



HAL
open science

Recherche de leptoquarks de première génération au sein de l'expérience D0 au Tevatron

Anne.-Fleur. Barfuss

► **To cite this version:**

Anne.-Fleur. Barfuss. Recherche de leptoquarks de première génération au sein de l'expérience D0 au Tevatron. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2008. Français. NNT: . tel-00666686

HAL Id: tel-00666686

<https://theses.hal.science/tel-00666686v1>

Submitted on 6 Feb 2012

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

CPPM-T-2008-03

UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE
AIX-MARSEILLE II
FACULTÉ DES SCIENCES DE LUMINY
163, avenue de Luminy
13288 MARSEILLE cedex 09
FRANCE

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique des Particules et Astroparticules

présentée par

Anne-Fleur BARFUSS

en vue d'obtenir le grade de docteur de l'Université de la Méditerranée.

Recherche de Leptoquarks de première génération dans le canal $eejj$ avec l'expérience DØ

Soutenue le 12 septembre 2008 devant le jury composé de :

M.	Gustaaf	BROOIJMANS	Examineur
Mme	Marie-Claude	COUSINOU	Directeur de thèse
M.	Aurelio	JUSTE	Examineur
M.	Eric	KAJFASZ	Président du jury
Mme	Emmanuelle	PEREZ	Examineur
M.	Patrice	VERDIER	Rapporteur
Mme	Isabelle	WINGERTER-SEEZ	Rapporteur

Table des matières

Introduction	1
1 Contexte théorique	3
1.1 Particules élémentaires et interactions	3
1.1.1 Les fermions	4
1.1.2 Les interactions	5
1.2 L'interaction forte	7
1.3 L'interaction électrofaible et le mécanisme de Higgs	8
1.4 Un succès indéniable	9
1.5 Limites du Modèle Standard	9
2 Phénoménologie des leptoquarks	13
2.1 Les modèles de leptoquarks	13
2.2 Les couplages du leptoquark aux fermions et bosons	15
2.3 Production des LQ dans les collisionneurs hadroniques	18
2.3.1 Les diagrammes dominants à l'échelle du TeV	18
2.3.2 Production des leptoquarks scalaires	20
2.3.3 Production des leptoquarks vecteurs	21
2.3.4 Section efficace totale de production dans les collisions $p\bar{p}$	22
2.4 Recherches des LQ produits en paires	22
2.5 État des recherches de leptoquarks	24
3 DØ et le TeVatron	29
3.1 Accélérer et détecter : quelques généralités	29
3.2 Le complexe accélérateur	30
3.2.1 Le Préaccélérateur	30
3.2.2 Le Linac	31
3.2.3 Le booster	32
3.2.4 L'injecteur principal	34
3.2.5 La source d'antiprotons	34
3.2.6 Le Recycleur	35
3.2.7 Le Tevatron	35
3.2.8 Les phases de la prise de données	36

3.3	Fonctionnement du détecteur	38
3.3.1	Le système de coordonnées	39
3.3.2	Les détecteurs de particules chargées	39
3.3.3	Le solénoïde	42
3.3.4	Les détecteurs de pieds de gerbe	43
3.3.5	Le calorimètre	44
3.3.6	Le toroïde	50
3.3.7	Les chambres à muons	51
3.3.8	Le système de déclenchement	51
3.3.9	La mesure de la luminosité	52
3.4	La qualité des données en ligne du calorimètre	53
3.4.1	Les algorithmes de suppression du bruit électronique	54
3.4.2	Les pollutions du signal calorimétrique	54
4	Reconstruction des objets physiques	69
4.1	Traces et vertex primaire	69
4.1.1	Traces	69
4.1.2	Vertex primaire ou point d'interaction	69
4.2	Les objets électromagnétiques	71
4.2.1	Critères d'identification et qualité	71
4.2.2	Alias	73
4.2.3	Efficacité de reconstruction des électrons (EMID)	73
4.3	Muons	74
4.4	Jets	75
4.4.1	Algorithmes de reconstruction	75
4.4.2	Critères d'identification	77
4.4.3	Traitements spécifiques	78
4.4.4	Résolution de l'énergie du jet	79
4.5	Énergie transverse manquante	80
4.6	Cadre de travail et outils de traitement	80
4.7	La simulation	80
4.7.1	Les générateurs	80
4.7.2	La simulation complète	82
5	Résolution de l'énergie des jets	85
5.1	Motivations	85
5.2	Principe	86
5.3	Description de la méthode	86
5.3.1	Pondérer les différentes contributions du jet	86
5.3.2	Échantillons et sélection	88
5.3.3	Paramétrisations	88
5.4	Accès aux cellules associées aux jets	90
5.5	Premiers résultats avec des événements simulés	91
5.5.1	Calculer les constantes de correction	92

5.5.1.1	Paramétrisation de la pondération en énergie	92
5.5.1.2	Paramétrisation de la pondération en densité d'énergie	92
5.5.2	Impact sur la résolution et la linéarité	95
5.6	Ajustement des coefficients de correction	99
5.7	Comparaison avec les jets corrigés de JES	99
5.8	Conclusion	100
6	Recherche du leptoquark en $eejj$	105
6.1	Données et sélection	105
6.1.1	Critères de présélection	106
6.1.2	Sélection des événements	106
6.2	Simulation du signal	107
6.2.1	Simulation de leptoquarks scalaires	107
6.2.2	Simulation de leptoquarks vecteurs	107
6.3	Bruits de fond du MS	109
6.3.1	Simulation des processus du secteur électrofaible	110
6.3.1.1	Événements simulés	110
6.3.1.2	Efficacités et corrections appliquées au bruit de fond simulé	112
6.3.2	Modélisation du fond multijet	113
6.4	Normalisation du bruit de fond	113
6.4.1	Résultats au niveau de la normalisation (≥ 1 jet)	114
6.4.2	Contrôle de la normalisation des événements avec ≥ 2 jets	121
6.5	Efficacité du signal	129
6.5.1	Efficacité des coupures pour les leptoquarks scalaires	129
6.5.2	Efficacité des coupures pour les leptoquarks vecteurs	130
6.6	Incertitudes systématiques	132
6.7	Optimisation et calcul des limites	134
6.7.1	Méthode de calcul de la section efficace limite	134
6.7.2	Limite sur la section efficace du LQ scalaire	135
6.7.3	Limite sur la section efficace du LQ vecteur	140
6.8	Conclusion	141
	Conclusion	147

Table des figures

1.1	Évolution des constantes de couplages avec l'énergie.	7
1.2	Distribution de la variable $1 - CL_S$ en fonction de la masse du boson de Higgs (par pas de 5 GeV) pour la combinaison des analyses de CDF et DØ.	9
1.3	Valeurs mesurées et ajustées des observables électrofaibles du MS. . .	10
2.1	Diagrammes de Feynman principaux de la désintégration du proton par échange d'un leptoquark.	14
2.2	Diagrammes de Feynman principaux pour la production de paires de leptoquarks par annihilation $q\bar{q}$ ou fusion de gluons.	18
2.3	Autre diagramme de Feynman de production de paires de leptoquarks à partir d'une interaction $q\bar{q}$ et via l'échange d'un lepton.	19
2.4	Diagrammes de Feynman pour la production de leptoquarks célibataires.	19
2.5	Section efficace de production de leptoquarks célibataires (à gauche) et en paires (à droite) en pb en fonction de la masse du leptoquark en GeV.	20
2.6	Diagrammes de Feynman pour la production de paires de leptoquarks à l'ordre suivant l'ordre dominant.	23
2.7	Diagramme de Feynman dominant au Tevatron pour la production de paires de leptoquarks se désintégrant en un électron et un quark léger.	23
2.8	Diagrammes de Feynman des diffusions ep à HERA via l'échange d'un photon (a), d'un Z^0 (b, courant neutre) ou d'un W (b, courant chargé). Les graphes des canaux s (c) et u (d) sont présentés pour les mêmes états initiaux et finals.	26
2.9	Limites (résultat H1 préliminaire) sur deux types leptoquarks scalaires de première génération dans le plan masse-couplage. La figure de gauche représente la limite sur la masse d'un LQ de type S_1 se couplant à des fermions d'hélicité gauche. La figure de droite représente la limite sur la masse d'un LQ de type \tilde{R}_2 se couplant à des fermions d'hélicité gauche.	27
3.1	Vue générale du système d'accélération du Fermilab.	31
3.2	Production des ions hydrure H^- dans le dôme.	32
3.3	Le Cockcroft-Walton.	32

3.4	Le LINAC.	33
3.5	Schéma d'injection multi-tour des ions H^- dans le Booster.	33
3.6	Production des antiprotons avec la cible de nickel (a) et schéma de principe du Debuncher (b).	34
3.7	Circulation des antiprotons dans le Debuncher et l'Accumulateur.	35
3.8	Luminosité intégrée enregistrée par $D\bar{O}$ depuis le début du Run II.	37
3.9	Le détecteur $D\bar{O}$	38
3.10	Vue en coupe du détecteur central.	39
3.11	Vue isométrique du détecteur de particules chargées à micropistes.	40
3.12	Vue en coupe du SMT.	41
3.13	Schéma dans le plan yz du champ magnétique régnant dans le détecteur. Les quantités indiquées sont en kGauss.	43
3.14	Géométrie et cotes des fibres des détecteurs de pied de gerbe (a). Géométrie du CPS (b) et du FPS (c).	44
3.15	Géométrie du FPS.	45
3.16	Vue schématique d'une cellule du calorimètre.	46
3.17	Segmentation du calorimètre vue en coupe projective.	47
3.18	Segmentation du calorimètre.	48
3.19	Eclaté des châssis du calorimètre (haut) et coordonnées (bas).	49
3.20	Schéma de la chaîne de lecture du calorimètre; les trois éléments principaux sont le préamplificateur, les BLS (<i>Baseline Subtractors</i>) et les ADC.	50
3.21	Eclaté des chambres à fils du système à muons.	51
3.22	Schéma du système de déclenchement et d'acquisition.	52
3.23	Schéma de la disposition des scintillateurs et des tubes photomultiplicateur (en rouge) d'un compteur de luminosité.	53
3.24	Événement "anneau de feu" dans le plan (η, ϕ)	55
3.25	Occupation des tours calorimétriques pour un événement avec bruit cohérent dans le plan (η, ϕ)	56
3.26	Représentation des dépôts d'énergie pour un événement bruité (à gauche). Fraction de l'énergie dans la couche CH en fonction de la fraction électromagnétique pour des jets avec $0.7 < \eta_{det} < 0.8$ (à droite). On observe la présence du bruit à basse EMf et grande CHf	58
3.27	Événement Purple Haze (en haut) et événement dijet non bruité (en bas), dans le repère (η, ϕ, E) . Les bins en violet correspondent à la partie CH du calorimètre.	59
3.28	Énergie dans les cellules de la couche hadronique grossière dans le plan (η, ϕ) pour tous les événements d'un run PH (à gauche) et pour un run non bruité (à droite).	60
3.29	Énergie transverse scalaire en GeV d'un run bruité. En noir, tous les événements, en rouge, ceux classés "Noon noise".	61
3.30	Nombre de coups dans les systèmes à muons pour un run avec PH (en haut) et pour un run sans (en bas).	62

3.31	Nombre de coups dans les PDT pour des événements non flaggés d'un run bruité et avec $SET < 2\text{TeV}$	62
3.32	Nombre de coups dans les PDT en fonction du nombre de coups dans les MDT du système à muons pour un run avec PH (à gauche) et pour un run sans (à droite).	63
3.33	Énergie transverse scalaire en fonction de l'occupation des PDT du système à muons pour un run avec PH.	63
3.34	Evolution de l'énergie transverse scalaire en fonction du "temps" (numéro de l'événement) pour un run bruité.	64
3.35	Evolution du nombre de coups dans les PDT en fonction du temps pour un run bruité (gauche) et un run non bruité (droite).	64
3.36	Taux de déclenchement et luminosité des runs du store 4477.	65
3.37	Tracés de l'oscilloscope pour trois cellules (les trois voies du haut) et le niveau 1 du trigger (en rose en bas). Les figures au milieu et à droite sont des zooms successifs de la figure de gauche.	67
4.1	Distributions simulées des valeurs de l'impulsion transverse en GeV des traces (gauche) et de la probabilité de biais minimum des vertex (droite) provenant d'événements de biais minimum (jaune) ou issus de collisions dures (blanc).	70
4.2	Schéma de l'évolution d'une gerbe hadronique depuis la collision dure des partons jusqu'au jet détecté dans le calorimètre.	76
4.3	Exemple de jets affectés par un dysfonctionnement de photomultiplicateurs de l'ICD, vus dans le plan (η, ϕ)	77
4.4	Réponse absolue du calorimètre à un jet de rayon $\mathcal{R} = 0.5$ et de pseudorapidité $ \eta_{jet} < 0.4$ pour des événements $\gamma + \text{jet}$ (a). Réponse relative en fonction de la pseudorapidité η_{jet} (b).	79
4.5	Masse invariante pour des événements $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ générés avec ALPGEN. De bas en haut : 3 lp inclusif, 2, 1, et 0 lp exclusifs. Les segments bleus et verts illustrent les différents intervalles de masse de Z générés : $[15-60] \text{ GeV}/c^2$, $[60-130] \text{ GeV}/c^2$ et $[130-250] \text{ GeV}/c^2$. La somme de tous les lots est représentée en rouge. Les lots sont normalisés à une luminosité arbitraire. Le saut autour de $60 \text{ GeV}/c^2$ est dû à une erreur dans le code d'ALPGEN dans ses versions antérieures à la v2.12.	82
5.1	Découpage des distributions de la densité d'énergie des cellules EM et HAD en GeV/cm^3 pour des jets centraux de 20 à 30 GeV (haut). Division en 7 intervalles de la partie haute du spectre d'énergie des cellules EM (bas).	89
5.2	Les bins d'énergie du jet de particules sont déterminés dans des régions "statistiquement intéressantes" de la distribution non pondérée. On choisit 7 intervalles de 10 GeV.	90
5.3	Corrélation entre l'énergie du jet reconstruit et la somme de l'énergie des cellules du jet.	92

5.4	Coefficients de correction des couches EM, FH et CH, en fonction de l'énergie des cellules du jet, pour une énergie du jet de particules comprise entre 60 et 70 GeV.	93
5.5	Coefficients de correction des couches EM, FH et CH, en fonction de l'énergie des cellules du jet.	94
5.6	Coefficients de correction des cellules de l'ICD et du MG (gauche) et paramètre λ (droite), en fonction de l'énergie du jet de particules en GeV.	95
5.7	Coefficients de correction des couches EM, FH et CH, en fonction de la densité d'énergie des cellules du jet, pour une énergie du jet de particules comprise entre 60 et 70 GeV.	95
5.8	Coefficients de correction des couches EM, FH et CH, en fonction de la densité d'énergie des cellules du jet.	96
5.9	Coefficients de correction des cellules de l'ICD et du MG (gauche) et paramètre λ (droite), en fonction de l'énergie du jet de particules en GeV.	97
5.10	Impact de la pondération paramétrée par l'énergie des cellules en comparaison avec le cas non pondéré, en fonction de l'énergie du jet de particules en GeV.	98
5.11	Impact de la pondération paramétrée par la densité d'énergie des cellules en comparaison avec le cas non pondéré, en fonction de l'énergie du jet de particules en GeV.	98
5.12	Résolution (gauche) et linéarité (droite) pour les deux paramétrisations. La pondération en énergie est montrée en vert, la pondération en densité est représentée par la courbe rose.	101
5.13	Ajustement des coefficients de correction des couches EM, FH et CH paramétrés en énergie de cellules.	101
5.14	Paramètres d'ajustement des coefficients de correction des couches EM, FH et CH.	102
5.15	Résolution en fonction de l'énergie du jet de particules pour les différents cas de pondération : non pondéré (losanges noirs), pondéré sans ajustement (triangles verts), pondéré avec ajustement (points noirs) et corrigés de JES (carrés roses).	103
5.16	Ajustements des coefficients α_{EM} : la courbe rouge est la fonction f_1 , la verte représente f_2 et la courbe bleue est f_3	103
5.17	Rapport de la résolution pondérée sur la résolution avant pondération : la courbe rouge est la fonction f_1 , la verte représente f_2 et la courbe bleue est f_3 . Le gain en résolution par la pondération varie de 2 à 10 % avec E_{ptclj}	104
6.1	Légende de toutes les figures de comparaison données/simulation. . .	115
6.2	Distribution des valeurs de l'impulsion transverse du boson Z avant (à gauche) et après (à droite) repondération, sur une échelle logarithmique (en haut) ou linéaire (en bas), et avec ≥ 1 jet.	116

6.3	Masse invariante du diélectron pour des événements avec ≥ 1 jet sur une échelle logarithmique (en haut) et sur une échelle linéaire (en bas).	117
6.4	Masse invariante du diélectron pour des événements avec ≥ 1 jet avant (haut) et après (bas) ajout de 614 pb^{-1} de données du Run IIb.	118
6.5	Variables des deux premiers électrons pour des événements avec ≥ 1 jet : p_T (haut), η (centre), ϕ (bas).	119
6.6	Variables du premier jet pour des événements avec ≥ 1 jet : p_T (a), η (b), ϕ (c). Nombre de jets avec une impulsion transverse $p_T > 15 \text{ GeV}$ (d).	120
6.7	Spectre de l'impulsion transverse du boson Z après repondération, avec ≥ 2 jets.	121
6.8	Distributions des variables p_T , η et ϕ des deux premiers électrons pour des événements avec ≥ 2 jets.	122
6.9	Distributions des variables p_T , η et ϕ des deux premiers jets, pour des événements avec ≥ 2 jets.	123
6.10	Distribution du $\Delta\phi$ entre les deux premiers électrons (a), $\Delta\phi$ entre les deux premiers jets (b) et nombre de jets avec une impulsion transverse $p_T > 15 \text{ GeV}$ (c), pour des événements avec ≥ 2 jets.	124
6.11	Masses invariantes du diélectron (a, b) et du dijet (c, d), et S_T (e, f) pour des événements avec ≥ 2 jets sur une échelle logarithmique (gauche) et sur une échelle linéaire (droite). Le signal pour un LQ scalaire de masse $M_{LQ} = 250 \text{ GeV}$ a été superposé.	125
6.12	Masses invariantes électron-jet, pour des événements avec ≥ 2 jets. Le signal pour un LQ scalaire de masse $M_{LQ} = 250 \text{ GeV}$ a été superposé.	126
6.13	Masse invariante du diélectron (a) et énergie transverse scalaire (b) après le veto $M_{ee} > 110 \text{ GeV}$	127
6.14	Acceptance des critères de sélection en fonction de la masse du LQ scalaire (gauche), et son ajustement dans l'intervalle $210 < M_{LQ} < 320 \text{ GeV}$ (droite). L'incertitude statistique sur l'acceptance est $< 2\%$	129
6.15	Acceptance des critères de sélection pour différents types de LQ de masse $250 \text{ GeV}/c^2$	130
6.16	Distribution de l'impulsion transverse p_T de l'électron au niveau de la génération pour les topologies CCCC (gauche) et CCEC (droite). La courbe noire correspond au LQ scalaire, alors que la courbe rouge est celle du LQ vecteur, pour λ_G et $\kappa_G = 0$	131
6.17	Distribution de la masse invariante du diélectron. La courbe noire correspond au LQ scalaire, alors que la courbe rouge est celle du LQ vecteur, pour λ_G et $\kappa_G = 0$	131
6.18	M_{ej1} en fonction de M_{ej2} au niveau du critère C4 (haut) et C5 (bas) pour les données (gauche) et le signal avec un masse de LQ $M_{LQ} = 290 \text{ GeV}$ (droite).	136
6.19	Section efficace attendue à 95% C.L. pour un leptoquark de masse $M_{LQ} = 290 \text{ GeV}$ en fonction de M_{ee} et S_T	138

