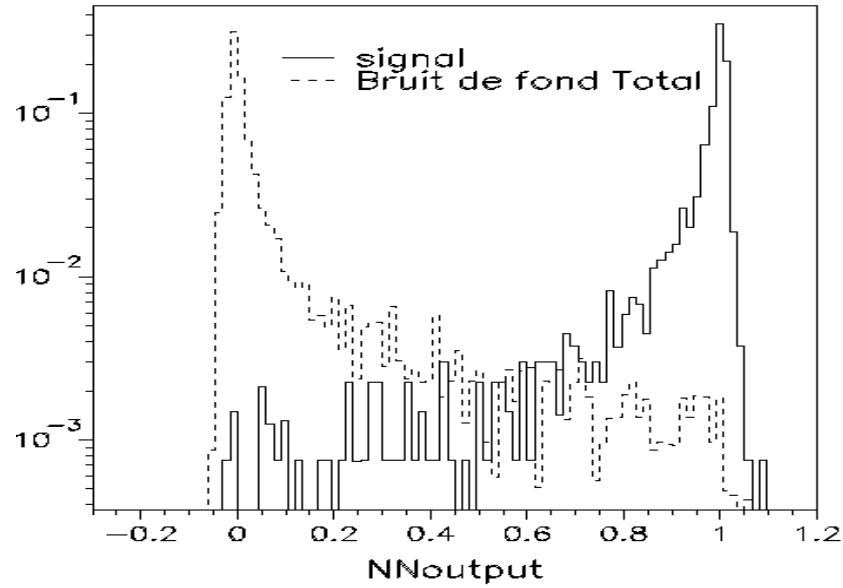


FIG. 5.25 – Discrimination du signal et du bruit de fond par la sortie du réseau de neurone.

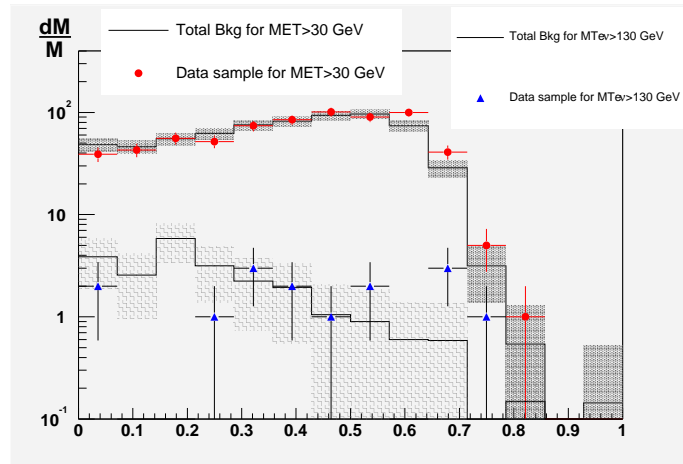


FIG. 5.26 – Distribution en $\frac{dM}{M}$ pour $MLQ = 200 \text{ GeV}$. Les données apparaissent sous forme de points et de triangles, en histogramme noir le bruit de fond total.

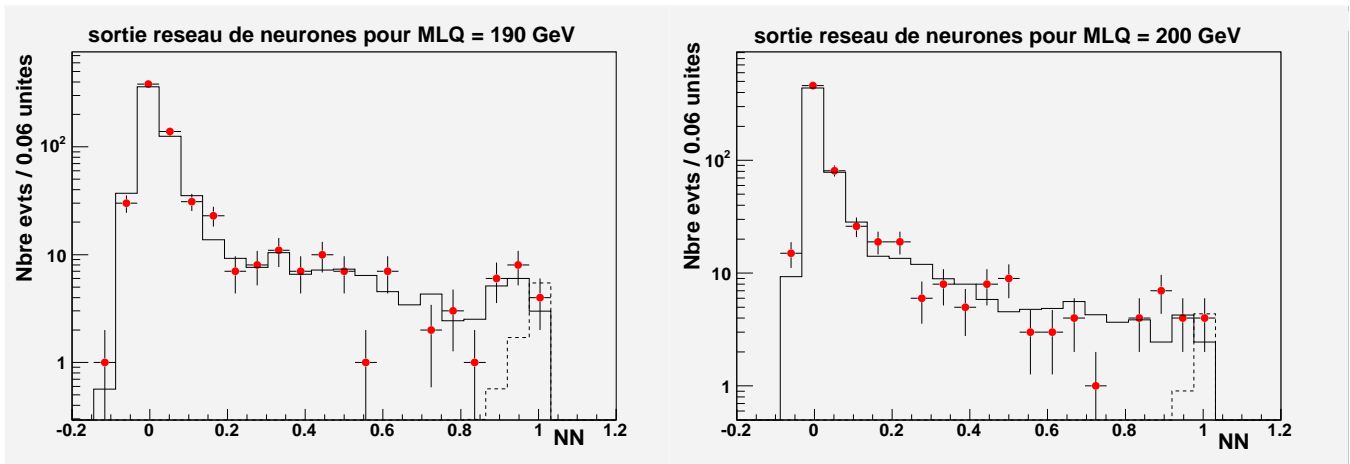


FIG. 5.27 – Distributions de la réponse des réseaux de neurones pour les masses de leptoquark de 190 GeV (à gauche) et de 200 GeV (à droite). Les données apparaissent sous forme de points, en trait noir le bruit de fond total estimé. En pointillés apparaît le signal attendu pour un rapport de branchement de 0.5. Ici, la coupure en masse transverse est relâchée afin de voir si le réseau de neurone a toujours une forme raisonnable et qu’il a toujours accord entre bruit de fond estimé et le “DATA sample”.