6.20	Sections efficaces limites attendues en fonction de la masse du LQ scalaire et pour différentes coupures sur M_{ee} et S_T	139
6.21	Distribution des valeurs de la variable $\langle Mej \rangle$ pour le bruit de fond et le signal (avec une masse de LQ $M_{LQ} = 290$ GeV) avec une masse invariante $M_{ee} > 110$ et une énergie transverse $S_T > 400$ GeV. Il ne reste plus aucun événement de données à ce stade de l'étude.	141
6.22	Limite sur la section efficace expérimentale à 95% C.L. \times le rapport de branchement en fonction de la masse du LQ scalaire. Les sections efficaces NLO théoriques sont tracées pour différentes valeurs de l'échelle de renormalisation : M_{LQ} (ligne pleine), $M_{LQ}/2$ (ligne mixte) et $2M_{LQ}$ (pointillés), l'incertitude due au choix de la PDF étant incluse. Une limite sur la masse du LQ scalaire à $292 \text{ GeV}/c^2$ est obtenue pour $\beta = 1$ et $\mu = 2M_{LQ}$	142
6.23	Sections efficaces en fonction de la masse du LQ vecteur pour les trois différents couplages VM. Les sections efficaces NLO théoriques sont tracées pour différentes valeurs du facteur de renormalisation : M_{LQ} (ligne pleine), $M_{LQ}/2$ (ligne mixte) et $2M_{LQ}$ (pointillés). Les lignes noires horizontales correspondent aux sections efficaces limites attendue (pointillés) et observée (tirets) pour chaque couplage.	143

Liste des tableaux

1.1	Les fermions. e est la charge élémentaire et vaut 1.6×10^{-19} C.	4
1.2	Les bosons de jauge du Modèle Standard.	6
2.1	Les différents types de LQ, leurs nombres quantiques et les couplages possibles avec les fermions.	17
2.2	Comparaison des sections efficaces de production $q\bar{q}$ et gg de leptosquarks scalaires en pb fournies par PYTHIA pour différentes masses de leptosquark.	21
2.3	Limites sur la masse de leptosquarks au Tevatron. La première colonne est la génération du leptosquark, la deuxième est le rapport de branchement β de $LQ \rightarrow l^\pm q$. Les deux colonnes suivantes donnent les limites inférieures sur M_{LQ} à 95% C.L. Les limites pour les LQ vecteurs sont données pour les modèles à basse et haute section efficace.	27
4.1	Facteurs moyens de correction de l'efficacité d'identification des électrons.	74
6.1	Sections efficaces des LQ scalaires en fonction de M_{LQ} en GeV.	108
6.2	Sections efficaces de production de paires de leptosquarks vecteurs (VM) pour le couplage MC ($\kappa_G = 1, \lambda_G = 0$) pour différents coefficients de renormalisation μ	109
6.3	Sections efficaces de production de paires de leptosquarks vecteurs (VM) pour le couplage YM ($\kappa_G = 0, \lambda_G = 0$) pour différents coefficients de renormalisation μ	109
6.4	Sections efficaces de production de paires de leptosquarks vecteurs (VM) pour le couplage MM ($\kappa_G = -1, \lambda_G = -1$) pour différents coefficients de renormalisation μ	109
6.5	Désintégrations du boson Z et intervalle de masse M_{ee} dans lequel a été faite la génération, nombre d'événements générés et sections efficaces LO en picobarns (pb) données par le générateur.	111
6.6	Processus $t\bar{t}$ et dibosons : nombre d'événements générés et sections efficaces LO en pb données par le générateur.	112
6.7	Paramètres d'ajustement de la fonction de repondération de l'impulsion transverse p_T du boson Z	112

6.8	Nombre d'événements avec ≥ 1 jet utilisés pour déterminer les facteurs de normalisation.	114
6.9	Composition en % des lots $Z/\gamma^* \rightarrow ee + \text{jets}$ dans les deux zones de normalisation.	114
6.10	Nombre d'événements avec ≥ 1 jet dans les données, lots de bruit de fond et signal scalaire pour $M_{LQ} = 250$ GeV et leur incertitude statistique.	115
6.11	Nombre d'événements avec ≥ 2 jets dans les données, lots de bruit de fond et signal scalaire pour $M_{LQ} = 250$ GeV, ainsi que leur incertitude statistique.	121
6.12	Nombre d'événements dans les données, composition du bruit de fond et du signal scalaire pour $M_{LQ} = 250$ GeV, ainsi que leurs incertitudes statistiques pour $M_{ee} > 110$ GeV.	127
6.13	Séquence de critères de sélection, événements restants et acceptances pour chaque critère relativement au précédent sur les données et le lot signal pour un LQ scalaire de masse $M_{LQ} = 250$ GeV.	128
6.14	Séquence de critères de sélection et acceptance sur le lot signal pour $M_{LQ} = 250$ GeV.	129
6.15	Table des incertitudes systématiques.	132
6.16	Limites attendues sur la section efficace du signal (en pb) obtenues avec TLimit, pour atteindre 95% CL.	137
6.17	Nombre d'événements de bruit de fond et de signal pour différentes coupures sur la masse invariante diélectron et l'énergie transverse scalaire.	138
6.18	Composition du bruit de fond pour $M_{ee} > 110$ GeV et $S_T > 400$ GeV.	140
6.19	Sections efficaces limites attendues (à gauche) et observées (à droite) à 95% CL (en pb) obtenues avec TLimit.	144
6.20	Sections efficaces limites attendues et observées en pb pour des leptosquarks vecteur (VM) produits en paire pour les trois types de couplage et différentes valeurs de la coupure en S_T . Les erreurs données sont les incertitudes statistiques.	145
6.21	Limites sur la masse du leptosquark vecteur (VM) produit en paires pour trois couplages et $S_T > 400$ GeV.	145

À ma grand-mère.

Remerciements

Cette thèse ne s'est pas faite sans soutien, sans confiance, sans amitié, et je tiens à remercier tout ceux qui de près ou de loin ont contribué à ce travail.

Je souhaiterais en premier lieu remercier Eric Kajfasz, Directeur du Centre de Physique des Particules de Marseille, ainsi que son prédécesseur Roy Aleksan, de m'avoir offert la possibilité de faire partie de la "famille" CPPM, de travailler toujours dans les meilleures conditions et avec les personnes qui font que le prestige enthousiaste qui s'attache au nom de ce laboratoire n'est en rien usurpé.

Un très grand merci à mes rapporteurs Isabelle Wingerter-Seez et Patrice Verdier pour leur lecture minutieuse de mon manuscrit et pour leurs commentaires constructifs et de première importance pour la qualité de ce travail.

Je remercie également Emmanuelle Perez, Gustaaf Brooijmans et Aurelio Juste, venus pour certains de très loin pour faire partie de mon jury de thèse et à leur tour me suggérer améliorations du manuscrit et questionnements sur ma vision de ce travail et de ses perspectives.

Je voudrais adresser un remerciement tout particulier à Marie-Claude Cousinou, ma directrice de thèse, qui a joué le rôle le plus complet et sans doute le plus difficile dans cette aventure. Je voudrais la remercier très chaleureusement pour tout ce qu'elle m'a apporté et permis d'accomplir, pour sa pédagogie, sa patience, son efficacité et son pragmatisme, tout autant que pour les nombreuses autres qualités humaines qui font d'elle une formidable directrice de thèse et une collaboratrice précieuse.

Je remercie l'École Doctorale 352, dirigée par Jean-Jacques Aubert puis Marie-Claude Cousinou.

Je voudrais remercier Elemér Nagy, chef du groupe DØ au CPPM, de m'avoir accueillie et intégrée à l'équipe. Je le remercie aussi pour sa sympathie et sa disponibilité notamment pour élucider les questions de probabilités qui nous taraudaient. Un grand merci à chacun des membres du groupe DØ-CPPM : Eric Kajfasz, Arnaud Duperrin, Smaïn Kermiche (pour ton aide, tes encouragements et nos discussions) et un peu plus tard Steve Muanza, pour leur soutien et leurs conseils tout au long de mon travail. Merci aussi aux "anciens" du groupe comme Lisa Berntzon et Aurélien Mendes (pour ton aide à mon démarrage et ta bonne humeur) et aux "nouveaux", Betty, David et Weigang (bonne continuation à vous!).

Merci à Norman J. Buchanan, Dean Schamberger, Walter Geist, Terry Wyatt, George Ginther, Jadranka Sekaric, Dan Duggan et Edgar Carrera, de m'avoir permis de travailler au sein du groupe CALOP, au plus près du calorimètre et ses "hoquets" aux noms singuliers.

Un grand merci à Aurelio Juste d'avoir mené et encouragé ce projet d'amélioration de la résolution sur l'énergie des jets. Ce travail a vraiment été très motivant pour moi comme pour mes coéquipiers. Merci également à ceux qui m'ont aidée dans ce projet, Florent Lacroix, Jeroen Hegemann et David Lam.

Merci au groupe New Phenomena (Patrice Verdier, Jean-François Grivaz, Todd Adams, . . .) ainsi que l'*Editorial Board 15* coordonnée par David Hedin, pour leurs nombreux conseils et commentaires sur l'analyse présentée dans ce manuscrit. Merci à Alexander Belyaev et Sharon Hagopian pour leurs réponses complètes et instructives à mes questions sur les leptosquarks.

Dans le groupe DØ-France, il y a beaucoup de monde à remercier et je regrette de ne pouvoir citer tout le monde. Merci simplement à Eric Kajfasz qui en tant que représentant de la communauté DØ-France a œuvré pour la cohérence et la mise en avant des projets du groupe et a contribué à la grande visibilité des Français au sein de la collaboration.

Un merci spécial à Jan Stark pour son aide pendant les diverses tâches de service sur site, m'initiant au travail dans le framework, au `pickevents` et autres subtilités du code de DØ. Merci à toi pour ta rigueur, ta clairvoyance et ta franchise.

Merci à Emmanuel Monnier et Cédric Cerna pour les conseils qu'ils ont continué à me prodiguer pendant ma thèse.

À présent, je voudrais exprimer ma gratitude auprès des thésards de DØFrance, ceux qui sont devenus "les copains". Christophe Ochando (fidèle adorateur de George Abitbol) pour les longues soirées de rédaction, les discussions enflammées, les craquages, ton amitié. Samuel Calvet, ses quatre saisons d'Espigoule, les cafés, et tout et tout et tout. Vincent Siccardi Von Martigues, gourou des adorateurs de Lemon Heads, patient ancêtre des thésards DØ.fr, merci pour tes encouragements et d'avoir facilité mon débarquement à Strasbourg.

Florent Lacroix pour son aide à Fermilab pendant l'été 2007 et pour m'avoir fait découvrir les fameux courts de Clermont.

Bertrand Martin Foireux dit Latour pour sa sympathie et son humour caustique. Tom Millet (et sa Chèvre) et Marion Arthaud pour les dîners à la maison de Saclay.

Merci à ceux qui m'ont aidé à prendre mes marques à Fermilab : Catherine Biscarat, Jessica Lévêque, Jovan Mitrevski, Yannis Katsanos, Paul Russo, Lucian Ancu, Arán Garcia Bellido, Ivan y Alejandro, et Dag Gillberg.

Un immense merci pour leur complicité à Diane Talon-Esmieu et Gabrielle Le-laizant, deux nanas vraiment extras.

Merci à Stéphanie Escoffier, entre multiples choses pour son soutien.

Je n'oublierai pas les pauses café et autres moments agréables passées en compagnie de Pascal Poulpy Octopus Ripoché, Max Melissas (on a toujours un jeu à créer!), Bernardo Resende, Guillaume Lambard (bonne chance pour la suite!), Corey (qui m'aura convertie au culte de Gilgamesh).

A special thank to Pierre-Élie Crouzet de Spaulding Street et Marine Kuna (du service Glamour et Mouton, bon courage pour la création de succursales). Un clin d'œil à Pierre-Élie tout de même pour ces deux grandes soirées dans la région de Chicago, l'une au Green Mills entre deux crevaisons et l'autre sur la balançoire du Sawk Circle. Très bonne continuation à vous deux, j'espère que nous ne nous perdrons pas trop longtemps de vue.

Un merci pour leur sympathie à Mathieu Plamondon, Rob Lambert, Andrée Robichaud-Véronneau la plus pétillante des Canadiennes et tous les zinzins de l'école d'été du CERN/JINR.

Par l'association Rezodoc, j'ai fait la connaissance de thésards et de docteurs que j'affectionne maintenant beaucoup et qui ont été des compagnons motivés, créatifs et lucides dans la préparation des colloques et des événements de l'association : Sarah Jamali, qui a tous les talents, Jean-Yves Heurtebise, philosophe, et bien sûr Camille, Béatrice, Dominique Antonini, Emmanuelle Dura, et tous et toutes.

Un encouragement pour tous les projets des membres de la fine équipe Van Gogh des Doctoriales.

Une pensée amicale à Sébastien Vizzini et sa petite famille;-) Toute la troupe du Panama Théâtre, menée par Pascale Vardanega et Tristan Van Rullen, Cécile Lecampion, Nathalie, Dominique, Vincent Nicolas, Perrine Martin, Caro Lonjon, Mat. . . .

Un mot d'encouragement pour la suite à mes copains de Master : Thomas Leoni, Rym Djouri, Hafid Iklef (Happy Chicken is back, once again!).

Merci aux organisateurs des Journées Jeunes Chercheurs (Stéphanie Baffioni, Caroline Collard, Auguste Besson, Raphael Granier de Cassagnac).

Une pensée particulière à trois enseignants remarquables dont je n'ai toujours pas oublié les encouragements : Mme et M. Fanguet, et M. Brunie.

Un immense merci à mes parents, ma sœur Sophie Osio (watashi no "tori" wa tottemo kawaii desho;-)), Patrice, Annie et Didier.

Et mon dernier mot de remerciement, bien qu'un simple "merci" ne suffise pas, ira naturellement à celui qui m'a soutenue. . . disons plutôt supportée, cet homme extraordinaire avec qui j'ai la chance de faire des tas de plans sur la comète, mon plus-que-cher Colas.

Je dédie ce travail à ma grand-mère.

Introduction

Physiciens expérimentateurs ou théoriciens, nous décrivons la physique des constituants élémentaires en nous appuyant sur un modèle élégant et qui a très largement prouvé son acuité. Toutefois, beaucoup ne le considèrent que comme une théorie effective à basse énergie. Diverses théories ont été proposées pour combler les lacunes de ce Modèle Standard de la physique des particules (MS), en y introduisant la plupart du temps de nouveaux champs, de nouveaux couplages, parfois de nouveaux concepts, souvent de nouvelles interrogations. L'élémentarité des constituants de la matière par exemple, a de nombreuses fois été remise en cause et n'est probablement pas encore parvenue à son dernier questionnement. Des modèles d'unification des interactions fondamentales ont également relancé la réflexion aussi bien esthétique que formelle sur l'éventualité d'un couplage unique régissant les interactions entre particules à très grande énergie... On pourrait citer encore de multiples exemples des questions ouvertes de la physique des constituants élémentaires auxquelles les modèles extra-MS s'efforcent de fournir une réponse compacte et vérifiable. De plus, bon nombre de ces théories complémentaires ou englobantes du MS prévoient l'existence d'interactions entre leptons et quarks transmises par des particules appelées leptoquarks (LQ), introduites la première fois par Pati et Salam en 1973 dans un modèle où le nombre quantique du lepton est considéré comme une quatrième couleur [1].

Depuis, on a cru trouver trace du leptoquark en 1997 dans les deux expériences H1 [2] et ZEUS [3] auprès du collisionneur e^+p HERA. Si cet excès d'événements supposés exotiques s'est révélé par la suite non significatif d'une preuve de l'existence du leptoquark, sa recherche n'en fut pas ralentie pour autant.

Les théories restent hypothèses tant qu'elles ne sont pas suivies d'un programme de physique expérimentale, comme DØ et CDF menés auprès du collisionneur Tevatron, l'accélérateur circulaire actuellement le plus puissant du monde. Grâce à celui-ci et aux grands détecteurs placés en deux points de collision du Tevatron, on recherche activement les leptoquarks parmi les produits des collisions frontales $p\bar{p}$, en étudiant les particules signatures de leur désintégration (leptons chargés, jets hadroniques, neutrinos).

On a donc la nécessité d'utiliser un système de détecteurs très précis et avec un niveau de bruit très bas, afin de caractériser au mieux les produits des collisions.

Au Centre de Physique des Particules de Marseille, laboratoire d'accueil de mon travail de thèse, le groupe DØ consacre l'ensemble de ses activités à l'analyse des données du Tevatron. Les expériences auprès du Tevatron conservent la meilleure chance de découvrir de la nouvelle physique avant le démarrage imminent du LHC au CERN.

Ma contribution, dirigée par Marie-Claude Cousinou, est centrée sur une recherche dans les données du Run IIa du Tevatron, de leptoquarks de 1^{re} génération dans le canal $eejj$. Elle comprend également une étude des pollutions du signal calorimétrique et la mise en place d'un algorithme visant à améliorer la résolution sur la mesure de l'énergie des jets. Ces trois études se complètent et sont développées dans ce manuscrit.

Un index en fin de volume permettra au lecteur de se diriger plus facilement vers les notions-clés.

Chapitre 1

Contexte théorique

Le Modèle Standard de la physique des particules (MS) est actuellement la théorie qui décrit le mieux les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions. Depuis la preuve de l'existence des interactions faibles à courants neutres en 1973 [4] jusqu'à la récente observation du processus ZZ en 2008 [5] par l'expérience $D\bar{O}$ auprès du collisionneur hadronique Tevatron, il n'a eu de cesse d'être confirmé de façon très précise par les données expérimentales des détecteurs.

Cependant, le MS n'inclut pas la gravité, et même si celle-ci peut être négligée à l'échelle des constituants fondamentaux de la matière, c'est l'une des raisons pour lesquelles le MS ne saurait être une théorie complète et aboutie des particules élémentaires et de leurs interactions. Il présente de plus le défaut de compter 19 paramètres libres que l'on ne peut déterminer qu'expérimentalement. Il ne sait pas "seul" résoudre l'énigme de l'origine de la masse des particules. Pour ces raisons entre autres, de nombreuses théories complémentaires au MS ont vu le jour pour tenter de combler ses lacunes, introduisant de nouvelles particules et de nouveaux couplages.

Les physiciens aiment à penser que la nature, dans toute sa complexité, peut être modélisée par quelques lois physiques simples. Lors de l'introduction d'un nouveau phénomène, ils commencent par s'assurer qu'il ne s'agit pas d'une manifestation différente d'une loi déjà connue. On a pu unifier l'interaction électromagnétique et l'interaction faible en interaction électrofaible, et ainsi, la théorie semble évoluer vers plus d'unification.

Ce chapitre résume les principales caractéristiques du Modèle Standard et donne les quelques arguments principaux justifiant l'introduction de théories au-delà du MS.

1.1 Particules élémentaires et interactions

Le MS est une théorie des champs quantiques et relativistes. Il décrit les particules élémentaires : fermions et bosons, comme des champs subissant les transfor-

mations du groupe de symétries locales $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ¹. Ce groupe de jauge contient la description des interactions forte et électrofaible, transmises par lesdits bosons de jauge.

1.1.1 Les fermions

Les fermions, particules de spin demi-entier, sont répartis en deux sous-classes, selon le type d'interaction auquel ils sont sensibles : les quarks, confinés par l'interaction forte, et les leptons, entre autres sensibles à l'interaction électrofaible. Ils sont asservis à la statistique de Fermi et soumis au principe d'exclusion de Pauli, par lequel deux fermions ne peuvent occuper le même état quantique. On compte 6 saveurs de quarks et autant de leptons (cf. TAB. 1.1) groupés par familles ou générations : le quark up (u), le quark down (d), l'électron (e^-) et le neutrino électronique (ν_e) forment la première génération. La deuxième génération se compose des quarks étrange (s) et charmé (c) et des leptons μ^- (muon) et ν_μ (neutrino muonique). Les quarks top (t) et bottom (b) constituent la troisième génération, à laquelle appartiennent également le lepton tau (τ^-) et le neutrino tauique (ν_τ).

	Génération	Particules	Charge ($\times e$)	Masse
Leptons	première	ν_e	0	< 2 eV
		e^-	-1	0.5 MeV
	seconde	ν_μ	0	< 0.19 MeV
		μ^-	-1	105.7 MeV
	troisième	ν_τ	0	< 18.2 MeV
		τ^-	-1	1.777 GeV
Quarks	première	u	2/3	1.5 à 3.3 MeV
		d	-1/3	3 à 6 MeV
	seconde	c	2/3	1.27 GeV
		s	-1/3	70 à 130 MeV
	troisième	t	2/3	171.2 GeV
		b	-1/3	4.2 à 4.7 GeV

TAB. 1.1 – Les fermions. e est la charge élémentaire et vaut 1.6×10^{-19} C.

On peut remarquer que seuls les fermions de la première famille sont “utilisés” pour former les atomes qui nous constituent, les nucléons se composant principalement de quarks u et d .

La masse des fermions est ici donnée en eV : on a choisi dans tout le manuscrit la convention $\hbar = c = 1$. Ainsi, l'unité d'énergie, d'impulsion et de masse sera l'électron-volt eV (ou plus souvent le GeV).

¹ c est la couleur, L est relié à l'isospin faible et Y est l'hypercharge. Voir ci-après.

Les fermions possèdent des nombres quantiques internes, comme la charge électrique, l'isospin ou encore le nombre fermionique F . À chaque fermion correspond une antiparticule de même masse et de même spin, mais de nombres quantiques opposés (symétrie de charge C). Le nombre fermionique d'une particule composite (e.g. un proton) sera fonction du nombre de fermions et d'antifermions qui le compose. Il est défini comme suit :

$$F = 3B + L$$

où B est le nombre baryonique de la particule :

$$B = 1/3 \text{ (nombre de quarks - nombre d'antiquarks)}$$

et L est son nombre leptonique :

$$L = \text{nombre de leptons - nombre d'antileptons.}$$

Les fermions ont une autre caractéristique : l'hélicité. L'hélicité d'une particule est la projection de son spin sur son vecteur impulsion. On a donc deux hélicités possibles : l'hélicité droite R si le spin et l'impulsion sont de même signe, ou gauche L dans le cas contraire. Les neutrinos ont la particularité de ne se présenter que sous leur forme d'hélicité gauche. On parle aussi de chiralité des particules, qui s'identifie à l'hélicité pour les particules non massives.

1.1.2 Les interactions

Les fermions interagissent entre eux en échangeant des bosons de jauge, particules de spin entier. Une interaction se caractérise notamment par sa portée et une constante de couplage. On distingue quatre types d'interactions fondamentales :

- l'interaction électromagnétique (EM) entre les particules chargées. Elle fait s'attirer les particules de charges opposées, force les électrons à graviter autour du noyau de l'atome. Les particules en interaction électromagnétique échangent des photons (γ). La charge de couplage est la charge électrique. Sa portée est infinie. La force de l'interaction électromagnétique est reliée à la constante de structure fine $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c\epsilon_0} \simeq 1/137$, où e est la charge électrique, \hbar est la constante de Planck réduite, c est la célérité de la lumière et ϵ_0 la permittivité du vide. À l'énergie du LEP ($\mathcal{O}(10^2 \text{ GeV})$), la constante d'interaction électromagnétique est $\alpha_{EM} \approx 1/128$.
- l'interaction faible qui est responsable de la radioactivité β . Sa portée est de l'ordre du millièème de fermi. Les particules médiatrices de l'interaction faible sont les bosons W^\pm et Z^0 . Toutes les particules de matière sont sensibles à cette interaction, y compris les neutrinos. L'intensité de l'interaction faible est $\alpha_W \approx 10^{-5}\alpha_{EM}$.
- l'interaction forte qui unit les quarks ensemble et assure la cohésion du noyau atomique. Ce dernier est constitué de nucléons : les protons, chargés positivement, et les neutrons, non chargés. Deux particules de même charge électrique se repoussant, il peut sembler contre-intuitif qu'un grand nombre de protons si

proches (dans un rayon ≈ 1 fm) parviennent à former un noyau dense. Il existe donc une force au sein du noyau qui compense la répulsion électrostatique des protons. Baptisée interaction forte, elle se traduit par l'échange de gluons par les composants des nucléons. La charge de couplage de l'interaction forte est la "couleur" des quarks et des gluons. La constante d'interaction forte est $\alpha_s \approx 0.12$. La force de cohésion nucléaire est une force résiduelle de l'interaction forte à l'intérieur des nucléons.

- l'interaction gravitationnelle qui affecte les corps massifs et les fait s'attirer. De portée infinie, elle domine à grande échelle mais devient négligeable aux échelles de la physique des particules. Son intensité est de l'ordre de $\alpha_G \approx 10^{-40}$. Les bosons vecteurs de l'interaction gravitationnelle sont des particules hypothétiques appelées "gravitons". La charge de couplage est la masse des particules subissant l'interaction. Cette quatrième force se place en marge du cadre théorique du Modèle Standard.

Les trois premières interactions sont décrites dans le MS comme des interactions entre fermions, qui passent par l'échange de bosons de jauge, particules de spin 1. La Table 1.2 donne la liste des bosons médiateurs des différentes interactions du Modèle Standard, ainsi que leur charge électrique et leur masse.

Boson	Interaction	Charge ($\times e$)	Masse (GeV)
Photon (γ)	EM	0	0
Z^0	Faible	0	91.1876 ± 0.0021
W^+		+1	80.398 ± 0.025
W^-		-1	80.398 ± 0.025
Gluons g	Forte	0	0

TAB. 1.2 – Les bosons de jauge du Modèle Standard.

Les bosons obéissent à la statistique de Bose-Einstein et peuvent occuper en grand nombre un même état quantique. Ils ne sont donc pas soumis au principe d'exclusion.

Depuis 1967, on considère les forces électromagnétique et faible comme deux manifestations d'une même force : les deux interactions ont été unifiées par la théorie électrofaible de Glashow, Salam et Weinberg [6], de même que l'on doit l'unification bien antérieure des phénomènes électriques et magnétiques aux travaux de Maxwell à la fin du XIX^e s. Une pensée séduisante est la possibilité d'unifier toutes les interactions. Le fait que les constantes de couplages, comme leur nom ne l'indique pas, ne soient pas constantes mais dépendent de l'énergie mise en jeu dans le phénomène observé, appuie la thèse d'une unification à haute énergie des trois couplages du modèle standard. Cependant, lorsque l'on projette ce que l'on connaît de l'évolution

de ces couplages, on s'aperçoit qu'elles ne s'entrecroisent pas au même point, comme l'illustre la Fig. 1.1. Ce constat motivera le développement de modèles théoriques proposant une unification des couplages à haute énergie.

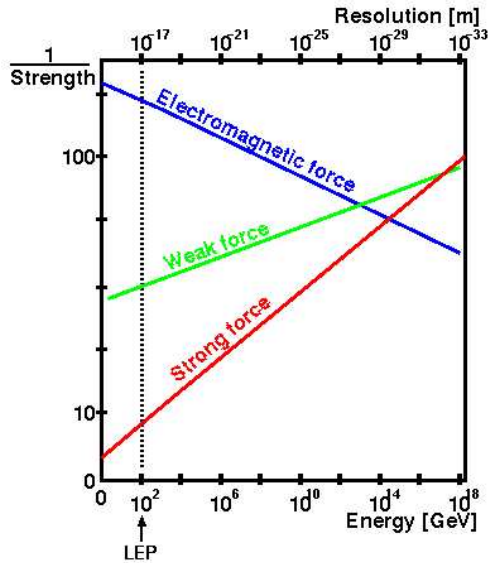


FIG. 1.1 – Évolution des constantes de couplages avec l'énergie.

1.2 L'interaction forte

Le groupe $SU(3)_c$ décrit l'interaction entre les particules qui portent une charge de "couleur". La couleur est la charge de l'interaction forte qui par convention peut être rouge, vert ou bleu. Les quarks sont représentés dans des triplets de couleur, ce qui traduit leur symétrie et donc leur possibilité d'interaction à l'intérieur du triplet.

La théorie de l'interaction forte est la Chromodynamique Quantique (QCD en anglais). 8 générateurs sont associés à la représentation fondamentale de $SU(3)_c$, qui sont les matrices de Gell-Mann. On a donc huit gluons portant une charge de couleur et une charge d'anti-couleur. Puisque les gluons sont colorés, ils peuvent interagir entre eux par interaction forte et les couplages entre 3 gluons sont donc possibles.

L'intensité de la force forte augmente avec la distance. À faible distance, les quarks sont considérés comme libres, c'est le phénomène appelé liberté asymptotique. Lorsque l'on force les quarks à se séparer, l'intensité de la force forte augmente : c'est ce que l'on appelle le confinement. Si l'on dispose de suffisamment d'énergie, on rompt la liaison entre les deux quarks et l'on produit à partir du vide une paire quark-antiquark qui se couple aux quarks initiaux dans des états liés ou hadrons neutres de couleur : c'est l'hadronisation des quarks. Un composé des trois couleurs

est neutre de couleur, de même que les états liés de deux partons portant une couleur et son anti-couleur.

1.3 L'interaction électrofaible et le mécanisme de Higgs

La partie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ du MS décrit les interactions entre les particules avec une charge électrique ou faible. L'indice L signifie que seules les particules d'hélicité gauche subissent les transformations du groupe $SU(2)_L$. On dit que l'interaction faible viole la parité (P), symétrie inversant les coordonnées spatiales ($P(\vec{r}) = -\vec{r}$). Les générateurs de $SU(2)_L$ sont les trois composantes d'une quantité appelée isospin faible. Elles sont représentées sous la forme des matrices de Pauli dans la représentation fondamentale du groupe $SU(2)$. Il existe trois particules médiatrices des interactions faibles, deux bosons chargés (W^\pm) et un boson neutre (Z^0).

La partie électromagnétique des interactions électrofaibles est décrite par l'Électrodynamique Quantique (ou QED) dont les prédictions sont vérifiées par l'expérience avec une précision de 10^{-12} [7], faisant de la QED la théorie des champs élémentaires la plus aboutie et la plus précise à ce jour. Le boson médiateur de l'interaction électromagnétique est le photon (γ). Afin de préserver l'invariance sous les transformations locales, le photon est de masse nulle, ce que l'expérience confirme. Le générateur des transformations de $U(1)_Y$ est l'hypercharge faible Y , reliée à la charge électrique et à la troisième composante d'isospin faible T_3 par la formule de Gell-Mann-Nishijima :

$$Y = 2(Q - T_3)$$

Les interactions du MS ont été construites en imposant une symétrie de jauge, i.e. une invariance sous les transformations locales de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Préserver cette symétrie implique que les bosons correspondants soient de masse nulle. En effet, dans le lagrangien du Modèle Standard, les termes décrivant les fermions et les bosons de jauge ne font pas intervenir de termes de masse, car ceux-ci ne seraient pas invariants sous $SU(2)_L$. Or nous observons que contrairement au photon, les bosons faibles W^\pm et Z^0 ont une masse de l'ordre de la centaine de GeV. Il doit donc exister un mécanisme brisant la symétrie du secteur électrofaible et permettant l'introduction de termes de masse dans le lagrangien qui lui, préserve $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Ce mécanisme a été proposé par Higgs *et al.* [8], conjecturant l'existence d'un doublet Φ de champs complexes et d'un potentiel $V(\Phi)$. Au minimum du potentiel, la valeur moyenne dans le vide du champ Φ (ou *vev* pour *vacuum expectation value*) n'est pas nulle, mais $vev \approx 250$ GeV. Cette propriété du potentiel brise spontanément la symétrie et génère les masses des particules, par interaction avec le champ scalaire Φ . On a introduit un nouveau boson dans le Modèle Standard : le boson de Higgs. Cependant, ce boson de Higgs n'a encore pas été découvert et la compréhension du mécanisme à l'origine de la masse des particules représente un enjeu central de la physique des particules aujourd'hui.

À l'instant où j'écris vient d'être annoncé publiquement le résultat combiné des expériences DØ et CDF auprès du Tevatron, excluant un Higgs de masse voisine de 170 GeV avec 95% de niveau de confiance [9]. C'est la première fois depuis LEP que les expériences du Tevatron contraignent directement la masse du boson de Higgs². La Fig. 1.2 montre la distribution de la variable $1 - CL_S$ en fonction de la masse du boson de Higgs.

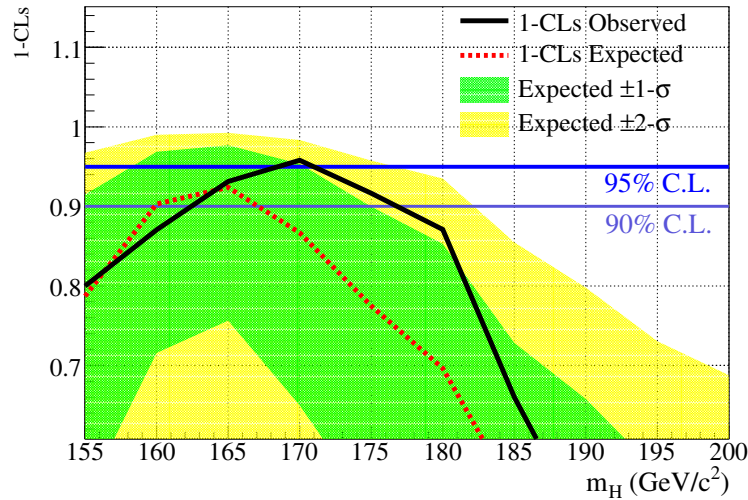


FIG. 1.2 – Distribution de la variable $1 - CL_S$ en fonction de la masse du boson de Higgs (par pas de 5 GeV) pour la combinaison des analyses de CDF et DØ.

1.4 Un succès indéniable

Le MS a connu de nombreux succès expérimentaux qui confortent son pouvoir prédictif. La Fig. 1.3 présente les valeurs mesurées et ajustées des observables du Modèle Standard (e.g. la masse et la largeur de désintégration des bosons faibles), ainsi que la déviation ou *pull* entre les valeurs mesurées O^{meas} et les prédictions théoriques O^{fit} . Le *pull* est défini ainsi : $|O^{\text{meas}} - O^{\text{fit}}|/\sigma_{\text{meas}}$, où σ_{meas} est l'incertitude sur la valeur mesurée. On voit que le plus grand écart entre théorie et mesures s'observe pour l'observable $A_{\text{fb}}^{0,b}$ qui est l'asymétrie avant-arrière de production du quark b .

1.5 Limites du Modèle Standard

Toutes les particules décrites par le Modèle Standard ont été observées, excepté le boson de Higgs. Malgré son élégance et son indéniable précision quant à la prédiction

²Les expériences du *Large Electron-Positron Collider* ou LEP au CERN avait exclu un boson de Higgs avec une masse inférieure à 114 GeV à 95% de niveau de confiance. Ces résultats montrent que DØ et CDF sont sensibles à de potentiels signaux de Higgs.

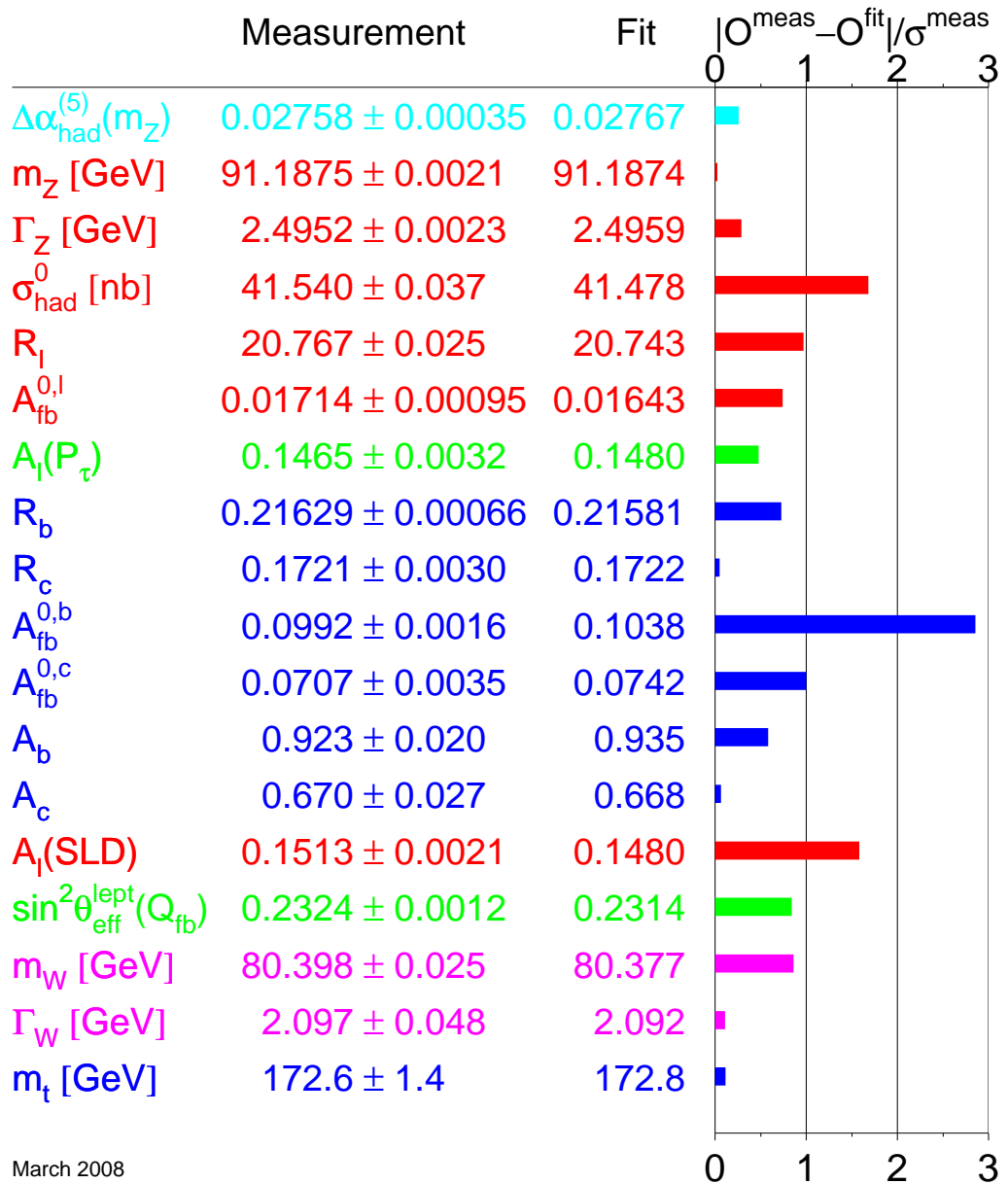


FIG. 1.3 – Valeurs mesurées et ajustées des observables électrofaibles du MS.

des paramètres des champs fondamentaux, ce modèle possède des zones d'ombre qui remettent en question sa capacité à décrire la totalité de la physique des champs fondamentaux à grande énergie.

Différents arguments appuient la thèse d'un modèle standard incomplet. On peut citer notamment les points suivants :

- Le MS possède 19 paramètres libres qui doivent être déterminés expérimentalement : la masse des 9 fermions chargés, les trois constantes de couplage, la masse des bosons W et Z , la masse du boson de Higgs, les quatre paramètres A , λ , ρ et η de la matrice CKM et l'angle de violation de CP forte.
- Le nombre de générations des fermions et la symétrie apparente entre familles de leptons et de quarks sont méconnus.
- Le MS demeure incapable d'expliquer l'origine de l'importante différence entre les masses des fermions ($m_{top} \approx 171$ GeV, $m_{\nu_e} < 2$ eV).
- Il n'inclut pas la gravité. Même si ses effets sont négligeables à des échelles d'énergie petites par rapport à la masse de Planck, au-delà de cette échelle, mécanique quantique et gravitation ne sont pas compatibles.
- Les forces forte et électrofaible ne sont pas unifiées au sein du MS. L'extrapolation des constantes de couplages ne se croisent pas toutes les trois au même point. Elle atteignent le même ordre de grandeur, argument favorable à une unification des couplages, mais pas pour une même valeur de l'énergie.
- La question d'une sous-structure des fermions reste posée.
- Les masses des particules scalaires comme le boson de Higgs sont sujettes à des divergences quadratiques dans le développement perturbatif de la théorie. Au premier ordre, on a :

$$M_H^2 = M_0^2 - \frac{g^2 \Lambda^2}{16\pi^2}$$

où M_0^2 est la masse "nue" du Higgs, ou masse du Higgs sans interaction, Λ est la coupure ultraviolette ou limite de validité du MS (échelle de Planck par exemple), M_H est la masse du Higgs à l'échelle d'observation (électrofaible par exemple) et g est une constante de couplage sans dimension. On peut faire un réglage ad hoc très précis (*fine tuning*) en renormalisant la masse nue du Higgs de façon à coller aux contraintes fournies par les données expérimentales. Par exemple, si on impose $M_H \approx 100$ GeV et Λ l'échelle de Planck, on doit avoir une concordance des paramètres M_0 et g à 32 décimales... Bien que cela ne soit pas impossible, ce n'est pas un procédé "naturel" et on parle du problème de naturalité.