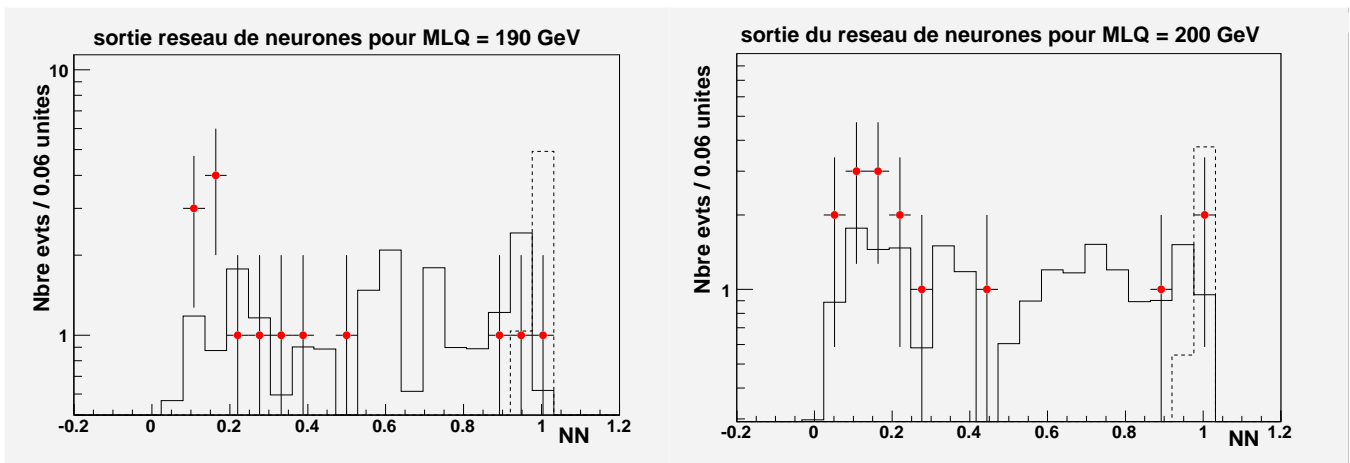


FIG. 5.28 – Distributions de la réponse des réseaux de neurones pour les masses de leptoquark de 190 GeV (à gauche) et de 200 GeV (à droite). Les données apparaissent sous forme de points, en trait noir le bruit de fond total estimé. En pointillés apparaît le signal attendu pour un rapport de branchement de 0.5.

Poisson pour un nombre d'événements de données allant de 0 à l'infini :

$$\langle \sigma_{95} \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \sigma_{95}(n, S, B, \mathcal{L}) \cdot e^{-B} \frac{B^n}{n!} \quad (5.24)$$

Avec S , l'efficacité trouvée après la coupure pour le signal, B le nombre d'événements de bruit de fond estimé et \mathcal{L} la luminosité pour les données. Nous faisons donc varier la coupure sur le réseau et calculons la signification associée. Les résultats sur la variation de la signification sont donnés pour ceux calculés à partir des masses de leptoquarks de 190 GeV et 200 GeV (figures 5.29).

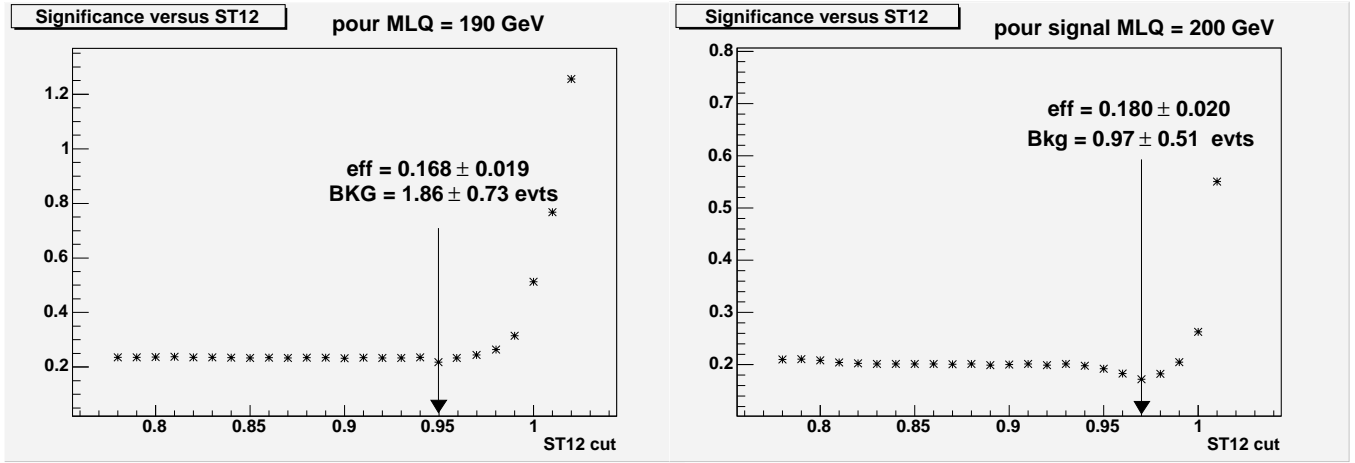


FIG. 5.29 – *significance pour différentes coupures sur le réseau dans le cas de ceux calculés pour $M_{LQ} = 190$ GeV et $M_{LQ} = 200$ GeV. L'efficacité du signal ainsi que le nombre d'événements de bruit de fond sont reportés pour la coupure choisie.*

Sur chacune des figures est indiquée par une flèche la coupure retenue sur le réseau donnant une meilleure sensibilité. Le réseau entraîné avec le signal de masse 190 GeV, après la coupure $NN190 > 0.95$ ($NN190$ est la sortie du réseau de neurones entraîné avec le signal de 190 GeV), sélectionne un seul événement sur les données. Il s'agit de l'un des deux événements déjà sélectionnés (celui de numéro de $run = 174901$). L'autre événement qui avait alors été sélectionné est dans ce cas éliminé car sa sortie de réseau correspondante est $NN190 = 0.94$. Le réseau entraîné avec le signal de masse 200 GeV, après la coupure $NN200 > 0.97$ ($NN200$ est la sortie du réseau de neurones entraîné avec le signal de 200 GeV), sélectionne les deux événements déjà sélectionnés avec l'analyse par coupures cinématiques. Le tableau 5.18 résume les caractéristiques de ces deux événements.

Finalement, nous donnons le résultat (figure 5.30), avec cette analyse par réseau de neurones. La limite sur la masse du leptoquarks scalaire calculée est de 191 GeV. L'analyse par réseau de neurones n' a donc pas permis cette fois d'améliorer la limite par rapport à une analyse classique par coupures cinématiques. La raison en est que pour l'analyse par coupures, seuls 2 événements de données subsistaient pour 4.73 événements de bruit

Run	Event	$M_T(e\nu)$	S_T	M(EM,j1)	M(EM,j2)	NN190	NN200
174901	8710859	166.7	382.1	290.3	203.3	0.995	1.02
179195	26386170	191.0	398.4	64.7	141.4	0.94	1.00

TAB. 5.18 – *Caractéristiques des deux candidats. Seules les variables $M_T(e\nu)$, S_T , la masse invariante entre l'électron et les premiers jets $M(EM,j1)$ et $M(EM,j2)$ ainsi que valeurs des sorties des réseaux entraînés avec les signaux de masse 190 GeV (NN190) et de masse 200 GeV (NN200) sont données.*

de fond estimé. La probabilité qu'ils soient dûs à du signal sera donc assez faible. Pour le réseau entraîné avec le signal de 200 GeV, après la coupure en sortie de réseau ($NN > 0.97$), il reste deux événements de données pour 0.97 ± 0.51 événements de bruit de fond. Ces résultats sont compatibles, néanmoins la section efficace calculée à 95% de degré de confiance sera plus grande.

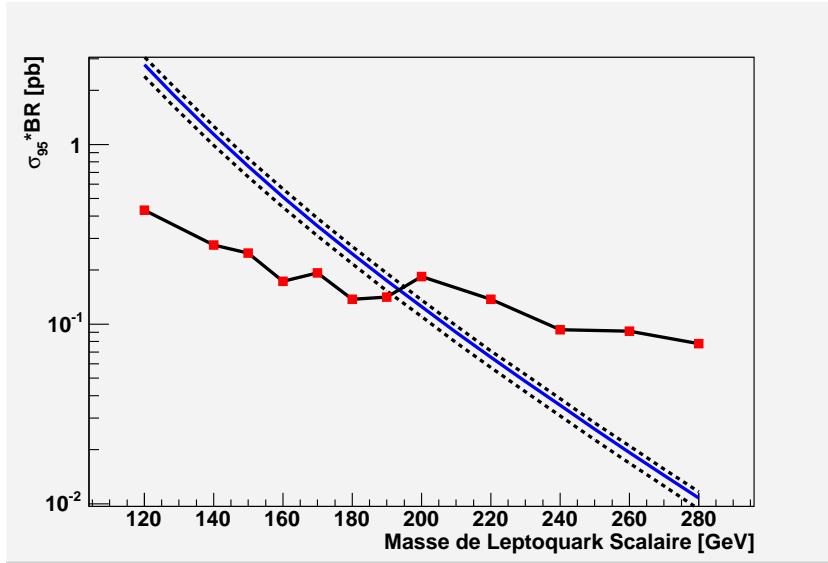


FIG. 5.30 – Résultat pour le calcul des sections efficaces expérimentales de production de leptoquarks scalaires, à 95% de degré de confiance, pour $\beta=0.5$ ($Br=2\beta(1-\beta)$). La limite sur la masse de leptoquarks scalaires est de 191 GeV par le réseau de neurones.

5.12 Comparaison avec d'autres résultats

Dans un premier temps, les résultats obtenus pour le canal faisant le sujet de cette thèse ($e\nu + jets$) seront comparés avec ceux obtenus par la même expérience lors du Run I du Tevatron. Puis, les résultats obtenus par combinaison des canaux $ee + jets$ et $e\nu + jets$

seront comparés à ceux du RunI pour les expériences $D\emptyset$ et CDF auprès du Tevatron. Le tableau 5.12.2.2 résumera ceux-ci. Enfin, les limites obtenues par d'autres expériences auprès de collisionneurs non hadroniques seront présentées.

5.12.1 Le canal $e\nu$ +jets sur $D\emptyset$ au Run I

En ce qui concerne notre canal d'analyse, à savoir $e\nu$ +jets, l'expérience $D\emptyset$ au RunI avait obtenu une limite de 175 GeV pour $\beta = \frac{1}{2}$ avec 115 pb^{-1} de données collectées [61]. On peut essayer d'estimer grossièrement à partir de cette analyse quelle limite on aurait pu attendre avec 175 pb^{-1} et une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV (au lieu de 1.8 TeV). Pour cela, on peut faire quelques hypothèse :

D'une part, on peut supposer que la sensibilité ne change pas et que pour des coupures adaptées on puisse à nouveau trouver 0 événements de données pour 0.29 ± 0.25 de bruit de fond (résultat de l'analyse du RunI).

D'autre part, on peut supposer que pour une luminosité plus élevée, de plus grandes masses de leptosquarks pourraient être mises en évidence. On va donc supposer que les efficacités trouvées pour le signal seront similaires à de plus grandes masses.

Dans ces conditions, en recalculant la section efficace expérimentale à 95% de degré de confiance et en la comparant à la section efficace théorique actuelle, on devrait trouver une limite de l'ordre de 200 GeV ce qui correspond à peu près au résultat déterminé au Run II.

5.12.2 résultats présents et passés pour $D\emptyset$ et CDF

5.12.2.1 sur $D\emptyset$

Au Run I, en plus du canal $e\nu$ +jets déjà discuté, les canaux ee +jets et $\nu\nu$ +jets ont également été étudiés (avec respectivement une luminosité utilisée de $123 \pm 7 \text{ pb}^{-1}$ et 85 pb^{-1} , les limites obtenues étaient de 225 GeV et 98 GeV) ainsi que la combinaison de leur limite en fonction de β . La figure 5.31 présente ces résultats. Au Run II, le canal $\nu\nu$ +jets est en cours d'étude.

5.12.2.2 sur CDF

Cette expérience située à un autre point autour du Tevatron a étudié au Run I les deux canaux ee +jets et $e\nu$ +jets avec une luminosité de 110 pb^{-1} . Les limites obtenues pour chaque canal sont respectivement de 213 GeV et 182 GeV pour $\beta=1$ et $\beta=0.5$. Au Run II, les canaux ee +jets, $e\nu$ +jets et $\nu\nu$ +jets ont été étudiés avec 72 pb^{-1} de données (on pourra consulter les présentations [62] et [63] ou encore l'article [64]). Les limites respectives pour $\beta = 1$, $\beta = 0.5$ et $\beta = 0$ sont de 230 GeV, 166 GeV et de 107 GeV (une

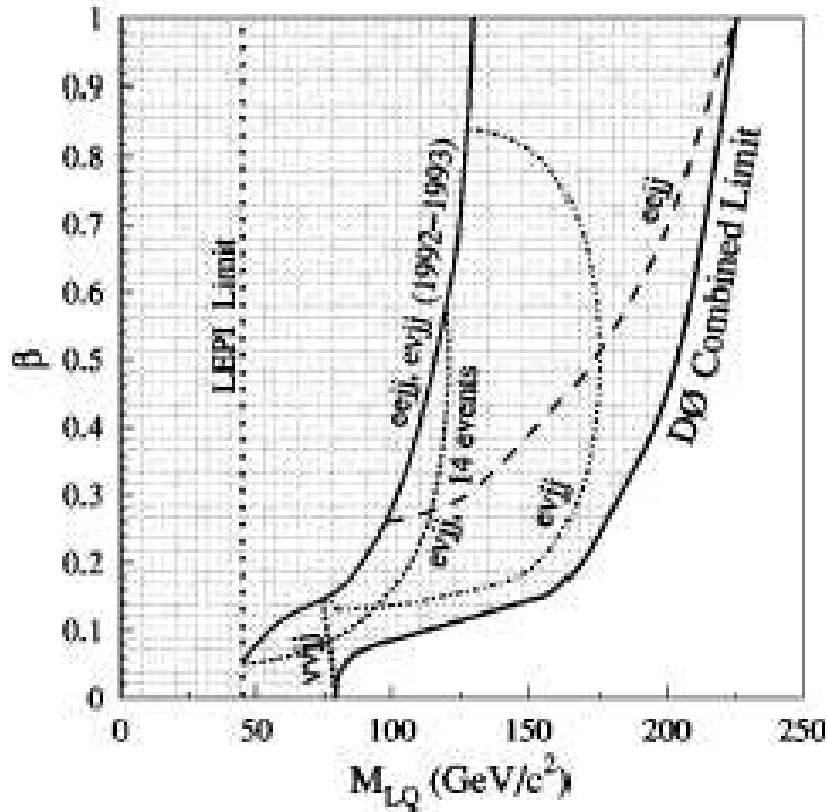


FIG. 5.31 – Limites d'exclusion à 95% de degré de confiance sur la masse des leptoquarks scalaires en fonction de β pour les différents canaux ($eejj$, $evjj$ et $\nu\nu jj$) et l'analyse combinée pour $D0$ au Run I.