- Le MS ne prédit pas les oscillations de saveur des neutrinos [10]. Elles pourraient y être incluses artificiellement mais on est davantage enclin sur le plan théorique à créditer une nouvelle physique de l'origine de ces phénomènes.
- Le MS n'explique pas la source de la matière noire, dont l'existence encore supposée pourrait représenter environ 20% du contenu "énergétique" de l'univers.

Ces lacunes ont laissé naître des théories telles que la supersymétrie (SUSY), la grande unification (GUT), des modèles incluant des dimensions supplémentaires ou encore des modèles composites, remettant en cause l'élémentarité des quarks et des leptons. Comme nous l'avons remarqué plus haut, dans la nomenclature des particules élémentaires, il semble y avoir une symétrie entre secteur des leptons et secteur des quarks. Il doit exister quelque couplage entre leptons et quarks ainsi qu'une particule médiatrice de cette interaction entre les deux secteurs, que l'on appelle "leptoquark". Je décrirai dans le chapitre suivant, en quoi ces théories complémentaires ou remplaçantes du Modèle Standard font intervenir des couplages lepton-quark et prédisent l'existence des leptoquarks.

Dans le but de pousser plus avant la compréhension des phénomènes fondamentaux, les expériences auprès des grands collisionneurs ont pour objectifs la mesure de précision des paramètres du Modèle Standard et la physique du quark top, la recherche du boson de Higgs et de nouvelles particules (SUSY, leptoquarks, etc.), l'étude de la physique des hadrons B et la violation de symétrie CP.

Chapitre 2

Phénoménologie des leptoquarks

Nombre de théories ont émergé pour suppléer aux insuffisances théoriques du Modèle Standard et prédisent l'existence de phénomènes nouveaux. À partir du constat de l'apparente symétrie entre les quarks et les leptons, ont pu naturellement se développer un ensemble de modèles suggérant que les quarks et les leptons seraient liés entre eux à un niveau encore plus élémentaire. Presque tous ces modèles exotiques envisagent l'existence de bosons appelées "leptoquarks" (LQ) portant un nombre leptonique (L) et un nombre baryonique (B) non nuls, et qui seraient médiateurs d'une interaction entre leptons et quarks.

2.1 Les modèles de leptoquarks

Parmi les modèles connectant les secteurs des quarks et des leptons, c'est-à-dire impliquant l'existence des leptoquarks, on compte le modèle composite, les théories de Grande Unification, la technicouleur ou encore la supersymétrie avec violation de la R-parité. Je vais en faire ici une revue très brève.

Dans un modèle composite (ou modèle de sous-structure), leptons et quarks ne sont plus considérés comme élémentaires : on suppose qu'ils sont des états liés de particules encore plus fondamentales, les préons. Si un préon possède les nombres quantiques L et B , la transition lepton-quark peut avoir lieu par l'échange d'un leptoquark.

Les théories de Grande Unification prévoient l'unification à haute énergie des interactions électrofaible et forte. Les leptons et les quarks apparaissent dans un même multiplet : des bosons doivent permettre les transitions lepton-quark à l'intérieur d'un multiplet et violer la conservation des nombres quantiques des fermions. Ces bosons peuvent donc être des leptoquarks.

Dans les modèles de technicouleur, les technifermions ou tfermions sont les multiplets électrofaibles d'une nouvelle interaction alternative au mécanisme de Higgs. Les états liés tfermion-antitfermion forment des particules scalaires, des technimésons, comme par exemple les leptoquarks, états liés de techniquarks et d'antitechnileptons.

La R-parité dans les modèles supersymétriques est une symétrie discrète définie

par $R = (-1)^{3B+L+2J}$. Elle est introduite dans la théorie pour distinguer les particules de leurs superpartenaires : $R = +1$ pour les particules standard et -1 pour les sparticules. Si la conservation du nombre quantique associé à R est violée, un squark peut se coupler à une paire électron-quark en autorisant l'existence de leptoquarks.

À partir de ces différents modèles, on peut définir les états du leptoquark intéressants du point de vue phénoménologique. Les leptoquarks sont triplets de couleur sous $SU(3)_c$ et ils apparaissent sous forme scalaire si leur spin est nul ($J = 0$) ou vectorielle pour un spin $J = 1$. Ils possèdent une charge électrique fractionnaire $Q_{em} = \{-\frac{4}{3}, -\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, \frac{5}{3}\}$, un isospin faible dont la troisième composante I_3 peut être $I_3 = \{0, \pm\frac{1}{2}, \pm 1\}$ et un nombre fermionique $F = 3B + L = 0$ ou -2 , avec $L = \pm 1$ et $B = \pm 1/3$.

Si les LQ peuvent se coupler aux leptons et aux quarks, et si les nombres L et B sont violés simultanément dans une interaction, on peut envisager des couplages du LQ avec des paires ll ou qq , et donc une désintégration rapide du proton. La réaction de désintégration du proton la plus commune est la suivante : $p \rightarrow e^+ \pi^0$ dont les deux graphes principaux sont représentés sur la Fig. 2.1.

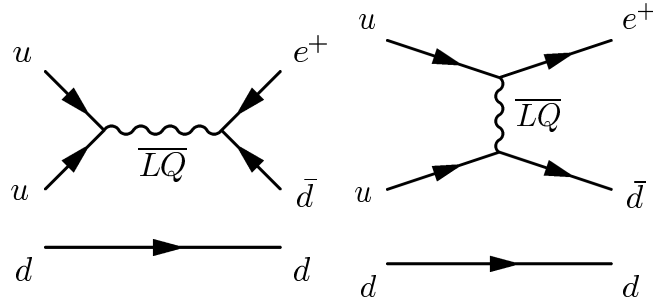


FIG. 2.1 – Diagrammes de Feynman principaux de la désintégration du proton par échange d'un leptoquark.

Or ce type de couplages impose une contrainte expérimentale très forte sur la masse du LQ ($M_{LQ} > 10^{15}$ GeV/ c^2). Comme on n'a accès auprès des accélérateurs actuels qu'à des leptoquarks légers (i.e. avec une masse de l'ordre de l'échelle électrofaible), les analyses qui y sont menées ne peuvent renseigner que sur les LQs liés à des modèles pour lesquels les nombres leptonique et baryonique sont conservés séparément.

Les contraintes expérimentales concernent également la saveur des fermions : afin de ne pas être trop contraint par les cas de courants neutres avec changement de saveur (FCNC) très fortement supprimés, on s'intéressera aux modèles dans lesquels les couplages LQ-l-q sont diagonaux de saveur, de telle sorte que les LQ ne se couplent qu'aux fermions d'une même génération. On aura donc trois générations de LQ.

2.2 Les couplages du leptoquark aux fermions et bosons

Pour chacun des types scalaires et vecteurs de LQ, il existe différents couplages boson-lepton-quark renormalisables [14] conservant les nombres L et B et invariants sous les transformations du groupe de jauge standard $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Les interactions des leptoquarks scalaires et vecteurs peuvent être décrites par un lagrangien effectif \mathcal{L}_{eff} , dont la forme la plus générale, respectant les conditions de conservation des nombres L et B et d'invariance sous $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, a été donnée notamment par Buchmüller *et al.* [15] et s'exprime comme suit (F est le nombre fermionique du LQ) :

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}_{|F|=0}^f + \mathcal{L}_{|F|=2}^f + \mathcal{L}^b$$

Chaque terme $\mathcal{L}_{|F|}^f$ est le lagrangien décrivant les interactions de type Yukawa entre le LQ et les fermions, c'est-à-dire les couplages $LQ-l-q$ (l est un lepton chargé) ou $LQ-\nu-q$, mais pas $LQ-l-l'$ ou $LQ-q-q'$ qui engendrerait une désintégration rapide du proton comme nous l'avons remarqué dans la section précédente. L'expression des $\mathcal{L}_{|F|}^f$, en fonction des types de couplages avec des fermions d'hélicité droite (indice R) ou gauche (indice L) est la suivante :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{|F|=2}^f &= (g_{1L} \bar{q}_L^c i\tau_2 l_L + g_{1R} \bar{u}_R^c e_R) S_1 \\ &+ \tilde{g}_{1R} \bar{d}_R^c e_R \tilde{S}_1 + g_{3L} \bar{q}_L^c i\tau_2 \vec{\tau} l_L \vec{S}_3 \\ &+ (g_{2L} \bar{d}_R^c \gamma^\mu l_L + g_{2R} \bar{q}_L^c \gamma^\mu e_R) V_{2\mu} \\ &+ \tilde{g}_{2L} \bar{u}_R^c \gamma^\mu l_L \tilde{V}_{2\mu} + h.c. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{|F|=0}^f &= (h_{2L} \bar{u}_R l_L + h_{2R} \bar{q}_L i\tau_2 e_R) R_2 + \tilde{h}_{2L} \bar{d}_R l_L \tilde{R}_2 \\ &+ (h_{1L} \bar{q}_L \gamma^\mu l_L + h_{1R} \bar{d}_R \gamma^\mu e_R) U_{1\mu} \\ &+ \tilde{h}_{1R} \bar{u}_R \gamma^\mu e_R \tilde{U}_{1\mu} + h_{3L} \bar{q}_L \vec{\tau} \gamma^\mu l_L \vec{U}_{3\mu} + h.c. \end{aligned}$$

où τ_i sont les matrices de Pauli, q_L et l_L sont les doublets de quarks et de leptons de $SU(2)_L$. Les champs conjugués ont un exposant c . On voit dans ces deux définitions les différents types de leptoquarks : les scalaires ($S_1, \tilde{S}_1, \vec{S}_3, R_2, \tilde{R}_2$) et les vecteurs ($V_{2\mu}, \tilde{V}_{2\mu}, U_{1\mu}, \tilde{U}_{1\mu}, \vec{U}_{3\mu}$), dont les facteurs dépendent des nombres g et h qui sont les couplages de Yukawa des LQ avec les fermions. L'ensemble des différents types de LQ, leurs nombres quantiques et les couplages possibles avec les fermions sont récapitulés dans la Table 2.1.

Dans les règles de Feynman des interactions $LQ-l^\pm-q$ et $LQ-\nu-q$, on fait parfois intervenir les couplages notés $\lambda_{L,R}(l^\pm q)$ ou $\lambda_L(\nu q)$, qui sont des combinaisons linéaires des nombres g et h . On définit alors la quantité λ_{eff} , le couplage total de Yukawa du LQ aux paires de fermions, comme la somme quadratique de chacun des couplages du LQ aux différentes paires quark-lepton :

$$\lambda_{eff}^2 = \lambda_L^2(lq) + \lambda_R^2(lq) + \lambda_L^2(\nu q')$$

De plus, la valeur de λ_{eff} est souvent renormalisée à la constante de couplage QED α_{em} :

$$\lambda_{eff}^2 = 4\pi k \alpha_{em}$$

où k est un nombre réel et $\alpha_{em} = 1/128$.

Par exemple, dans le cas du leptoquark vecteur $V_{2\mu}$ avec une charge électrique $Q_{em} = +1/3$, on a $\lambda_L^2(lq) = 0$; le LQ peut se coupler avec un positron d'hélicité droite et un quark \bar{u} ou avec un neutrino et un quark \bar{d} . Le couplage du LQ aux fermions est dans ce cas $\lambda_{eff} = \sqrt{g_{2R}^2 + g_{2L}^2}$.

Le terme \mathcal{L}^b dans l'expression de \mathcal{L}_{eff} représente le couplage du LQ avec les bosons de jauge, essentiellement les gluons; au Tevatron et au LHC, on verra que la production des LQ est largement dominée par le régime des interactions fortes et de ce fait, on peut sans crainte négliger les couplages du LQ avec les autres bosons de jauge du MS (γ, Z^0, W^\pm) [16]. Ces couplages respectent eux aussi les symétries du groupe du Modèle Standard.

Les interactions LQ-gluon sont décrites par un lagrangien dont la forme la plus générale pour les interactions des LQ scalaires \mathcal{L}_S^g et vecteurs \mathcal{L}_V^g est :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_S^g &= \sum_{scal} \left[(D_{ij}^\mu S^j)^\dagger (D_\mu^{ik} S_k) - M_S^2 S^{i\dagger} S_i \right] \\ \mathcal{L}_V^g &= \sum_{vect} \left\{ -\frac{1}{2} F_{\mu\nu}^{i\dagger} F_i^{\mu\nu} + M_V^2 V_\mu^{i\dagger} V_i^\mu - ig_s \left[(1 - \kappa_G) V_\mu^{i\dagger} t_{ij}^a V_\nu^j \mathcal{G}_a^{\mu\nu} + \frac{\lambda_G}{M_V^2} F_{\sigma\mu}^{i\dagger} t_{ij}^a F_\nu^{j\mu} \mathcal{G}_a^{\nu\sigma} \right] \right\} \end{aligned}$$

g_s est la constante de couplage fort, t_a les générateurs de $SU(3)_c$, et M_S et M_V sont les masses des LQ scalaires et vecteurs. Les champs S et V^μ représentent les leptoquarks scalaires et vecteurs. Les champs tensoriels gluoniques et vectoriels du leptoquark sont

$$\begin{aligned} \mathcal{G}_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_{\mu b} G_{\nu c} \\ F_{\mu\nu}^i &= D_\mu^{ik} V_{\nu k} - D_\nu^{ik} V_{\mu k} \end{aligned}$$

avec la dérivée covariante donnée par :

$$D_\mu^{ij} = \partial_\mu \delta^{ij} - ig_s t_a^{ij} G_\mu^a$$

Dans l'expression du lagrangien de l'interaction LQ vecteur-gluon \mathcal{L}_V^g , on remarque aussi les paramètres λ_G et κ_G reliés aux moments "magnétiques" μ_V et quadrupolaires "électriques" q_V du LQ par :

$$\mu_V = \frac{g_s}{2M_V} (2 - \kappa_G + \lambda_G) \quad q_V = -\frac{g_s}{M_V^2} (1 - \kappa_G - \lambda_G)$$

LQ	Spin	F	I_3	Q_{em}	$\lambda_L(lq)$	$\lambda_R(lq)$	$\lambda_L(\nu q)$	Couplages
S_1	0	-2	0	+1/3	g_{1L}	g_{1R}	$-g_{1L}$	$\bar{q}_L^c l_L$ ou $\bar{u}_R^c e_R$
\tilde{S}_1	0	-2	0	+4/3	0	\tilde{g}_{1R}	0	$\bar{d}_R^c e_R$
\vec{S}_3	0	-2	+1	+4/3	$-\sqrt{2}g_{3L}$	0	0	$\bar{q}_L^c l_L$
			0	+1/3	$-g_{3L}$	0	$-g_{3L}$	
			-1	-2/3	0	0	$\sqrt{2}g_{3L}$	
$V_{2\mu}$	1	-2	+1/2	+4/3	g_{2L}	g_{2R}	0	$\bar{d}_R^c \gamma^\mu l_L$ ou $\bar{q}_L^c \gamma^\mu e_R$
			-1/2	+1/3	0	g_{2R}	g_{2L}	
$\tilde{V}_{2\mu}$	1	-2	+1/2	+1/3	\tilde{g}_{2L}	0	0	$\bar{u}_R^c \gamma^\mu l_L$
			-1/2	-2/3	0	0	\tilde{g}_{2L}	
R_2	0	0	+1/2	+5/3	h_{2L}	h_{2R}	0	$\bar{u}_R l_L$ ou $\bar{q}_L e_R$
			-1/2	+2/3	0	$-h_{2R}$	h_{2L}	
\tilde{R}_2	0	0	+1/2	+2/3	\tilde{h}_{2L}	0	0	$\bar{d}_R l_L$
			-1/2	-1/3	0	0	\tilde{h}_{2L}	
$U_{1\mu}$	1	0	0	+2/3	h_{1L}	h_{1R}	h_{1L}	$\bar{q}_L \gamma^\mu l_L$ ou $\bar{d}_R \gamma^\mu e_R$
$\tilde{U}_{1\mu}$	1	0	0	+5/3	0	\tilde{h}_{1R}	0	$\bar{u}_R \gamma^\mu e_R$
$\vec{U}_{3\mu}$	1	0	+1	+5/3	$\sqrt{2}h_{3L}$	0	0	$\bar{q}_L \gamma^\mu l_L$
			0	+2/3	$-h_{3L}$	0	h_{3L}	
			-1	-1/3	0	0	$\sqrt{2}h_{3L}$	

TAB. 2.1 – Les différents types de LQ, leurs nombres quantiques et les couplages possibles avec les fermions.

2.3 Production des leptoquarks dans les collisionneurs hadroniques

En 1996, T. Rizzo a montré [18] que l'amplitude de la section efficace de production seule suffit à distinguer les types scalaires et vecteurs de LQ. La principale différence entre les sections efficaces du LQ scalaire et du LQ vecteur réside précisément dans la présence dans le lagrangien, pour la forme vectorielle du LQ, de ces paramètres λ_G et κ_G . On voit au contraire que dans le cas des interactions LQ scalaire-gluon, le lagrangien ne dépend que de la masse du leptoquark et de la constante couplage fort g_s .

2.3.1 Les diagrammes dominants à l'échelle du TeV

Les collisionneurs hadroniques sont des outils performants pour étudier la physique des leptoquarks. Au Tevatron, les leptoquarks seraient produits majoritairement en paires par interaction forte entre les constituants des protons et des antiprotons. La Fig. 2.2 présente les diagrammes principaux pour la production de paires de leptoquarks de masse supérieure à $100 \text{ GeV}/c^2$.

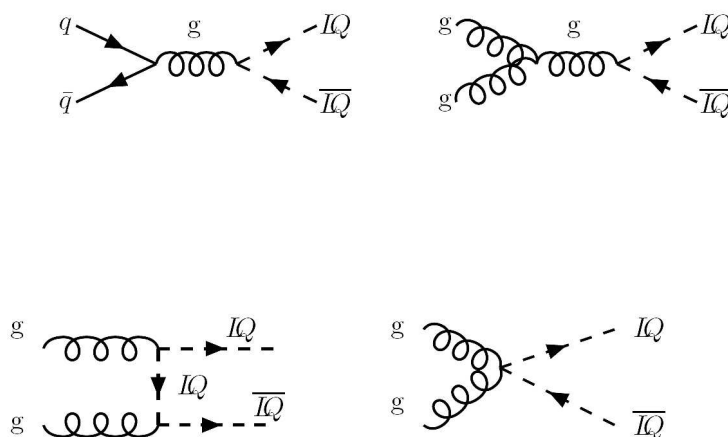


FIG. 2.2 – Diagrammes de Feynman principaux pour la production de paires de leptoquarks par annihilation $q\bar{q}$ ou fusion de gluons.

La section efficace de production est donc dans ce cas fortement dominée par la constante de couplage de l'interaction forte α_s de la division de gluon. Quelques graphes, cependant, permettent la production de paires de LQ à partir d'une interaction $q\bar{q}$ échangeant un lepton et produisant donc une paire $LQ\bar{LQ}$ via un couplage λ électrofaible. Un graphe de ce type est montré sur la Fig. 2.3. Mais ce couplage est tout à fait négligeable par rapport aux processus de fusion de gluons gouvernés par la constante de couplage fort α_s .

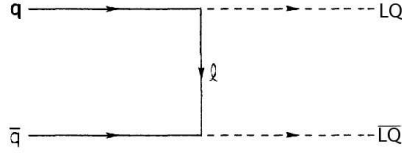


FIG. 2.3 – Autre diagramme de Feynman de production de paires de leptoquarks à partir d’une interaction $q\bar{q}$ et via l’échange d’un lepton.

De plus, dans les collisions hadroniques, les leptoquarks peuvent être produits non seulement en paires via des processus de fusion de gluons ou d’annihilation de quark et d’antiquark, mais également en célibataire, majoritairement par des interactions quark-gluon. La Fig. 2.4 représente les principaux diagrammes de Feynman de production du LQ célibataire.

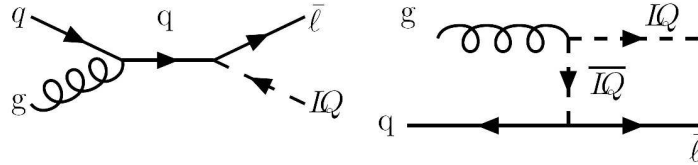


FIG. 2.4 – Diagrammes de Feynman pour la production de leptoquarks célibataires.