étude plus récente avec le canal $\nu\nu$ +jets utilisant 191 pb^{-1} donne pour $\beta=0$ une limite de 117 GeV . La combinaison des limites en fonction de β sont représentées figure 5.32.

Le tableau 5.19 résume ces résultats.

Finalement, les résultats obtenus par CDF et $D0$ au Run I ont été combinés [65], conduisant à une limite inférieure sur la masse de leptoquarks scalaires de 242 GeV pour $\beta=1$. Pour le Run II, la combinaison des limites entre $D0$ et CDF n'a pas encore été effectuée.

5.12.3 Comparaison avec les expériences à HERA

Sur l'accélérateur HERA à Hambourg en Allemagne, deux expériences, H1 et ZEUS, ont également recherché des leptoquarks. HERA est un collisionneur électron-Proton (ou positron-proton) qui peut atteindre 320 GeV d'énergie de centre de masse. La principale

	β	Run I	Run II
$D\emptyset$	1	225	238
	0.5	204	213
	0	98	en cours
CDF	1	220	230
	0.5	182	197
	0		117

TAB. 5.19 – Résultats pour $D\emptyset$ et CDF au Run I et au Run II sur les limites combinées pour différentes valeurs de β . Pour CDF au RunI, il ne s’agit pas de limites combinées.

différence d’HERA avec les collisionneurs hadroniques pour la recherche de production de leptoquarks (production simple) vient de sa dépendance dans le couplage leptoquark-électron-quark λ . A ce point de vue, en ce qui concerne la recherche de la production de leptoquarks, HERA permet d’être complémentaire au TeVatron. La figure 5.33 présente un exemple de diagramme de production possible de leptoquark sur HERA.

5.12.3.1 L’expérience ZEUS

La figure 5.34 présente, à partir des données accumulées entre 1994 et 2000 (à savoir 114.8 pb^{-1} dans le mode e^+p et 16.7 pb^{-1} dans le mode e^-p), les résultats obtenus [66] par l’expérience ZEUS pour la recherche de production de leptoquarks scalaires, en supposant $\lambda=0.1$ ou $\lambda=0.3$.

Ces résultats montrent que pour une valeur du couplage $\lambda=0.3$ (correspondant au couplage électromagnétique), des leptoquarks scalaires pourraient être exclus jusqu’à 300 GeV. De plus, les limites sur HERA sont plus sensibles aux faibles valeurs de β .

5.12.3.2 L’expérience H1

H1 a également pu étudier la production de leptoquarks à partir d’un lot de 65 pb^{-1} de données e^+p à $\sqrt{s} = 320 \text{ GeV}$, de 15 pb^{-1} de données e^-p à $\sqrt{s} = 320 \text{ GeV}$ et enfin 37 pb^{-1} de données e^+p à $\sqrt{s} = 300 \text{ GeV}$. Leur résultats [68] sur les leptoquarks scalaires sont présentés figure 5.35 et figure 5.36. Ces derniers sont présentés séparément pour $F=0$ et $F=2$. En effet, du fait de la densité partonique du proton (uud), les données e^+p (ie e^-p) sont plus adaptées à l’étude des leptoquarks de nombre $F=0$ (ie $F=2$) [voir tableau 1.3]. De plus, un leptoquark qui se couple a un quark u aura une section efficace plus importante qu’un autre se couplant à un quark d , de ce fait, et en plus du fait également

que certains types de leptosquarks ne se couplent qu'à un seul quark, les limites seront différentes selon le type de leptosquark même si ils ont le même rapport de branchement et le même nombre F .

Ces résultats permettent d'exclure (pour des leptosquarks de β fixé) des valeurs de couplage λ en fonction de la masse d'un leptosquark scalaire alors que le Tevatron ne peut qu'exclure une zone de masse constante.

5.12.4 Comparaison avec les expériences du LEP

Sur l'accélérateur du LEP (collisionneur positron-électron) aujourd'hui démonté, ont été étudiés trois modes de productions de leptosquarks. Tout d'abord, l'expérience *OPAL* autour du LEP a étudié la production de paires de leptosquarks [69] par couplage à un photon ou à un boson Z (figure 5.37).

Cette expérience, en accumulant 596 pb^{-1} de données avec une énergie dans le centre de masse entre 189 et 209 GeV, a pu exclure des leptosquarks ayant une masse entre 72 et 102 GeV selon le type de leptosquark. Cette limites ont été largement dépassée par les études du Tevatron au Run I. Un autre mode a été étudié par *OPAL*, celui de production simple par interaction électron-photon [70] avec cette fois une luminosité de 612 pb^{-1} (figure 5.38).

Cette étude a exclu un domaine dans le plan (λ, M_{LQ}) rejetant ainsi des leptosquarks de masse comprise entre 183 et 202 GeV pour $\lambda=0.3$. Donc encore, une fois ces limites sont aujourd'hui largement dépassées par HERA ou Tevatron. Enfin, l'expérience *L3* située à un autre point du LEP a étudié la production simple de leptosquarks par effet indirect (figure 5.39) à partir de 265 pb^{-1} de données avec une énergie dans le centre de masse entre 130 et 189 GeV [71].

Les limites obtenues par *L3* sont encore compétitives pour certains types de leptosquarks comme le montre la figure 5.40.

Ainsi, les expériences du LEP, d'HERA et du Tevatron sont complémentaires en ce qui concerne les limites sur la production de leptosquarks.

Search For First Generation Scalar Leptoquarks CDF Run II Preliminary, 72pb⁻¹

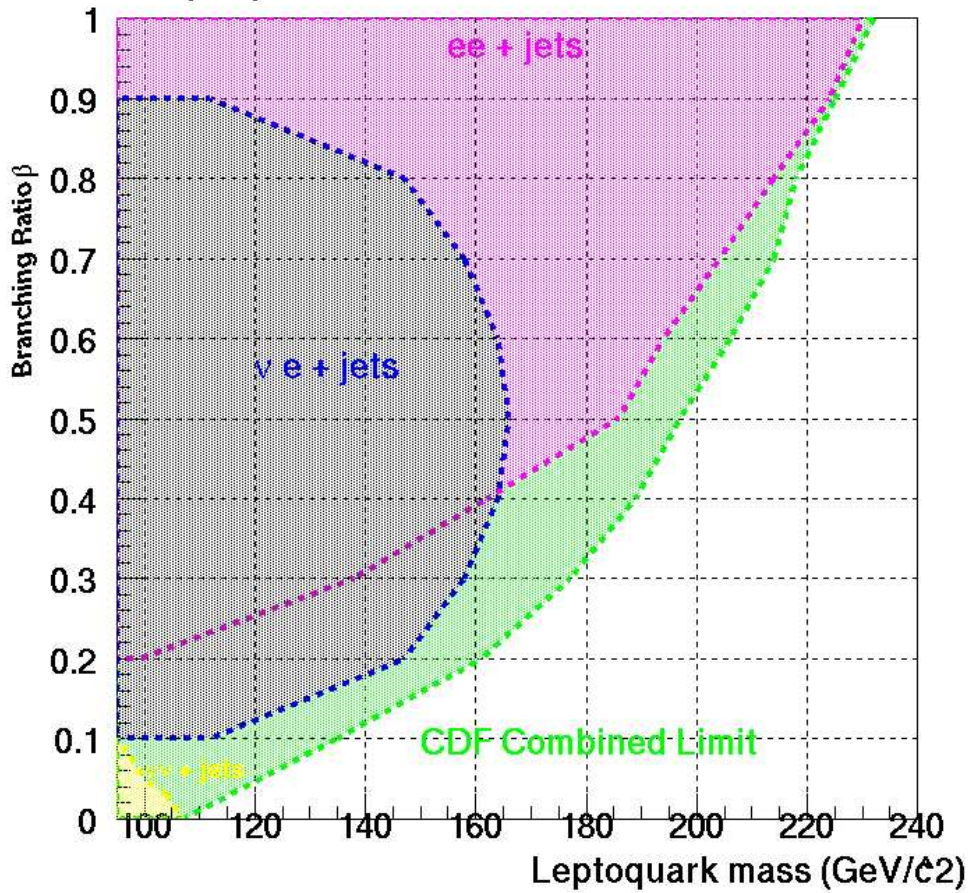


FIG. 5.32 – Limites d'exclusion à 95% de degré de confiance sur la masse des leptoquarks scalaires en fonction de β pour les différents canaux ($eejj$, $evjj$ et $\nu\nu jj$) et l'analyse combinée pour CDF au Run II.

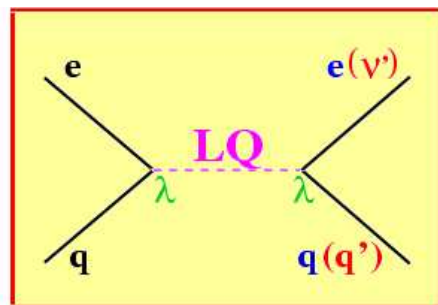


FIG. 5.33 – Exemple de diagramme de production possible de leptoquark à HERA.

ZEUS

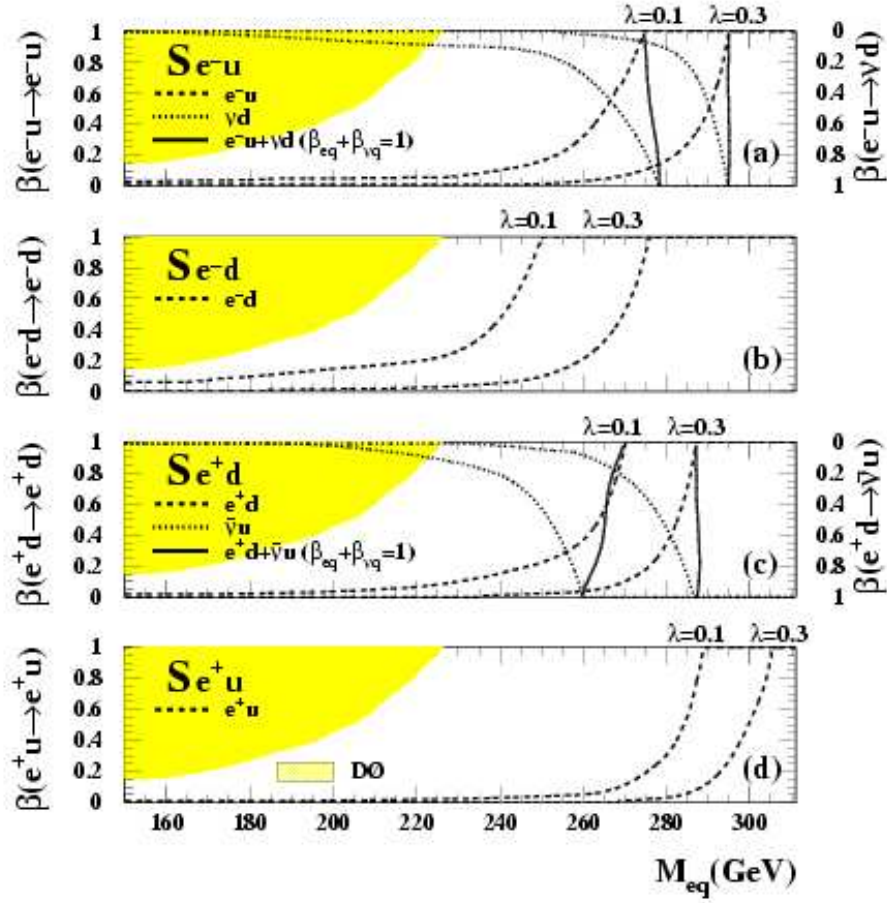


FIG. 5.34 – Résultats de ZEUS sur les données 1994-2000. Cette expérience peut exclure les domaines à gauche des courbes. La courbe en points représente la limite pour le lot de données $ep \rightarrow \nu X$, la courbe en tirets représente la limite en utilisant le lot de données $ep \rightarrow eX$, et en trait plein la limite en utilisant ces deux résultats combinés. Une comparaison est donnée avec la limite posée par $D\emptyset$ au RunI (une combinaison des limites obtenues avec les canaux $e\nu + jets$ [61], $ee + jets$ et $\nu\nu + jets$ [67] avait permis au TeVatron de donner une limite sur la masse de leptoquarks scalaires de première génération à 95% de degré de confiance de 204 GeV pour $\beta = \frac{1}{2}$.

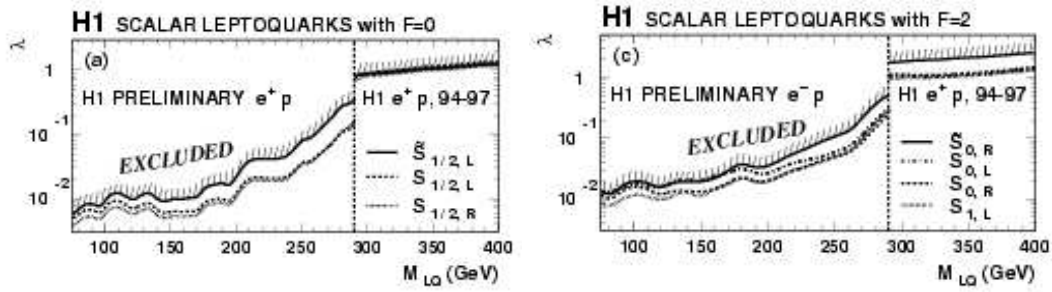


FIG. 5.35 – Résultats de H1 sur les données 1994-2000. Limites d'exclusion à 95% de degré de confiance sur la constante de couplage λ en fonction de la masse du leptoquark pour les leptoquarks de type scalaires pour $F=0$ et $F=2$. Sur chaque partie droite des plots est représentée la limite obtenue avec une sous-partie des données e^+p pour des masses de leptoquarks au dessus de l'énergie dans le centre de masse (leptoquarks virtuels).