De façon générale, on remarque que la section efficace de production du LQ célibataire va dépendre de l’amplitude des couplages de Yukawa non connus *a priori* du leptoquark avec le lepton et le quark. Cette section efficace dépend donc du choix du modèle de leptoquark que l’on fait en fixant la valeur de λ_{eff} . Au contraire, la production de paires dans les collisionneurs de hadrons passe par des interactions QCD et dépend donc uniquement de la masse et du spin du leptoquark et du fait que celui-ci soit un champ triplet de couleur. La production des LQ célibataires étant ainsi gouvernée par les interactions électrofaibles, la section efficace de production des LQ célibataires au Tevatron sera donc bien inférieure à la section efficace de production de paires. La Fig. 2.5 montre la section efficace de production de leptoquarks célibataires et en paires en fonction de la masse du leptoquark (notée M_S sur la figure), pour une énergie au centre de masse $\sqrt{s} = 2$ TeV. La section efficace de production des LQ célibataires est 2.5 fois moins importante [17] que celle des paires de LQ, pour une masse $M_{LQ} = 200$ GeV, et 10 fois moins importante pour un LQ de masse $M_{LQ} = 60$ GeV.

Dans l’analyse présentée au chapitre 6, nous rechercherons un signal de leptoquarks scalaires produits en paires, puisqu’on constate que ce mécanisme est dominant à l’échelle d’énergie disponible au Tevatron et qu’il ne dépend pas des propriétés

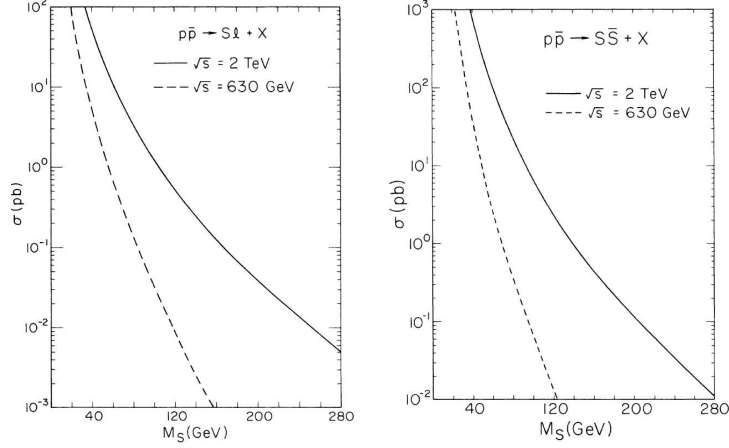


FIG. 2.5 – Section efficace de production de leptoquarks célibataires (à gauche) et en paires (à droite) en pb en fonction de la masse du leptoquark en GeV.

électrofaibles de ces particules.

Nous n’avons pas encore discuté la différence qu’il peut y avoir entre les processus d’annihilation $q\bar{q}$ et ceux de fusion de gluons. Les deux types d’interactions participent à la production des paires de leptoquarks qui dépend essentiellement de la masse du LQ à produire et de l’énergie au centre de masse du collisionneur.

2.3.2 Production des leptoquarks scalaires

L’expression de la section efficace de production du LQ scalaire, pour les processus d’annihilation de quark et d’antiquark $\sigma_{q\bar{q}}$, ou de fusion de gluons σ_{gg} est donnée par [19] :

$$\hat{\sigma}_{S\bar{S}}^{gg} = \frac{\pi\alpha_s^2}{96\hat{s}} \left[\beta(41 - 31\beta^2) - (\beta^4 - 18\beta^2 + 17) \ln \left| \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right| \right]$$

et

$$\hat{\sigma}_{S\bar{S}}^{q\bar{q}} = \frac{2\pi\alpha_s^2}{27\hat{s}} \beta^3$$

où $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ est la constante de couplage fort, et $\beta = \sqrt{1 - 4M_{LQ}^2/\hat{s}}$, avec M_{LQ} la masse du leptoquark produit. $\sqrt{\hat{s}}$ est l’énergie dans le centre de masse. En générant des événements $q\bar{q} \rightarrow LQ\bar{LQ}$ et $gg \rightarrow LQ\bar{LQ}$ avec PYTHIA (cf. section 4.7.1), on s’aperçoit que la contribution des interactions gluon-gluon dans la section efficace totale de production à l’ordre dominant d’un LQ scalaire de masse

$M_{LQ} = 250$ GeV est environ 18 fois moins grande que la contribution des annihilations $q\bar{q}$. Quelques autres valeurs de sections efficaces fournies par PYTHIA sont présentées dans la Table 2.2.

M_{LQ} (GeV)	$\sigma_{q\bar{q}}$ (pb)	σ_{gg} (pb)	$\sigma_{q\bar{q}}/\sigma_{gg}$
140	1.114	0.415	2.7
180	0.328	0.0537	6.1
210	0.132	0.0147	9.0
230	0.0752	0.00593	12.7
250	0.0432	0.00239	18.1
280	0.0198	0.000693	28.6
320	0.00612	0.000174	35.2

TAB. 2.2 – Comparaison des sections efficaces de production $q\bar{q}$ et gg de leptoquarks scalaires en pb fournies par PYTHIA pour différentes masses de leptoquark.

Puisque la section efficace de production du leptoquark scalaire ne dépend que de sa masse pour un $\sqrt{\hat{s}}$ donné, si des leptoquarks scalaires étaient produits en paires au Tevatron ou au LHC, nous n’aurions aucun moyen de déterminer de quel type de leptoquark il s’agirait. Au contraire, les leptoquarks vecteurs devraient être produits dans les collisionneurs hadroniques avec une section efficace dépendant des paramètres λ_G et κ_G , dont on pourrait alors mesurer la valeur et déterminer par là-même le type de LQ vecteur produit.

2.3.3 Production des leptoquarks vecteurs

L’expression de la section efficace de production du LQ vecteur par fusion de gluons est donnée dans la Ref. [19] par :

$$\hat{\sigma}_{V\bar{V}}^{gg} = \frac{\pi\alpha_s^2}{96M_V^2} \sum_{i=0}^{14} \chi_i^g(\kappa_G, \lambda_G) \tilde{F}_i(\hat{s}, \beta)$$

avec

$$\begin{aligned} \sum_{i=0}^{14} \chi_i^g(\kappa_G, \lambda_G) \tilde{F}_i(\hat{s}, \beta) &= \tilde{F}_0 + \kappa_G \tilde{F}_1 + \lambda_G \tilde{F}_2 + \kappa_G^2 \tilde{F}_3 + \kappa_G \lambda_G \tilde{F}_4 + \lambda_G^2 \tilde{F}_5 + \kappa_G^3 \tilde{F}_6 \\ &+ \kappa_G^2 \lambda_G \tilde{F}_7 + \kappa_G \lambda_G^2 \tilde{F}_8 + \lambda_G^3 \tilde{F}_9 + \kappa_G^4 \tilde{F}_{10} \\ &+ \kappa_G^3 \lambda_G \tilde{F}_{11} + \kappa_G^2 \lambda_G^2 \tilde{F}_{12} + \kappa_G \lambda_G^3 \tilde{F}_{13} + \lambda_G^4 \tilde{F}_{14} \end{aligned}$$

La section efficace totale de production du LQ vecteur par annihilation $q\bar{q}$ est

$$\hat{\sigma}_{V\bar{V}}^{q\bar{q}} = \frac{4\pi\alpha_s^2}{9M_V^2} \beta^3 \sum_{i=0}^5 \chi_i^q(\kappa_G, \lambda_G) \tilde{G}_i(\hat{s}, \beta)$$

avec

$$\sum_{i=0}^5 \chi_i^q(\kappa_G, \lambda_G) \tilde{G}_i(\hat{s}, \beta) = \tilde{G}_0 + \kappa_G \tilde{G}_1 + \lambda_G \tilde{G}_2 + \kappa_G^2 \tilde{G}_3 + \kappa_G \lambda_G \tilde{G}_4 + \lambda_G^2 \tilde{G}_5$$

Les fonctions \tilde{F}_i et \tilde{G}_i sont des fonctions du carré de la masse du leptoquark, de l'angle de diffusion du LQ et de \hat{s} . Elles sont explicitées dans la référence [19].

Nous allons présenter plus loin la recherche de LQ scalaires et vecteurs pour trois types de couplages $LQ - l - q$. Nous détaillerons dans cette partie du manuscrit les paramètres des couplages utilisés.

2.3.4 Section efficace totale de production dans les collisions $p\bar{p}$

En résumé, la section efficace totale de production des LQ se compose des contributions des annihilations $q\bar{q}$ et des fusions de gluons :

$$\sigma_{S,V}^{pp}(s, M_{LQ}) = \sigma_{S,V}^{pp;q}(s, M_{LQ}) + \sigma_{S,V}^{pp;g}(s, M_{LQ})$$

où

$$\begin{aligned} \sigma_{S,V}^{pp;q}(s, M_{LQ}) = & \sum_{f=1}^{N_f} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 [q_f(x_1, \mu) \bar{q}_f(x_2, \mu) + \bar{q}_f(x_1, \mu) q_f(x_2, \mu)] \\ & \times \hat{\sigma}_{S,V}^q(\hat{s}, M_{LQ}) \theta(\hat{s} - 4M_{LQ}^2) \end{aligned}$$

et

$$\sigma_{S,V}^{pp;g}(s, M_{LQ}) = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 G(x_1, \mu) G(x_2, \mu) \hat{\sigma}_{S,V}^g(\hat{s}, M_{LQ}) \theta(\hat{s} - 4M_{LQ}^2)$$

$q_f(x, \mu)$, $\bar{q}_f(x, \mu)$ et $G(x, \mu)$ sont les fonctions de distribution des quarks, antiquarks et gluons dans le proton et l'antiproton ; x est la fraction d'impulsion du parton et μ est l'échelle de factorisation. Numériquement, la section efficace à l'ordre dominant est calculée en utilisant les fonctions de distribution de partons (PDF) CTEQ61L [78].

L'ordre suivant l'ordre dominant (NLO) prend en compte des radiations de gluons, des corrections virtuelles ou encore des interactions quark-gluon dont on présente quelques diagrammes sur la Fig. 2.6. Les fonctions de structure partonique associées sont les PDF CTEQ6.1M.

2.4 Recherches des leptoquarks de première génération produits en paires

Nous l'avons dit plus haut, il existe 3 familles de leptoquarks, correspondant aux 3 familles de fermions du Modèle Standard. On recherche des leptoquarks de

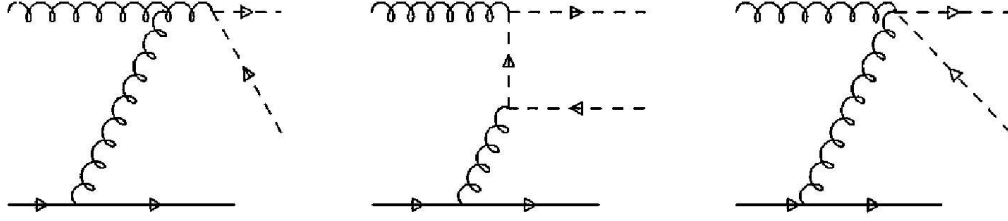


FIG. 2.6 – Diagrammes de Feynman pour la production de paires de leptoquarks à l'ordre suivant l'ordre dominant.

première génération produits en paires et se désintégrant en un lepton et un quark de la famille correspondante. De plus, les LQ peuvent se coupler avec des leptons chargés ou des neutrinos. Dans la première famille, il existe donc 3 canaux de recherche :

$$\begin{aligned}
 p\bar{p} &\rightarrow LQ\bar{LQ} + X \rightarrow ee + qq + X \\
 p\bar{p} &\rightarrow LQ\bar{LQ} + X \rightarrow e\nu_e + qq + X \\
 p\bar{p} &\rightarrow LQ\bar{LQ} + X \rightarrow \nu_e\nu_e + qq + X
 \end{aligned}$$

Les quarks ne sont bien évidemment pas détectés avant d'interagir fortement avec la matière environnante et de se confiner dans des hadrons comme les pions ou les kaons. La désintégration des LQ dans un collisionneur serait donc signée par des gerbes de hadrons (jets) et des leptons (ou de l'énergie manquante si le lepton est un neutrino).

La Fig. 2.7 présente le diagramme dominant aux échelles d'énergie accessibles par le Tevatron et pour des masses de LQ supérieures à 100 GeV/c² pour le canal de désintégration diélectronique. La topologie des événements de ce processus correspond à un état final comprenant deux objets électromagnétiques et deux jets.

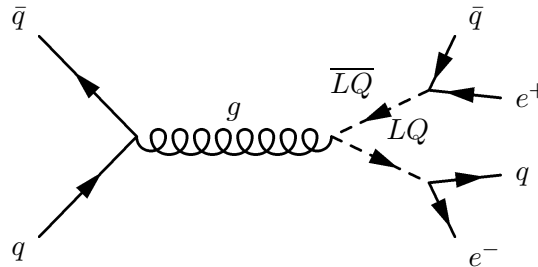


FIG. 2.7 – Diagramme de Feynman dominant au Tevatron pour la production de paires de leptoquarks se désintégrant en un électron et un quark léger.

On définit le rapport de branchement β de la désintégration du LQ ou du \bar{LQ} en un lepton chargé et un quark. Le rapport de branchement de la réaction $LQ \rightarrow \nu + q$ est $1 - \beta$. Dans l'analyse présentée ci-après, la probabilité de désintégration pour

une paire $LQ\overline{LQ}$ en $e^+e^-q\bar{q}$ est donc $\beta^2 = 1$.

Le choix de λ_{eff} détermine totalement la largeur de désintégration. La largeur totale de désintégration du LQ dépend de la somme quadratique des couplages du LQ au quark et au lepton.

$$\Gamma = M_{LQ} \frac{\lambda_{eff}^2}{n\pi}$$

2.5 État des recherches de leptoquarks

On sait depuis 1987 [15] que les conditions de violation des nombres fermioniques et d'invariance sous le groupe de jauge standard par les leptoquarks imposent peu de contraintes sur la recherche de leptoquarks dans les expériences auprès des collisionneurs comme HERA. On peut trouver des leptoquarks légers respectant ces conditions.

L'anomalie d'HERA

En 1997, les deux collaborations H1 [2] et ZEUS [3] ont constaté un excès d'événements par rapport au Modèle Standard dans les processus à courants neutres parmi les collisions profondément inélastiques de l'accélérateur e^+p HERA (voir Fig. 2.8). Les données à grand Q^2 et grand x analysées alors¹ proviennent de 2 ans de prise de données entre 1994 et 1996 avec 300 GeV au centre de masse, correspondant à une luminosité intégrée de 20.1 pb⁻¹ pour ZEUS et 14.2 pb⁻¹ pour H1. Les deux expériences ont observé une étroite résonance à grand x dans la distribution de la masse invariante eq autour de 200 GeV à une valeur de Q^2 légèrement différente pour H1 et pour ZEUS. Cet excès a alors provoqué une vague de spéculations sur son origine. Les interprétations reliées à l'existence d'une physique exotique se portent sur la mise en évidence de nouveaux bosons de jauge de grandes masses, ou de squarks prédits par des modèles supersymétriques violant la parité R, ou encore plus généralement de l'existence de leptoquarks. L'explication la plus probable reste une fluctuation statistique, puisque l'approche la plus conservatrice ne laisse que 2 σ de signification.

Résultats récents des diffusions ep et des recherches de LQ célibataires

Depuis lors, auprès de HERA, les collaborations ZEUS et H1 ont concentré une partie importante de leurs recherches sur les canaux de production du leptoquark célibataire. Le dernier résultat (préliminaire) en date sur la masse de LQ scalaires

¹Dans les interactions ep d'HERA, le lepton et un parton du proton (quark ou gluon) peuvent interagir par l'échange d'un boson de jauge comme un γ ou un Z . Q^2 est proportionnel au carré de la masse invariante du boson échangé. x est la fraction du moment du proton emportée par le parton qui a interagi.

de première génération à HERA est fourni par H1 pour une luminosité de 449 pb^{-1} . Puisque la section efficace de production des LQ célibataires dépend de λ le couplage de Yukawa $LQ - l - q$, les limites posées par les recherches de production indirecte ou célibataire de LQ à HERA sont généralement représentées dans le plan masse-couplage. La Fig. 2.9 présente le résultat préliminaire de H1 avec 449 pb^{-1} [21].

Pour une valeur du couplage $\lambda = 0.1$, les limites de ZEUS sur la masse de leptosquarks scalaires ou vecteurs de première génération vont de 248 à 290 GeV selon le type de leptosquarks [22].

Les limites indirectes sont calculées à partir de contraintes sur les interactions entre 4 fermions et pour lesquelles le LQ joue le rôle de médiateur. Une revue assez complète des limites indirectes sur la masse du LQ est donnée dans les références [23] et [24].

Production de paires

Les leptosquarks peuvent être produits en paires dans des collisions e^+e^- comme au LEP, ou via des annihilations $q\bar{q}$ et par fusion de gluons comme au Tevatron.

Les différentes recherches de leptosquark possibles auprès des collisionneurs e^+e^- ont été présentées et discutées par Hewett et Rizzo en 1987 [25]. Parmi les premières contraintes sur la masse des leptosquarks scalaires, les résultats de mesures effectuées par les collaborations PEP et PETRA excluent les leptosquarks scalaires d'une masse $M_{LQ} < 15 \text{ GeV}$. Les mêmes mesures par la collaboration AMY donnent une limite de la masse du leptosquark scalaire $M_{LQ}^S \geq 22.6 \text{ GeV}$ et une limite voisine sur la masse des leptosquarks vecteurs $M_{LQ}^V \gtrsim 20 \text{ GeV}$. Les potentielles productions de paires de leptosquarks via l'échange d'un boson Z^0 ou d'un photon ont été étudiées auprès du LEP par les expériences OPAL, L3, ALEPH et DELPHI. La référence [26] présente le résultat de la recherche de leptosquarks produits en paires dans les interactions e^+e^- avec OPAL. La combinaison des limites sur M_{LQ} au LEP pour les trois générations de leptosquarks est présentée dans la référence [27] et s'étend sur un intervalle de M_{LQ} pour la première génération entre 165 et 917 GeV.

Des études récentes par les collaborations DØ et CDF [12, 13] sur un lot de données $p\bar{p}$ correspondant à une luminosité intégrée de $\sim 250 \text{ pb}^{-1}$ ont borné la masse du leptosquark scalaire de première génération par la valeur inférieure de $\sim 240 \text{ GeV}/c^2$ pour $\beta^2 = 1$.

Les autres résultats du Tevatron pour les trois générations de leptosquarks sont récapitulés dans la Table 2.3.