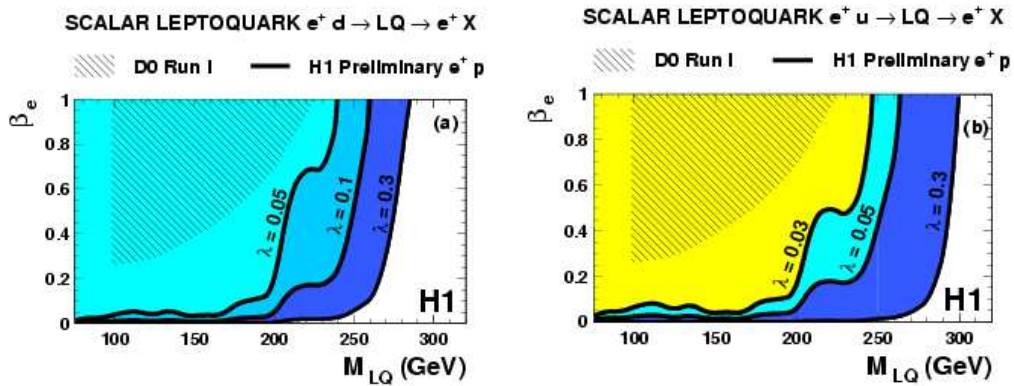


FIG. 5.36 – Résultats de H1 sur les données 1994-2000. Limites d'exclusion à 95% de degré de confiance sur le rapport de branchement en fonction de la masse des leptoquarks scalaires, pour différentes valeurs de λ .

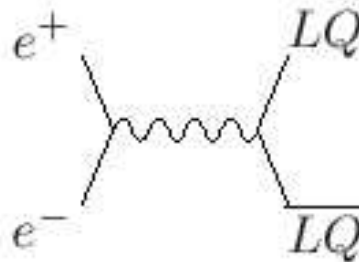


FIG. 5.37 – Exemple de diagramme de production de paire de leptoquarks dans des collisions e^+e^- .

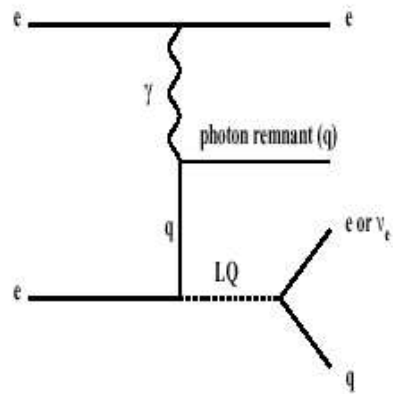


FIG. 5.38 – Exemple de diagramme de production simple de leptoquark dans des collisions e^+e^- du LEP.

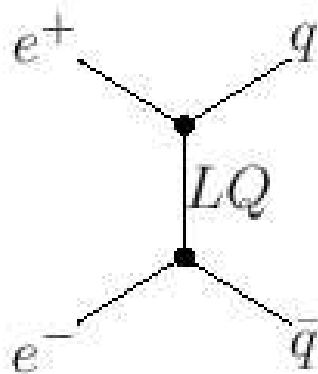


FIG. 5.39 – Exemple de diagramme de production simple de leptoquark dans des collisions e^+e^- du LEP par effet indirect.

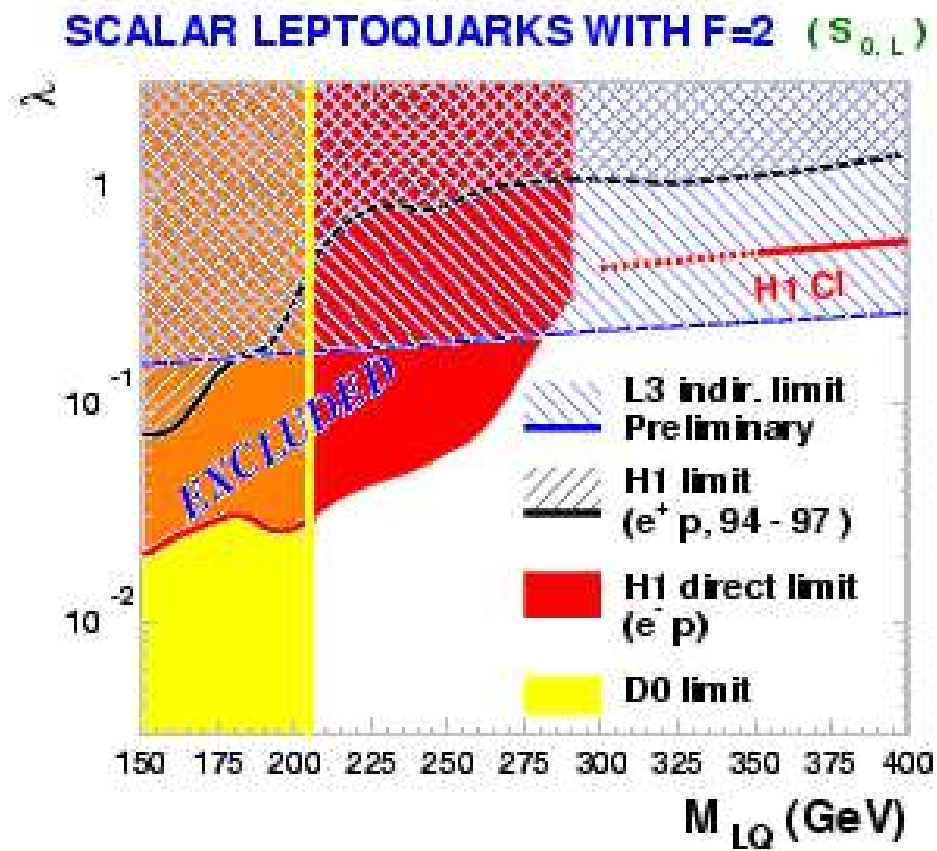


FIG. 5.40 – Diagramme d'exclusion à 95% de degré de confiance de leptoquarks scalaire de type S_0^L en fonction de leur masse et de leur constante de couplage pour différentes expériences.

Conclusion

Cette analyse a porté sur la recherche de production de paires de leptoquarks scalaires de première génération, l'un se désintégrant en ej et l'autre en νj . Les données utilisées à cette fin proviennent de l'expérience $D\emptyset$ située auprès du TeVatron. Cette expérience avait déjà pû obtenir au Run I une limite de 175 GeV sur la masse de telles particules pour $\beta = \frac{1}{2}$ avec 115 pb^{-1} de données collectées [61]. De plus, une combinaison de cette limite avec le canal $ee + jets$ et $\nu\nu + jets$ [67] avait alors permis de donner une limite sur la masse de leptoquarks scalaires de première génération à 95% de degré de confiance de 204 GeV pour $\beta = \frac{1}{2}$.

L'analyse décrite s'appuie sur des données enregistrées sur le Run II, collectant 175.6 pb^{-1} . Aucun excès d'événements n'est observé. La section efficace de production de ces particules a pû être calculée pour différentes masses à 95% de degré de confiance. La comparaison de ces valeurs avec les sections efficaces calculées théoriquement [14] (pour une échelle de renormalisation $\mu = 2M_{LQ}$) nous permet de rejeter, pour un rapport de branchement $\beta = \frac{1}{2}$, l'existence de leptoquarks de masses M_{LQ} inférieures à 194 GeV. Les résultats ont été également calculés pour différentes valeurs de β et combinés avec ceux obtenus dans le canal $eejj$. Pour un rapport de branchement de $\beta = 1$, des leptoquarks scalaires de masse $M_{LQ} < 238 \text{ GeV}$ peuvent ainsi être exclus et pour $\beta = 0.5$, des leptoquarks scalaires de masse $M_{LQ} < 213 \text{ GeV}$ sont exclus. (figure 5.19). Ces résultats ont été approuvés par la collaboration de $D\emptyset$ et présentés lors des conférences en printemps 2004 (des résultats préliminaires avaient été également présentés à *Lepton - Photon 2003* [72]). Ils sont complémentaires aux résultats obtenus par les expériences auprès de l'accélérateur ep HERA en Allemagne dans le sens où la production par paires de leptoquarks permet d'être indépendant du paramètre inconnu de couplage $e - q - LQ \lambda$. De plus, des calculs de section efficace pour la production de leptoquarks vecteurs sont actuellement en cours ainsi que les modifications à apporter au générateur PYTHIA afin d'obtenir des limites sur les leptoquarks vecteurs.

En amont de cette analyse, j'ai pû écrire un logiciel basé sur une méthode de maximisation de vraisemblance afin de réaliser une calibration d'échelle en énergie sur le calorimètre électromagnétique de $D\emptyset$. Il s'agit d'un outil statistique qui sera donc d'autant plus performant que la luminosité en données augmentera. Cette calibration est basée sur l'étude d'événements contenant des désintégrations en $Z \rightarrow e^+e^-$. Les résultats montrent

que cette méthode est robuste, améliorant la valeur de la masse invariante du boson Z sur les données. Elle fournit depuis 2001 des coefficients d'échelles pour l'expérience $D\emptyset$ et sert d'outil d'étude pour la compréhension de la résolution en énergie en fonction de l'électronique. Des études sont actuellement en cours sur des résonances d'échelle d'énergies plus faibles (J/Ψ , Υ) afin de tester la linéarité en énergie des coefficients de calibration.

Bibliographie

- [1] O.Veziant. *Calibration de l'expérience VIRGO :de l'étalonnage du détecteur à la recherche de signaux de coalescences binaires avec l'interféromètre central.*. Thèse de Doctorat, Université de Savoie, (2003).
- [2] The LEP Collaborations ALEPH DELPHI L3 OPAL. *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model.* (2001), hep-exe/0112021.
- [3] E.Perez. *Recherche de Particules Supersymétriques dans l'expérience H1.* Thèse de Doctorat, Université de Paris VI, (1996).
- [4] M.Drees. *An introduction to Supersymmetry.* (1996), hep-ph/9611409.
- [5] L.Mlodinow. *Dans l'oeil du compas.*
- [6] [http ://perso.club-internet.fr/jac_leon/gravitation/article-francais/f-310.html](http://perso.club-internet.fr/jac_leon/gravitation/article-francais/f-310.html).
- [7] P.Vanhove. *Au bout de la corde...La theorie M.*. Thèse de Doctorat, Ecole polytechnique, (1998).
- [8] K.S. Ganezer. *The Search for Proton Decay at Super Kamiokande.*
- [9] R. Ruckl W. Buchmuller and D. Wyler. *Leptoquarks in lepton-quark collisions.* *Phys. Lett.*, B 448 : 320, (1999).
- [10] Rizzo Hewett. *Much Ado About Leptoquarks : A Comprehensive Analysis.* *Phys. Review*, D 56 : 5709, (1997).
- [11] M. Leurer. *Comprehensive study of leptoquarks bounds.* *Phys. Rev.*, D79 : 333, (1994).
- [12] S.Davidson. *Model independant constraints on leptoquarks from rare processes.* (1996), hep-ph/9611409.
- [13] T.L.Lungov O.J.P.Eboli. *Single Production of Leptoquarks at the Tevatron.* *Phys. Review*, D 61 : 075015, (2000).
- [14] P.M.Zerwas M.Kraemer, T.Plehn M.Spira. *Pair production of Scalar Leptoquarks at the Fermilab Tevatron.* *Phys. Rev. Lett.*, 79 : 341, (1997).
- [15] J.Morfin F.Olness J.F.Owens J.Pumplin W.K.Tung H.Lay, J.Huston S.Kuhlmann. *Global QCD Analysis of Parton Structure of the Nucleon :CTEQ5 Parton Distributions.* *Eur. Phys. Journal*, C 12 : 375, (2000).

- [16] L.Marleau B.Dion. *Scalar and Vector Leptoquark Pair Production at Hadron Colliders :Signal and Backgrounds. Phys. Review, D 59 : 015001, (1999).*
- [17] The D \emptyset Collaboration. *Observation of the Top Quark. Phys. Rev. Letters, 74 : 2632, (1995).*
- [18] The CDF Collaboration. *Observation of Top Quark Production in p anti-p Collisions with the Collider Detector at Fermilab. Phys. Rev. Letters, 74 : 2626, (1995).*
- [19] http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/Concepts_Rookie_Book_v3.doc.pdf.
- [20] <http://www-bd.fnal.gov/public/proton.html>.
- [21] http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/Main_Injector_RB_v1.pdf.
- [22] <http://www-bd.fnal.gov/public/antiproton.html>.
- [23] http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/Pbar_Rookie_Book.doc.pdf.
- [24] <http://www-d0.fnal.gov/hardware/upgrade/upgrade.html>.
- [25] <http://d0server1.fnal.gov/projects/Silicon/www/silicon.html>.
- [26] http://d0server1.fnal.gov/projects/silicon/www/tdr_final.ps.
- [27] http://nss2000.mi.infn.it/Manuscripts/5_tracking/kajfasz.ps.
- [28] http://d0server1.fnal.gov/projects/SciFi/cft_description.html.
- [29] F.Beaudette. *Identification d'électrons et application à la mesure de la section efficace de production du quark top avec le détecteur D \emptyset au Tevatron..* Thèse de Doctorat, Université de Paris XI Orsay, (2003).
- [30] M.Adams,N.Amos,S.Chopra,M.Chung,K.Signore,F.Hsieh,H.Li,D.Lincoln,H.Neal and al,*Design report of the Central Preshower Detector for the D \emptyset Upgrade,*<http://d0server1.fnal.gov/users/qianj/CPS/doc/dn3104.pdf>.
- [31] M.Bhattacharjee,D.Chakraborty,P.Grannis,A.Lucotte and al,*Technical Design Report of the Forward Preshower Detector for the D \emptyset Upgrade, D \emptyset note 3445.*
- [32] <http://www-d0.fnal.gov/hardware/cal>.
- [33] F.Deliot. *Recherche de production résonante de sleptons au RunI de D \emptyset , Identification et mesure des électrons au RunII.* Thèse de Doctorat, Université de Paris VI, (2001).
- [34] M.Ridel. *Reconstruction du flux d'énergie et recherche de squarks et de gluinos dans l'expérience D \emptyset .* Thèse de Doctorat, Université de Paris XI Orsay, (2002).
- [35] K.De,P.Drapper,E.Gallas,J.Li,M.Soebee,R.W.Stephens,A.White,*Technical Design Report For the Upgrade of the ICD for D \emptyset RunII,* http://www-d0.fnal.gov/icd/docs/M_ICD_TDR.pdf.
- [36] http://www-d0.fnal.gov/hardware/upgrade/muon_upgrade/hagopian_como.ps.
- [37] <http://niuhep.physics.niu.edu/blazey/upgrade.html>.
- [38] Harry Weerts
http://d0server1.fnal.gov/projects/meetings/lumreview/lum_review_feb_2003.pdf.