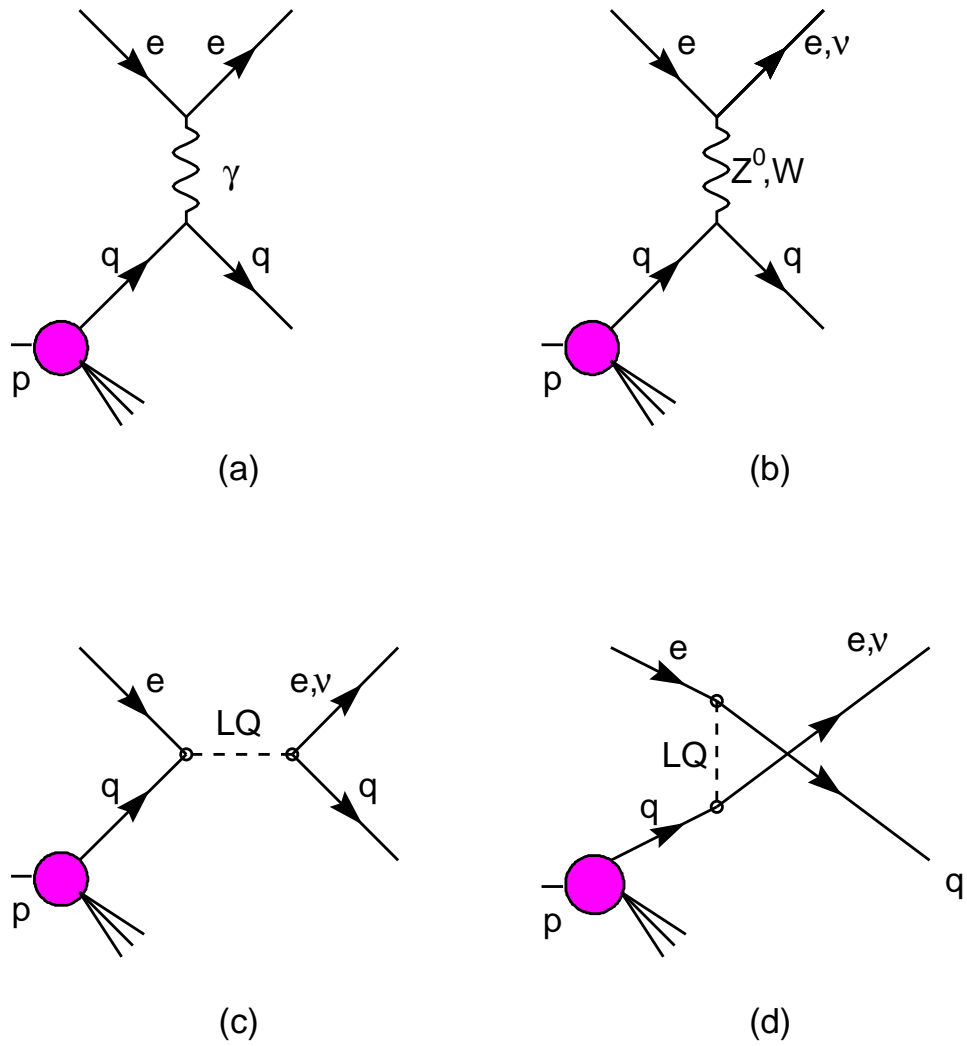


FIG. 2.8 – Diagrammes de Feynman des diffusions ep à HERA via l'échange d'un photon (a), d'un Z^0 (b, courant neutre) ou d'un W (b, courant chargé). Les graphes des canaux s (c) et u (d) sont présentés pour les mêmes états initiaux et finals.

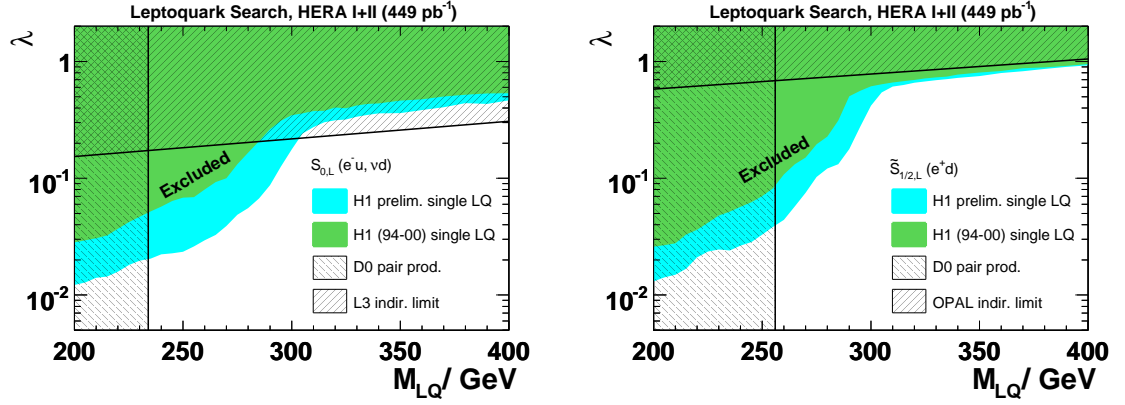


FIG. 2.9 – Limites (résultat H1 préliminaire) sur deux types leptoquarks scalaires de première génération dans le plan masse-couplage. La figure de gauche représente la limite sur la masse d'un LQ de type S_1 se couplant à des fermions d'hélicité gauche. La figure de droite représente la limite sur la masse d'un LQ de type \tilde{R}_2 se couplant à des fermions d'hélicité gauche.

Gén.	β	M_{LQ} (GeV)		Réf.
		Scalaire	Vecteur	
1	1	241	246, 345	DØ
	1/2	208	233, 337	
1	1	236		CDF
	1/2	205		
2	1	316	275, 325	DØ
	1/2	270	260, 310	
2	1	226		CDF
	1/2	208		
	0	123	171, 222	
1,2	0	214	200, 298	DØ
1,2	0	177		CDF
3	1	210		DØ
	1/2	201		
		0	229	
3	1		251, 317	CDF
	0	167	199, 250	

TAB. 2.3 – Limites sur la masse de leptoquarks au Tevatron. La première colonne est la génération du leptoquark, la deuxième est le rapport de branchement β de $LQ \rightarrow l^\pm q$. Les deux colonnes suivantes donnent les limites inférieures sur M_{LQ} à 95% C.L. Les limites pour les LQ vecteurs sont données pour les modèles à basse et haute section efficace.

Chapitre 3

DØ et le TeVatron

DØ est une collaboration internationale qui compte environ 600 physiciens provenant de 76 instituts basés dans 18 pays ; son principal objectif est une meilleure connaissance de la structure intime de la matière et dans ce but, elle mène un programme de physique très étendu. L'expérience DØ est installée auprès de l'accélérateur le plus puissant au monde actuellement et le seul capable de produire le quark top, le collisionneur Tevatron du Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab), basé près de Chicago. Les interactions protons-antiprotons de haute énergie constituent la matière d'étude de la collaboration qui depuis 1983 consacre son activité à un panel très complet d'analyses des données du détecteur, depuis la mesure précise de paramètres du Modèle Standard jusqu'à la recherche de phénomènes exotiques. Ces recherches ont depuis lors mis au jour d'importants résultats, comme par exemple la découverte du quark top en 1995. Dans les paragraphes ci-après, je donnerai quelques caractéristiques du Tevatron et décrirai brièvement l'état du détecteur depuis Avril 2002, période appelée Run II.

3.1 Accélérer et détecter : quelques généralités

Pour sonder la matière à une échelle infiniment petite et pouvoir étudier les interactions entre constituants élémentaires, on provoque une collision de faisceaux de particules à très haute énergie, et on observe les particules produites dans l'interaction. Pour accroître l'énergie des particules, on les fait circuler dans des accélérateurs linéaires ou circulaires et on place des détecteurs de particules aux points de collision.

Plus l'énergie E des particules incidente est grande, plus la longueur d'onde d'exploration L est courte :

$$E = h\nu = \frac{h}{T} = \frac{hc}{L}$$

Dans les collisions entre particules très énergétiques, une partie de l'énergie peut être utilisée pour créer de nouvelles particules, en vertu du principe de correspondance masse-énergie ($E = m.c^2$). Plus la particule à créer est massive, plus l'énergie à fournir doit être grande. L'énergie au centre de masse au Tevatron atteint 1.96

TeV. Il est donc capable de produire des particules de masse de l'ordre du TeV et l'on peut s'attendre à y mettre en évidence le boson de Higgs et d'autres particules non décrites par le Modèle Standard comme le leptoquark.

Après avoir accéléré des particules chargées et organisé une collision frontale entre les deux faisceaux, il s'agit de caractériser le produit de cette interaction : on mesure les quadrivecteurs (E, \vec{p}) de tout ou partie des particules produites dans l'interaction i.e. l'énergie déposée dans les zones actives du détecteur. On va identifier leur nature et compter l'occurrence d'un type d'événement donné.

Grâce à leur interaction avec les milieux détecteurs, les particules stables (i.e. dont le temps de vie est supérieur à 10^{-8} secondes, en partie grâce à l'allongement Lorentzien de leur temps de vie) sont détectables directement. À l'instar d'autres particules chargées instables, les leptoquarks devraient être identifiés par leurs différents produits de désintégration. L'utilisation d'un trajectographe et d'un calorimètre est alors requise pour mesurer précisément l'énergie des électrons et des jets issus de leur désintégration.

Certaines particules, comme les neutrinos, interagissent faiblement avec la matière ; il n'est donc pas possible de les détecter directement. Elles constituent l'énergie transverse manquante \cancel{E}_T et un bilan des énergies dans le plan transverse est nécessaire pour déduire leur présence dans l'événement. La méthode de mesure de l'énergie déposée par les particules filles dépend de l'interaction à caractériser. En effet, le choix de la technique de détection est fonction du mode de "rayonnement" de l'objet à caractériser. On sait, par exemple, que la plupart des particules lourdes par rapport à l'électron interagissent avec le milieu actif du détecteur en l'ionisant. Les électrons, eux, associent à la perte d'énergie un rayonnement de freinage (dit Bremsstrahlung). En interposant plusieurs détecteurs, on peut reconstruire la désintégration de la particule-parente et caractériser les particules-filles avec une meilleure précision.

3.2 Le complexe accélérateur

Le Tevatron est l'anneau principal du collisionneur du Fermilab. Il est placé en bout de chaîne d'un système d'accélérateurs, composé d'une source de protons (Préaccélérateur, Linac, et Booster), d'un Injecteur Principal, d'une source d'anti-protons (Debuncher et Accumulateur), d'un Recycleur et du Tevatron. La Fig. 3.1 présente une vue générale du complexe d'accélérateurs.

3.2.1 Le Préaccélérateur

On commence par générer des ions hydrure (H^-) dans un dôme chargé. Pour ce faire, on place de l'hydrogène atomique dans un champ électrique pour en arracher l'électron. Les protons formés vont s'agglutiner sur une surface métallique contenant du césium. Une caractéristique de ce métal est d'avoir des électrons peu liés. Lorsque des électrons sont arrachés à la surface métallique, ils peuvent entrer en collision

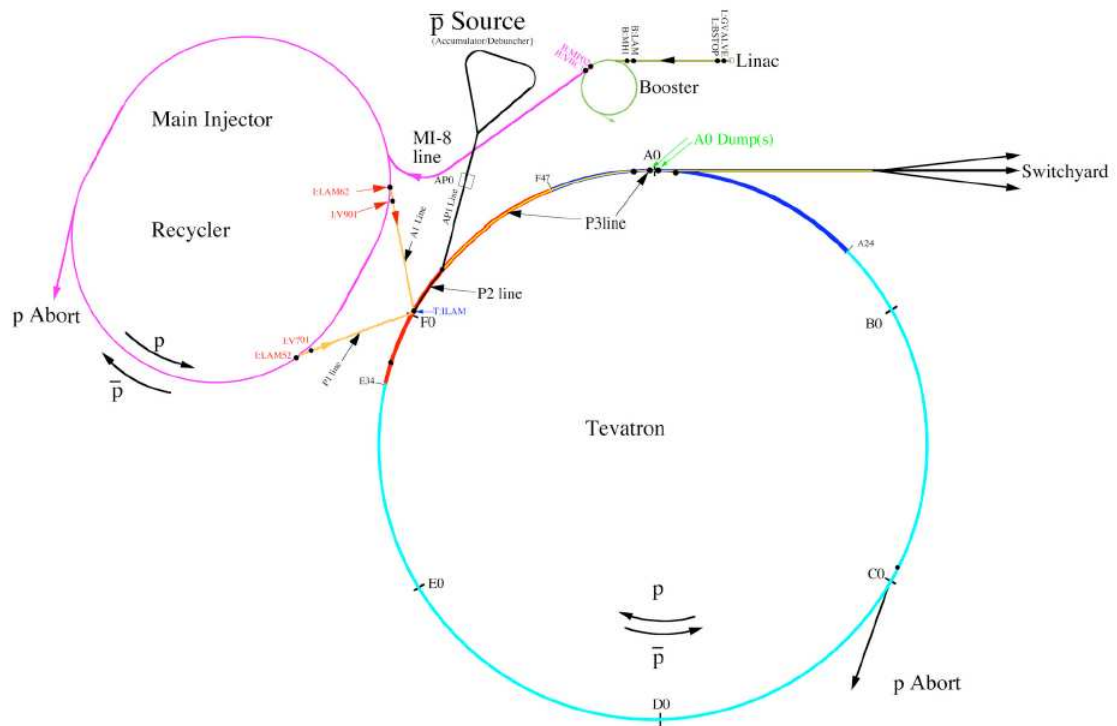


FIG. 3.1 – Vue générale du système d'accélération du Fermilab.

avec des protons issus de l'ionisation de l'hydrogène atomique pour former des ions hydrure H^- . Chargés négativement et sous l'effet du champ électrique régnant dans l'enceinte, les ions H^- vont dériver loin de la surface métallique pour être accélérés. Ce procédé est schématisé sur la Fig. 3.2.

Le dôme du pré-accelérateur Cockcroft-Walton (Fig. 3.3) est chargé à -750 kV. Il accélère les ions H^- à 750 keV vers le Linac.

3.2.2 Le Linac

Le Linac (pour "linear collider") est l'accélérateur linéaire du Fermilab. Il accélère les ions H^- à la sortie du Cockcroft-Walton de 750 keV à 400 MeV. Le Linac (voir Fig. 3.4) est dit de type Alvarez et se compose d'un tube à dérive et d'une cavité accélératrice. Son tunnel s'étend sur environ 130 mètres et la tension à laquelle est soumise le faisceau est voisine de 3 MV par mètre. Les ions H^- accélérés entrent dans le Booster.

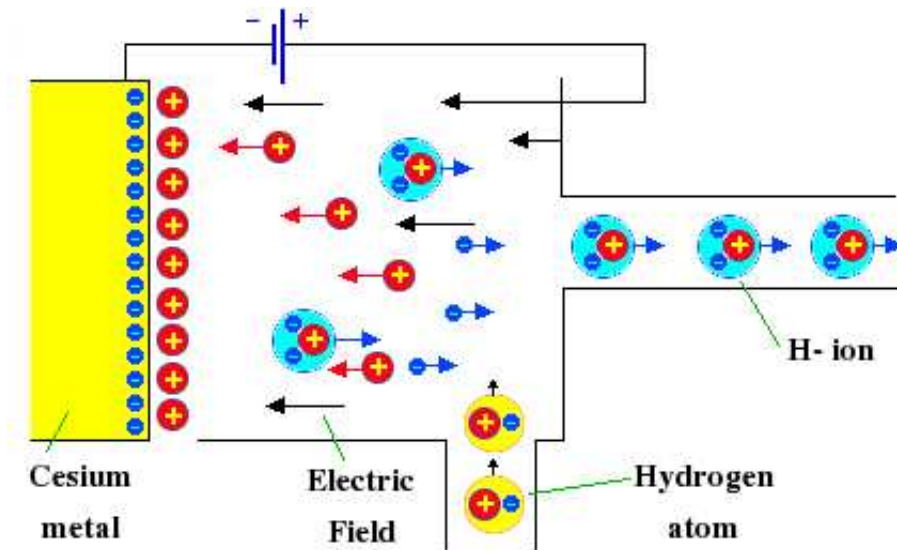


FIG. 3.2 – Production des ions hydrure H⁻ dans le dôme.

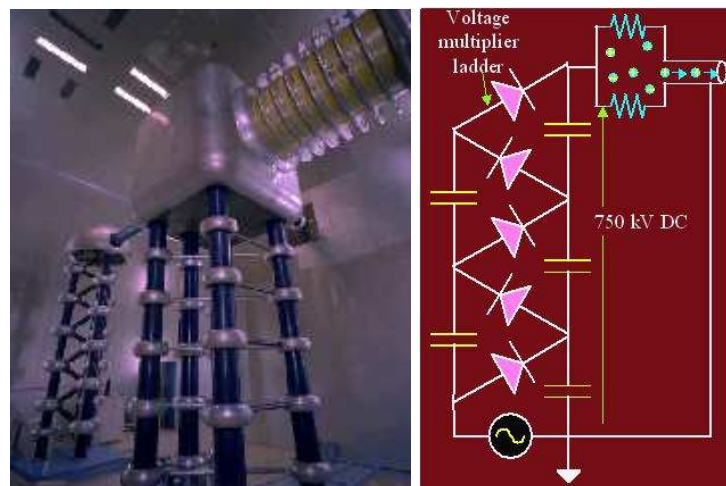


FIG. 3.3 – Le Cockcroft-Walton.

3.2.3 Le booster

Le Booster est le premier accélérateur circulaire (synchrotron) de la chaîne d'accélération. Il se compose d'une série d'aimants disposés sur un cercle de 475 mètres de circonférence. Il accélère les ions H⁻ de 400 MeV sortant du Linac et en



FIG. 3.4 – Le LINAC.

arrache les électrons grâce à une feuille de carbone, en ne laissant passer que les protons. Ces protons sont accélérés jusqu'à 8 GeV.

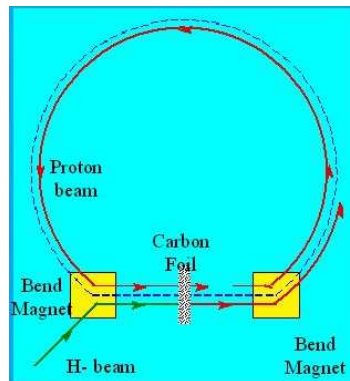


FIG. 3.5 – Schéma d'injection multi-tour des ions H^- dans le Booster.

Comme les pulses du Linac durent 20 ms et que la circonférence du Booster est de 2.2 ms, le Booster utilise un procédé d'injection multi-tour, illustré sur la Fig. 3.5. Alors que circule dans le Booster le faisceau de protons soumis par des cavités radio-fréquence à une tension de près de 500 kV à chaque tour, on peut injecter les ions H^- sortant du Linac dans le Booster grâce à la déviation des aimants. Le faisceau fait au total environ 16000 tours dans le Booster, puis entre dans l'injecteur principal.

3.2.4 L'injecteur principal

L'injecteur principal est un anneau sept fois plus grand que le Booster et à peine plus grand que la moitié du Tevatron. Il accélère les protons issus du Booster de 8 GeV à 120 GeV ou 150 GeV, selon leur destination : s'ils sont utilisés pour faire des paquets d'antiprotons, leur énergie finale sera de 120 GeV ; s'ils sont injectés dans le Tevatron, l'énergie du faisceau sera de 150 GeV. Les antiprotons de 8 GeV provenant de la source d'antiprotons ou du Recycleur sont accélérés à 150 GeV dans l'injecteur principal puis injectés dans le Tevatron.

3.2.5 La source d'antiprotons

La source d'antiprotons est formée de trois composants : la cible de nickel (Fig. 3.6a), le Debuncher (Fig. 3.6b) et l'Accumulateur. En envoyant des protons sur la cible de nickel, on crée une gerbe de particules dont les antiprotons sont extraits par des aimants. Les antiprotons collectés et d'environ 8 GeV sont ensuite dirigés vers le Debuncher. Le Debuncher et l'Accumulateur occupent le même tunnel tri-

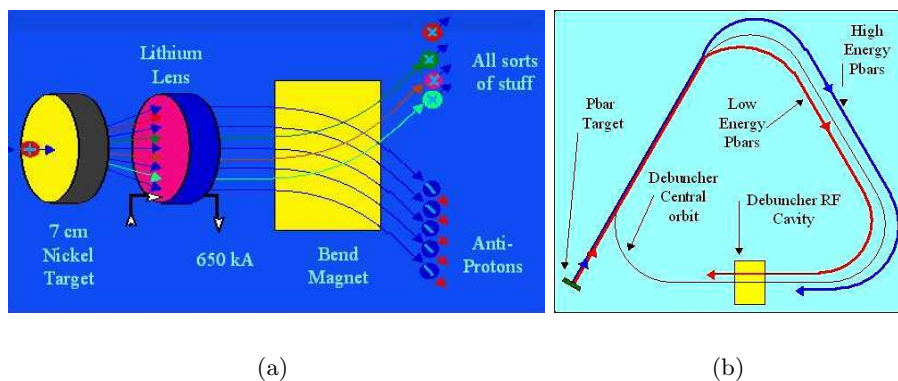


FIG. 3.6 – Production des antiprotons avec la cible de nickel (a) et schéma de principe du Debuncher (b).

angulaire (Fig. 3.7). Le Debuncher est un synchrotron de 90 mètres de rayon qui capture les antiprotons issus de la cible et maintient le faisceau à une énergie de 8 GeV. L'Accumulateur est un synchrotron de 75 mètres de rayon dont la principale fonction est le stockage des antiprotons. Les synchrotrons de la source d'antiprotons sont munis de plusieurs systèmes de refroidissement des antiprotons afin de permettre un maniement du faisceau plus aisé. Le refroidissement stochastique permet de réduire l'impulsion et l'étalement spatial des antiprotons.