- [39] http://www-d0.fnal.gov/bcasey/constant_note-v5.pdf.
- [40] Sjostrand and al. *PYTHIA 6.2 -Physics and Manual*. hep-ph/0108264.
- [41] Piccinini... Mangano, Moretti. *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*. *JHEP*, 07p001, (2003).
- [42] A.Abdesselam. *Recherche de production résonante de sleptons au RunI de D0, Identification et mesure des électrons au RunII*. Thèse de Doctorat, Université de Paris VI, (2001).
- [43] V.Buescher, J.Zhu, *em_cert : EM Certification Tools*, D0 note 4171.
- [44] D.Chapin,H.Fox,J.Gardner,R.Illingworth,A.Lyon,G.Steinbruck,M.Verzocchi,J.Zhu, *Measurement of $Z \rightarrow e^+e^-$ and $W \rightarrow e\nu$ Production Cross Sections with $|\eta| < 2.3$* , D0 note 4403.
- [45] JET -MET group - certification V3.1 <http://www-d0.fnal.gov/d0upgrad/d0-private/software/jetid/jetid.html>.
- [46] A. Kupco. *Measurement and QCD analysis of inclusive dijet mass cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*. Thèse de Doctorat, Faculty of Mathematics and Physics Charles University, Prague, (2003).
- [47] Talk Workshop calo Dec.2003 at <http://www-d0.hef.kun.nl//askArchive.php?base=agenda&categ=a03637&id=a03637s2t2/transparencies/talk.ps>.
- [48] L.Serin D.Fournier. *Experimental Techniques*. Proc.1995 European School of HEP, Dubna,Russia. CERN 96-04 pp.291-363.
- [49] Robert Zitoun, *Study of the non linearity of the D0*, D0 note 3997.
- [50] Sabine Crépe-Renaudin, *Energy corrections for geometry effects for electrons in Run II*, D0 note 4023.
- [51] E.Nagy,S.Negroni, *Simultaneous Calibration of Various Parts of the D0 Electromagnetic Calorimeter*, D0 note 3758.
- [52] S. Negroni. *Etude de la détection de supersymétrie par production de quark top en singlet. Détermination de l'échelle d'énergie des calorimètres électromagnétiques auprès des collisionneurs hadroniques*. Thèse de Doctorat, Université de la Méditerranée Aix-Marseille II, (2000).
- [53] <http://www.slac.stanford.edu/comp/unix/package/cernroot/22312/html/TMinuit.html#TMinuit:description>.
- [54] G.Landsberg, *Search for Large Extra Dimensions in the Dielectron and Diphoton Channels*, D0 note 4102.
- [55] I.Bertram, G.Landsberg,J.Linneman,R.Partridge,M.Paterno et H.B Prosper, *A recipe for the Construction of Confidence Limits*, D0 note 3476.
- [56] N.Delerue. *Recherche de leptons excités dans les données de l'expérience H1 auprès du collisionneur HERA*. Thèse de Doctorat, Université de la Méditerranée, (2002).

- [57] A. Cothenet, S. Fu, M.C. Cousinou, V. Zutshi , *Search for First Generation Leptoquark in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.96$ GeV*, D0 note 4373.
- [58] The D0 Collaboration , *Search for First Generation Leptoquark in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.96$ GeV*, D0 note 4401.
- [59] C.Grosso-Pilcher G.Landsberg M.Paterno. *Combined Limits on First Generation Leptoquarks from the CDF and D0 Experiments*. hep-ex/9810015.
- [60] M.C. Cousinou, A. Cothenet, S. Fu, G. Landsberg, V. Zutshi, *Combined Limits on First Generation Leptoquarks in the $e\bar{e}j$ and $e\nu j$ Channels*, D0 note 4228.
- [61] P.Bhat,S.Hagopian,J.Hobbs,D.Karmgard,B.Knuteson,G.Landsberg,H.Prosper, M.Strovink,G.Wang,G.Watts,*D0 Optimized Search for First Generation Leptoquarks in the $e\nu j$ Channel with Run I Data*, D0 note 3308.
- [62] http://ncdf70.fnal.gov:8001/lq/public/LQ_exo061203P.pdf.
- [63] http://ncdf70.fnal.gov:8001/lq/public/LQ_exo080703P.pdf.
- [64] S. Rolli. *Search For new particles at CDF II*. hep-ex/0305027.
- [65] CDF and D0 Collaboration. *Combined Limits on First Generation Leptoquarks from the CDF and D0 Experiments*. hep-ex/9810015.
- [66] http://www-zeus.desy.de/zeus_papers/ZEUS_PAPERS/DESY-03-041.ps.
- [67] D0 Collaboration. *Search for First Generation Scalar and vector Leptoquarks*. *Phys. Review*, D 64 : 092004, (2001).
- [68] <http://www-h1.desy.de/psfiles/confpap/EPS2001/H1prelim-01-161.ps>.
- [69] OPAL Collaboration. *Search for pair-produced leptoquarks in e^+e^- interactions at $\sqrt{s}=189-209$ GeV*. *Eur. Phys. Journ.*, C 13 : 15, (2000).
- [70] OPAL Collaboration. *Search for leptoquarks in electron-Photon scattering at \sqrt{s} up to 209 GeV at LEP*. *Phys. Lett.*, B526 : 233, (2002).
- [71] L3 Collaboration. *Search for Manifestations of New Physics in Fermion-Pair Production at LEP*. *Phys. Lett.*, B489 : 81, (2000).
- [72] A. Cothenet, M-C. Cousinou, G. Landsberg, *Search For first Generation Leptoquarks in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV*, D0 note 4226.