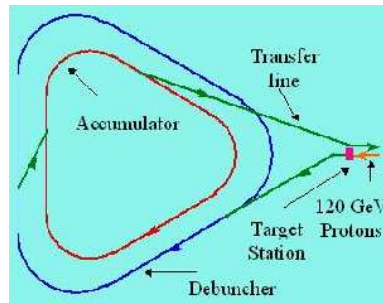


FIG. 3.7 – Circulation des antiprotons dans le Debuncher et l’Accumulateur.

3.2.6 Le Recycleur

Le but principal du Recycleur est de stocker les antiprotons avant d’être utilisés pour les collisions. Produire et stocker des antiprotons en grande quantité est difficile car si l’on peut en amasser un grand nombre dans l’Accumulateur, les paquets d’antiprotons sont instables et peuvent être perdus à tout instant.

Le Recycleur est placé dans le même tunnel que l’injecteur principal. À leur sortie de l’Accumulateur, les antiprotons circulent dans l’injecteur principal pendant quelques secondes sans être accélérés puis entrent dans le Recycleur où ils pourront être stockés pendant plusieurs heures. Pendant son stockage, le faisceau d’antiprotons est refroidi afin de réduire son étalement longitudinal et transversal. Depuis 2005, le Recycleur est équipé d’un système de refroidissement à électrons, le refroidissement stochastique s’étant avéré moins efficace à haute intensité. De nouveaux antiprotons peuvent être injectés dans le Recycleur et stockés après avoir été refroidis.

Le Recycleur agit aussi comme un anneau post-Accumulateur. L’empilement des antiprotons dans l’Accumulateur peut arriver à saturation et voir son taux décroître. En vidant le contenu de l’Accumulateur dans le Recycleur périodiquement, l’Accumulateur est toujours en mesure d’opérer au niveau de son régime maximum.

Un rôle important du Recycleur quand il s’agit d’augmenter la luminosité des collisions, est d’agir comme un réceptacle des antiprotons résiduels à la fin d’une période de fonctionnement de plusieurs heures ou *store* du Tevatron.

3.2.7 Le Tevatron

Le Tevatron est le principal élément du complexe d’accélération du Fermilab. Sa circonférence est de 6.28 kilomètres et les détecteurs des deux grandes expériences $D\bar{O}$ et CDF sont situés sur deux points de collision $p\bar{p}$: D0 et B0 respectivement. Au sortir de l’injecteur principal, les aimants supraconducteurs de 4.23 T du Tevatron accélèrent les faisceaux de protons et d’antiprotons de 150 à 980 GeV. Les faisceaux contiennent 1296 paquets de particules, 36 fois 36 pour les protons et

les antiprotons, répartis en trois superpaquets de 12 paquets chacun. On a environ 2.7×10^{11} protons par paquet et 4×10^{10} antiprotons par paquet. Les paquets sont espacés de 396 ns. Les aimants du Tevatron sont constitués d'un alliage Nb/Ti maintenu à la température d'environ 4 K pour rester supraconducteur. Les aimants quadrupolaires sont de type focalisant, défocalisant ou encore *low beta*, ces derniers étant utilisés pour la collision des faisceaux au centre des expériences DØ et CDF. Aujourd'hui, le Tevatron est l'accélérateur à la plus grande énergie au centre de masse du monde.

Une quantité caractéristique des collisions est la luminosité. On définit la luminosité instantanée \mathcal{L} comme le nombre d'interactions dN par unité de temps dt et pour une section efficace σ donnée.

$$\mathcal{L} = \frac{1}{\sigma} \frac{dN}{dt}$$

L'unité de la luminosité instantanée est le $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Pour des collisions proton-antiproton, la luminosité instantanée peut s'exprimer en fonction des nombres de particules dans les paquets de protons et d'antiprotons des faisceaux et de la fréquence de croisement des faisceaux :

$$\mathcal{L} = \frac{nfN_pN_{\bar{p}}}{A}$$

avec N_p ($N_{\bar{p}}$) le nombre de protons (d'antiprotons) d'un paquet, n le nombre de paquets par faisceau, f la fréquence de croisement des faisceaux en s^{-1} , et A l'aire en cm^2 de la section droite d'un faisceau sur l'autre, i.e. l'"intersection" géométrique des deux faisceaux dans le plan transverse. L'expression de A est donc reliée à celle d'une ellipse pleine $A = 2\pi(r_x^2 + r_y^2)$, où r_x et r_y sont les dimensions horizontale et verticale de l'ellipse.

Pour une prise de données pendant un intervalle de temps τ , la luminosité intégrée (sur τ) est définie comme suit :

$$\mathcal{L} = \int_{\tau} \mathcal{L}(t) dt$$

L'unité de la luminosité intégrée est donc le cm^{-2} ; on peut également utiliser le barn inverse b^{-1} (un barn = $1\text{b} = 10^{-24}\text{cm}^2$) et plus souvent ses sous-multiples (pb^{-1} , fb^{-1}).

3.2.8 Les phases de la prise de données

La prise de données auprès du Tevatron est segmentée dans le temps, ponctuée de périodes d'arrêt, et se divise en deux grandes phases de fonctionnement : les Runs I et II. Le premier, entre 1992 et 1996, correspond à une luminosité enregistrée d'environ 110pb^{-1} avec une énergie au centre de masse de 1.8 TeV. Le Run I fut marqué par la découverte du quark top en 1995. Durant un arrêt du Tevatron de cinq ans, l'accélérateur a vu ses performances améliorées et deux anneaux ont été

ajoutés à l'ensemble : l'injecteur principal et le Recycleur. Depuis le 1er mars 2001, correspondant avec le début du Run II, l'énergie au centre de masse est de 1.96 TeV aux points de collision.

La première année de prise de données du Run II a été mise à profit dans la mise en œuvre du détecteur, du système de déclenchement et de l'électronique. Le dernier élément majeur ajouté au détecteur DØ pendant l'arrêt du Tevatron fut le trajectographe central, complètement instrumenté en avril 2002. L'ajout de cette dernière pièce du puzzle a lancé le démarrage du programme de physique du Run II (voir Fig. 3.8). Le régime de luminosité instantanée du Run II est de l'ordre de $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et a atteint un maximum de $3.2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ le 5 juillet 2008. En mai 2003, la luminosité intégrée enregistrée par le détecteur DØ avait dépassé la luminosité totale enregistrée au Run I. Le Run II se divise en deux parties appelées Run IIa et Run IIb, séparées par un arrêt du Tevatron au printemps 2006. À la fin du Run IIa, la luminosité intégrée enregistrée par DØ est environ 1.3 fb^{-1} . Les données du Run IIb ne sont pas utilisées dans l'analyse présentée au chapitre 6. Le Tevatron continuera à fonctionner jusqu'en 2010. L'objectif d'ici à l'arrêt du collisionneur est de collecter avec chacune des deux expériences une luminosité intégrée de 6 à 9 fb^{-1} .

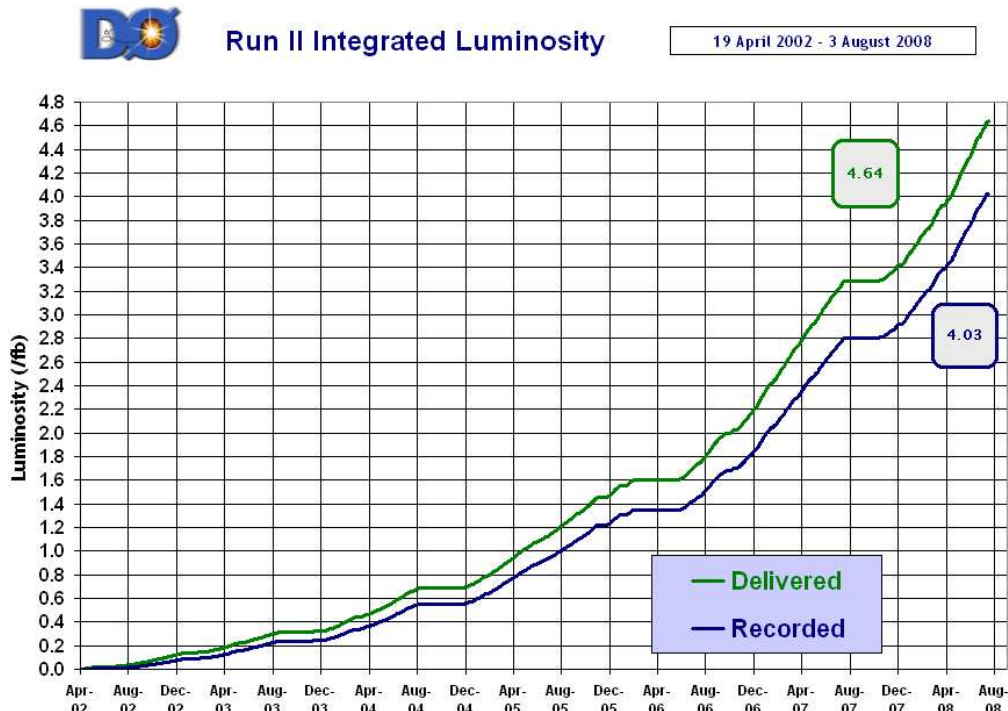


FIG. 3.8 – Luminosité intégrée enregistrée par DØ depuis le début du Run II.

3.3 Fonctionnement du détecteur

Le détecteur DØ [28] possède une structure classique en 4 sous-systèmes concentriques avec une symétrie de révolution autour de l'axe du faisceau. Les particules issues de la collision $p\bar{p}$ traversent tour à tour les détecteurs de traces et de vertex placés dans un solénoïde au centre du détecteur (voir Fig. 3.9), les détecteurs de pieds de gerbe, le système calorimétrique et les chambres à muons.

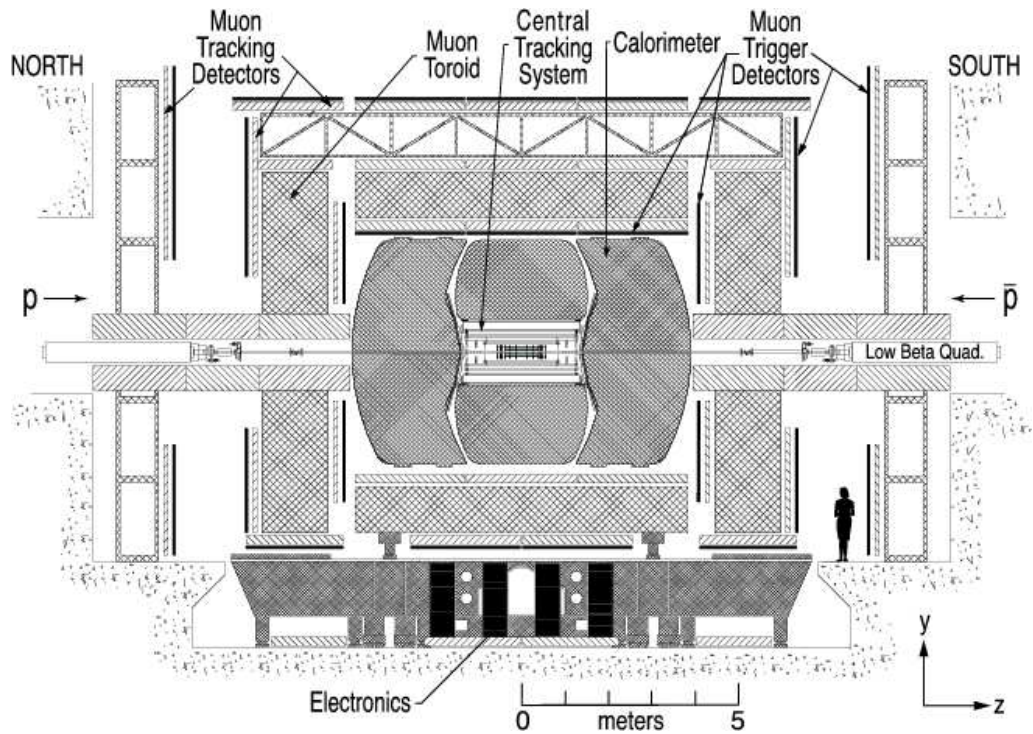


FIG. 3.9 – Le détecteur DØ.

Toutes les particules, de types et d'impulsions variés, ne déposent pas leur énergie à la même distance du vertex. Les sous-détecteurs ont été optimisés pour affiner la mesure des caractéristiques de chacun des produits de la collision. Certaines particules, comme les neutrinos, interagissent faiblement avec la matière ; il n'est donc pas possible de les détecter directement. Un bilan en énergie dans le plan transverse est nécessaire pour déduire leur présence dans l'événement. Ainsi, la présence d'énergie transverse manquante \cancel{E}_T peut indiquer la présence de neutrinos dans l'état final.

La Fig. 3.10 montre une coupe longitudinale de la partie centrale du détecteur.

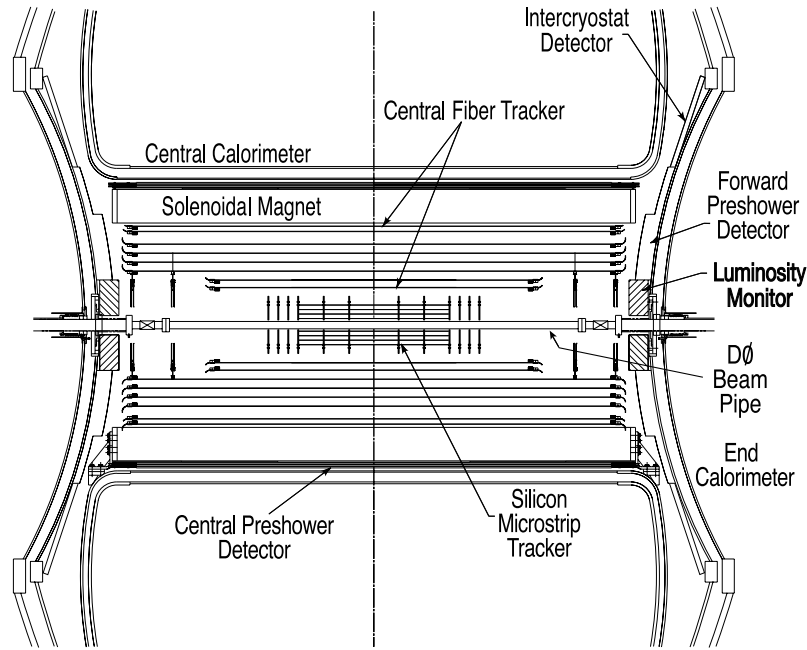


FIG. 3.10 – Vue en coupe du détecteur central.

3.3.1 Le système de coordonnées

Le repère des coordonnées est placé au centre géométrique du détecteur. On note :

- z l'axe dans le sens du faisceau de protons,
- x l'axe horizontal,
- y l'axe vertical dirigé vers le haut,
- ϕ l'angle azimutal dans le plan (xOy)
- θ l'angle polaire entre la direction de la particule et l'axe z . On pourra aussi utiliser η la pseudorapidité définie comme

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

La zone d'interaction est très étendue en z (voir section 4.1.2). La pseudorapidité peut donc être calculée à partir du vertex i.e. le point où se produit l'interaction et notée η_{phys} , ou à partir du centre du détecteur et notée η_{det} . On utilise aussi la dimension \mathcal{R} entre deux objets définie comme $\mathcal{R} = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$.

3.3.2 Les détecteurs de particules chargées

DØ possède un double système de détection de particules chargées (ou trajectographe). Ses deux composants, le SMT (*Silicon Microstrip Tracker*), détecteur de

vertex au silicium (semi-conducteurs) et le CFT (*Central Fiber Tracker*), détecteur à fibres scintillantes, sont placés dans un aimant solénoïdal. Ils se complètent pour reconstruire avec précision, la trajectoire des particules chargées. Grâce à la courbure induite par le champ magnétique du solénoïde, on détermine ensuite la quantité de mouvement de ces particules.

Le principe de détection des particules chargées par des semi-conducteurs s'appuie sur la création de paires électron-trou dans le matériau. Les détecteurs de trace permettent également de localiser les vertex primaires et secondaires de l'interaction.

Le SMT permet à la fois une reconstruction des traces des particules chargées et une localisation du vertex primaire de l'interaction dans une zone en η très étendue, couvrant presque l'ensemble des calorimètres et systèmes à muons. Le design du SMT a dû relever plusieurs défis techniques. La région d'interaction est très allongée en z (sur environ 25 cm) et cela rend difficile de détecter les particules en incidence normale avec les surfaces détectrices. On a donc choisi une géométrie cylindrique formée d'une partie centrale (six modules en tonneau) entrecoupée de disques "F" et de régions bouchons à l'avant et l'arrière constituées d'assemblages de disques "H" de plus grand diamètre (voir Fig. 3.11).

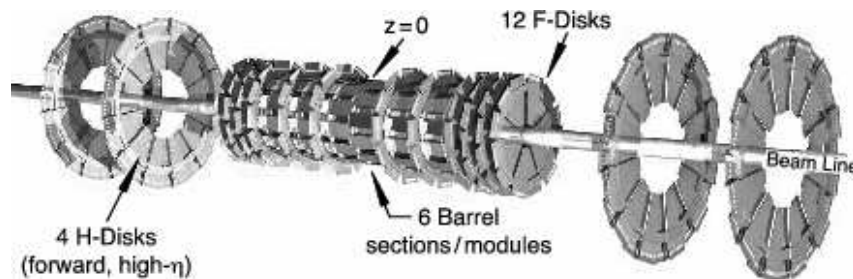


FIG. 3.11 – Vue isométrique du détecteur de particules chargées à micropistes.

Chaque module tonneau de la partie centrale est composé de quatre couches de détecteurs au silicium. Les couches sont recouvertes des deux côtés d'“échelles” de silicium : les couches 1 et 2 comportent chacune 12 échelles, les couches 3 et 4 en portent 24. La disposition des échelles dans les modules du tonneau est représentée sur la Fig. 3.12.

Les modules en tonneau sont fermés par des disques "F" recouverts sur chaque face de semi-conducteurs au silicium. Les disques F ont un rayon intérieur de 2.57 cm et un rayon extérieur de 9.96 cm. Ils sont disposés à $|z| = 12.5, 25.3, 38.2, 43.1, 48.1$ et 53.1 cm. Dans les régions avant et arrière du détecteur, 4 disques "H" simple face et de plus grand diamètre permettent une détection des particules chargées à grande valeur de η . Les disques H ont un rayon intérieur de 9.5 cm et un rayon extérieur de 26 cm. Ils sont disposés à $|z| = 100$ et 121 cm.

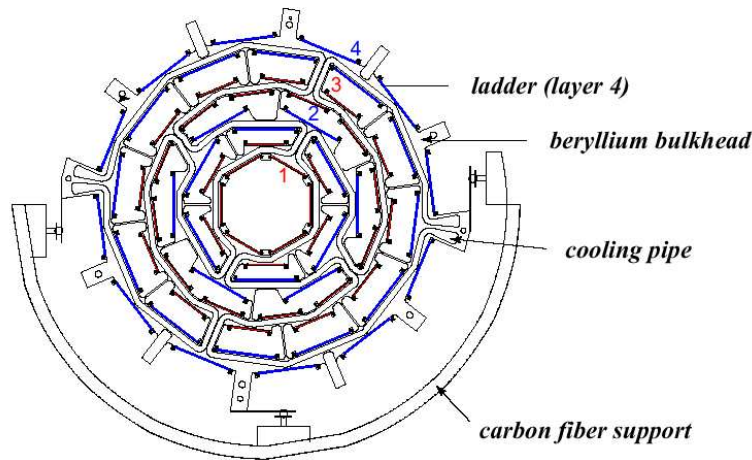


FIG. 3.12 – Vue en coupe du SMT.

Le refroidissement des micropistes de silicium à moins de 5°C est assuré par la circulation de fluide réfrigérant (mélange d'eau et d'éthylène-glycol à 30%) dans les tubes visibles sur la Fig. 3.12.

Durant l'arrêt de l'accélérateur entre le Run IIa et le Run IIb, une couche de détecteur à micropiste supplémentaire a été ajoutée au centre du SMT près du faisceau, améliorant la mesure du paramètre d'impact¹ des traces et la précision sur la position des vertex primaires et déplacés. La résolution sur la mesure de la position longitudinale du vertex primaire est de $40\ \mu\text{m}$; elle est de $10\ \mu\text{m}$ dans le plan (r, ϕ) .

le **CFT** est constitué de fibres scintillantes montées sur huit supports concentriques occupant le volume d'un cylindre creux de rayon compris entre 20 et 52 cm depuis l'axe du faisceau. Les deux supports les plus proches du centre du cylindre s'étendent sur 1.66 m en z , de façon à s'installer entre les disques H du SMT. Les six autres supports mesurent 2.52 m de long et le plus externe a une couverture en pseudorapacité jusqu'à $|\eta| \leq 1.7$. Chaque support porte une couche de fibres axiales c'est-à-dire orientées selon l'axe du faisceau (z) et une couche de fibres à un angle stéréo en ϕ de $+3^{\circ}$ (u) ou -3° (v). Les huit cylindres concentriques portent des doublets de couches axiales et stereo zu ou zv en alternance. Le support le plus interne du CFT porte un doublet zu . Les fibres ont un diamètre de $835\ \mu\text{m}$ et sont aussi longues que les supports sur lesquels elles sont fixées. Les fibres scintillantes sont couplées à des guides d'ondes, fibres claires de diamètre identique et de 8 à 12 m de long qui conduisent la lumière de scintillation jusqu'à des compteurs de photons de lumière visible. La différence entre les fibres scintillantes et les fibres claires est la présence d'une coloration fluorescente dans les premières. Leur composition chi-

¹Distance minimale de la trace au vertex primaire.

mique est par ailleurs identique. Au total, le CFT compte près de 200 km de fibres scintillantes et 800 km de fibres claires.

La production de lumière dans les fibres se décompose en plusieurs étapes. Le matériau de base de la fibre (polystyrène) est teinté avec deux substances fluorescentes (paraterphényl et 3-hydroxyflavone). Les excitations du polystyrène par le passage des particules vont se transmettre aux composés fluorescents qui vont l'un après l'autre absorber les rayonnements et réémettre des photons dans le domaine ultraviolet (~ 340 nm) puis dans le visible (530 nm). Ces derniers seront guidés dans les fibres claires jusqu'aux compteurs de photons visibles.

La résolution du CFT sur la mesure de la position de l'impact d'une particule est d'environ $100 \mu\text{m}$ dans le plan (r, ϕ) .

3.3.3 Le solénoïde

Afin de courber la trajectoire des particules chargées et d'optimiser la résolution sur la mesure de leur impulsion, le trajectographe est plongé dans le champ magnétique de 2 T du centre du solénoïde. Le choix du champ magnétique de 2 T a été inspiré par des contraintes sur la résolution sur l'impulsion des traces, la précision de la reconnaissance des trajectoires, l'épaisseur des matériaux ou encore le volume d'occupation disponible dans le cryostat. Le solénoïde est un aimant superconducteur de 2.7 m de long sur 1.4 m de diamètre et une épaisseur correspondant à moins de 0.9 longueurs de radiation $(X_0)^2$.

La Fig. 3.13 montre les lignes et la valeur (en kGauss) du champ magnétique dans le détecteur dans le plan yz et quand l'aimant solénoïdal et l'aimant toroïdal du système à muons sont tous les deux à leur courant nominal (1500 et 4749 A respectivement). La non-uniformité du champ magnétique dans le détecteur interne est de 0.5%.

Le champ magnétique a été modélisé grâce au programme TOSCA [50] et mesuré en deux points du détecteur : près du rayon interne du cryostat du solénoïde ($r \approx 54$ cm) à $z = 4$ cm, et dans le gap $(x, y, z) = (0, 312, 105)$ cm en haut de la partie centrale du toroïde. La différence entre mesure et modélisation varie entre 0.09% et 4.3% (au courant nominal). La précision sur la valeur du champ au centre du détecteur est inférieure à 0.3%.

La résolution sur la mesure de l'impulsion des traces de particules en incidence normale [51], obtenue en combinant les données des sous-ensembles du détecteur central (SMT et CFT) est $\sigma(p_T)/p_T = \sqrt{0.015^2 + (0.0014 p_T)^2}$. La valeur de la résolution $\sigma(p_T)/p_T$ dépend aussi de la position relative des deux systèmes d'aimants (du solénoïde et du toroïde) : si cette position varie de ± 1 cm en z , la résolution est modifiée de $\pm 0.1\%$.

²Voir section 3.3.5

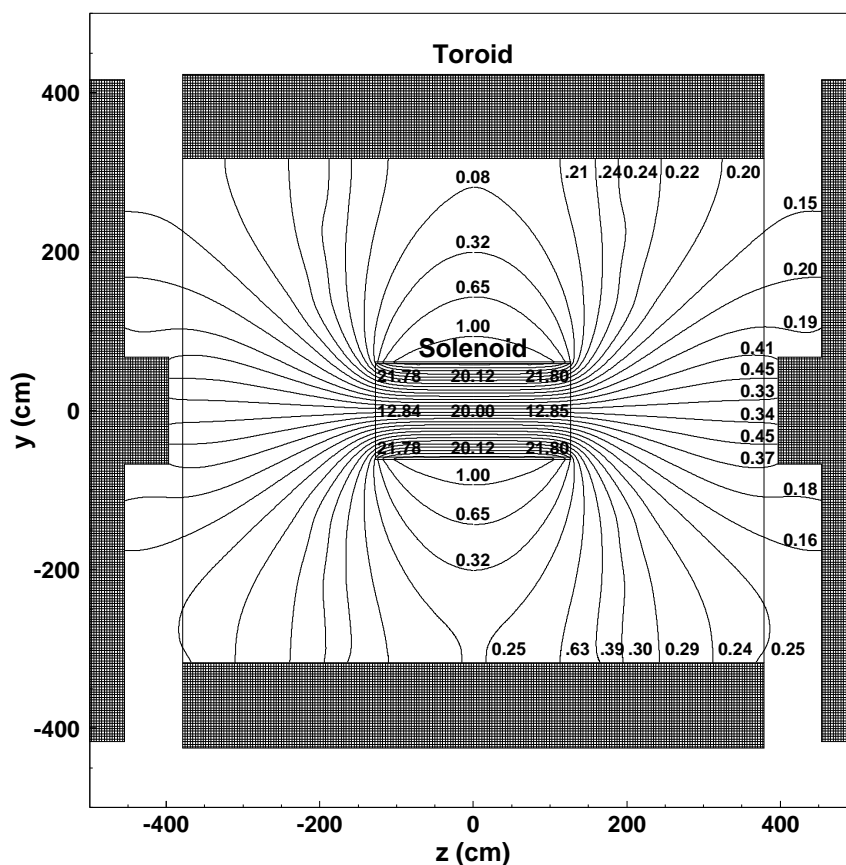


FIG. 3.13 – Schéma dans le plan yz du champ magnétique régnant dans le détecteur. Les quantités indiquées sont en kGauss.

3.3.4 Les détecteurs de pieds de gerbe

Le CPS (*Central Preshower*) et le FPS (*Forward Preshower*) contribuent à l'identification de l'électron au niveau du système de déclenchement et de la reconstruction des événements. Ils interviennent également dans la correction de l'énergie perdue par les particules électromagnétiques dans les matériaux passifs et améliorent ainsi la résolution spatiale du calorimètre. Ils couvrent les zones $|\eta| < 1.3$ et $1.5 < |\eta| < 2.5$ respectivement. Ils sont composés de faisceaux triangulaires de fibres scintillantes disposés comme le montrent les Fig. 3.14b et c. Cette disposition ne laisse aucune zone morte dans le détecteur et assure donc une bonne résolution spatiale au système. La Fig. 3.14a montre qu'au centre du faisceau de fibres est placé une fibre "WLS" qui conduit la lumière de scintillation jusqu'à l'électronique de lecture.

Le CPS est placé entre le solénoïde et le calorimètre central dans un cylindre creux de 71.2 cm de rayon intérieur et de 74.1 cm de rayon extérieur. Il est formé de trois couches de faisceaux de fibres triangulaires, selon un arrangement axial et deux angles stéréo $u = 23.8^\circ$ et $v = 24.0^\circ$. Une plaque de plomb d'une épaisseur d'environ $1 X_0$ est placée entre le solénoïde et le CPS. Ajoutée à l'épaisseur du solénoïde et du trajectographe, l'épaisseur totale de la matière devant le calorimètre à $\eta = 0$ est d'environ $4 X_0$.

Le FPS est placé de chaque côté du solénoïde sur les faces internes des calorimètres bouchons. Les deux parties du FPS sont constituées d'un couple de couches de faisceaux de fibres scintillantes séparées par une plaque de plomb de $2 X_0$ d'épaisseur. La composition du FPS est schématisée sur la Fig. 3.15

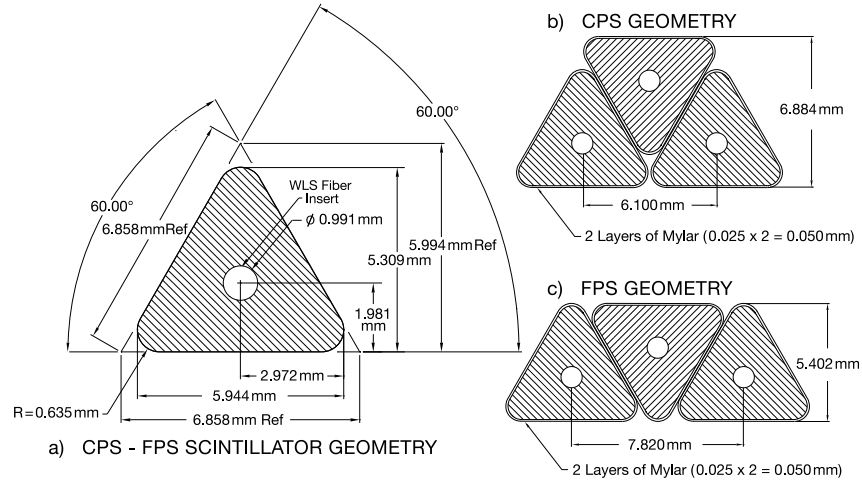


FIG. 3.14 – Géométrie et cotes des fibres des détecteurs de pied de gerbe (a). Géométrie du CPS (b) et du FPS (c).

3.3.5 Le calorimètre

DØ possède un calorimètre à échantillonnage composé d'absorbateurs en uranium appauvri, en cuivre ou en acier (milieu passif) plongés dans un milieu actif d'argon liquide. L'ensemble est maintenu à la température maximale de 90 K dans un cryostat. Les cellules du calorimètre sont définies par une plaque d'absorbeur reliée à la masse et d'une électrode destinée à recueillir le signal (voir Fig. 3.16).

Le calorimètre se divise en trois parties : un cylindre central (ou CC) couvrant la zone $|\eta| \lesssim 1.1$, et deux bouchons (*end-caps* EC) aux extrémités, étendant la région détectrice jusqu'à $|\eta| \approx 4$. Cependant, comme le CC et les deux EC sont enfermés dans des cryostats individuels, la couverture en η du calorimètre est incomplète dans la région $0.8 < |\eta| < 1.4$. On a donc ajouté entre les cryostats du CC et des EC des

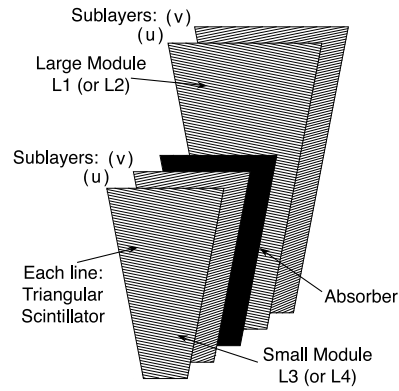


FIG. 3.15 – Géométrie du FPS.

couches détectrices : les tuiles scintillantes de l'ICD (pour *Intercryostat Detector*) et les cellules du *Massless Gap* disposées sur la face interne des cryostats (CC et EC).

Principe de détection Les particules issues de la collision interagissent dans les absorbeurs et créent une gerbe. Les particules de la gerbe traversent le milieu actif en l'ionisant. Les électrons d'ionisation sont déviés par un champ électrique et l'on mesure le courant créé sur la paroi de la cavité par une électrode. Chaque cellule active mesure donc l'énergie déposée par la gerbe sur son passage. On a ainsi "échantillonné" la gerbe pour recomposer la multiplication des particules. Un bruit de fond important exige du calorimètre des résolutions angulaires et en énergie de très grande qualité. La résolution en énergie du calorimètre (voir paragraphe Résolution) dépend notamment de la fraction d'échantillonnage, qui est le rapport entre énergie déposée et énergie perdue dans la cellule.

Le calorimètre est composé de trois types de couches (voir Fig. 3.17) : le calorimètre électromagnétique (EM), le calorimètre hadronique fin (FH) et le calorimètre hadronique grossier (CH).

La Fig. 3.18 montre la géométrie pseudo-projective de la répartition des cellules du calorimètre. On parle de géométrie pseudo-projective car même si les centres de cellules sont alignés sur les rayons de même pseudorapidité η_{det} convergeant vers le centre du détecteur, les cellules ont, pour la plupart, une section rectangulaire et leurs bords sont perpendiculaires aux plaques d'absorbeur i.e. alignés selon y ou z .

Le calorimètre électromagnétique ainsi que son nom le suggère, mesure l'énergie des électrons (e^-), des photons (γ) et des positrons (e^+). Les photons se désintègrent en paires e^+e^- et les e^\pm émettent des photons dans un rayonnement de freinage (Bremsstrahlung). Ces photons produiront à leur tour des paires e^+e^- . Ce processus se répète, s'accompagnant donc d'une multiplication du nombre de particules électromagnétiques et ce jusqu'à ce que l'énergie des particules créées soit trop faible pour continuer à se désintégrer. Le résultat de cette réaction en cascade

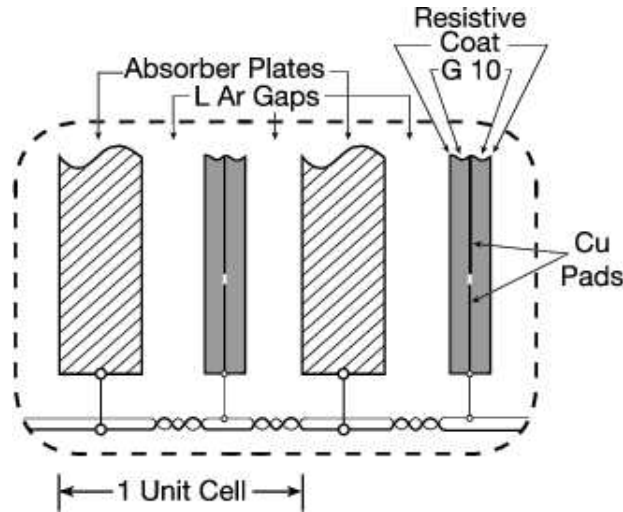


FIG. 3.16 – Vue schématique d’une cellule du calorimètre.

est une “gerbe électromagnétique”.

La longueur de radiation X_0 est la quantité caractéristique de matière traversée par les particules perdant de l’énergie par rayonnement. Elle se mesure généralement en g cm^{-2} . La longueur de radiation est la distance moyenne au bout de laquelle l’énergie d’un électron est réduite d’un facteur $1/e$ ($\approx 37\%$) par bremsstrahlung. Dans le cas d’un photon de haute énergie produisant des paires e^+e^- , X_0 correspond aux $7/9$ du libre parcours moyen du photon.

Le calorimètre électromagnétique possède des absorbeurs d’uranium. Dans le calorimètre central, l’épaisseur des plaques d’absorbeurs des couches EM est approximativement $1.4, 2.0, 6.8$ et $9.8X_0$. Dans le EC, elles sont épaisses de $1.6, 2.6, 7.9$ et $9.3X_0$ environ. La couche EM est découpée en quatre sous-couches EM1, EM2, EM3 et EM4, de granularités différentes : EM1, 2 et 3 ont une granularité en $\eta \times \phi$ de $0.1 \times 2\pi/64$ i.e. $\approx 0.1 \times 0.1$. La couche EM3 elle est plus finement segmentée : $0.05 \times \pi/64$.

Le calorimètre hadronique absorbe et mesure l’énergie des hadrons (protons, pions, kaons, etc.). A l’instar du calorimètre électromagnétique, les modules du calorimètre hadronique sont le siège d’interactions qui créent une “gerbe hadronique”. Protons, neutrons et autres hadrons de la gerbe traversent les sections hadroniques de segmentation fine (*Fine Hadronic*) et grossière (*Coarse Hadronic*). Les absorbeurs des couches FH sont en uranium, alors que ceux des couches CH sont en cuivre (CC) ou en acier (EC). L’épaisseur des absorbeurs en uranium des couches FH est ≈ 6 mm et celle des absorbeurs de cuivre ou d’acier du CH est ≈ 46.5 mm. La matière des différentes couches du détecteur, depuis le point d’interaction jusqu’à la

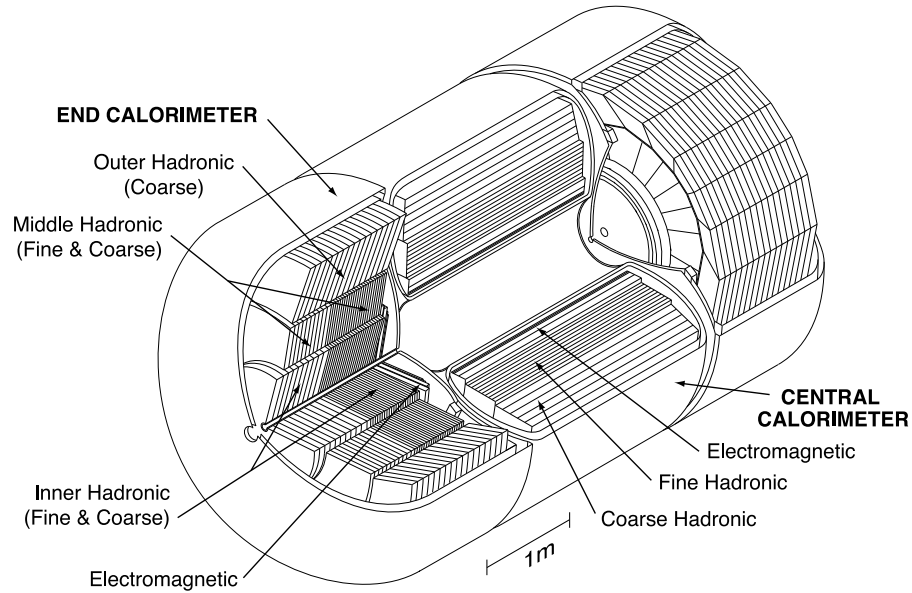


FIG. 3.17 – Segmentation du calorimètre vue en coupe projective.

première cellule active du calorimètre, a une épaisseur totale de $4.0X_0$ à $\eta = 0$ (CC) et $4.4X_0$ à $\eta = 2$ (EC). La partie FH est divisée en 3 sous-couches. Le calorimètre compte 17 sous-couches au total. Toutes les cellules des couches du calorimètre hadronique ont une granularité de $\approx 0.1 \times 0.1$.

Résolution On définit la résolution du calorimètre en fonction de l'énergie mesurée E et de son incertitude σ_E . L'incertitude sur la mesure de l'énergie provient de trois sources :

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

N est le terme de bruit, relié à la non-linéarité de la réponse de l'électronique et à la radioactivité de l'uranium. S est le terme d'échantillonnage, il dépend du nombre de particules chargées interagissant avec le milieu détecteur et donc produisant un signal. Il rend compte de la non-uniformité de l'échantillonnage du calorimètre, due à des effets d'irrégularités géométriques. C est un terme constant relié aux non-uniformités mécaniques et électroniques.

La valeur de ces trois termes a été déterminée pour le Run I du Tevatron [52] lors de tests sous faisceau. Pour la partie électromagnétique, $N \simeq 0.29 \pm 0.03$ GeV, $S = 0.157 \pm 0.006 \sqrt{\text{GeV}}$ et $C = 0.003 \pm 0.003$. Pour la partie hadronique du calorimètre, $N \approx 1.28$ GeV, $S = 0.41 \pm 0.004 \sqrt{\text{GeV}}$ et $C = 0.032 \pm 0.004$.

Au Run II, les valeurs des paramètres de la résolution du calorimètre dépendent davantage de la zone détectrice. Ces paramètres ont été déterminés de façon à

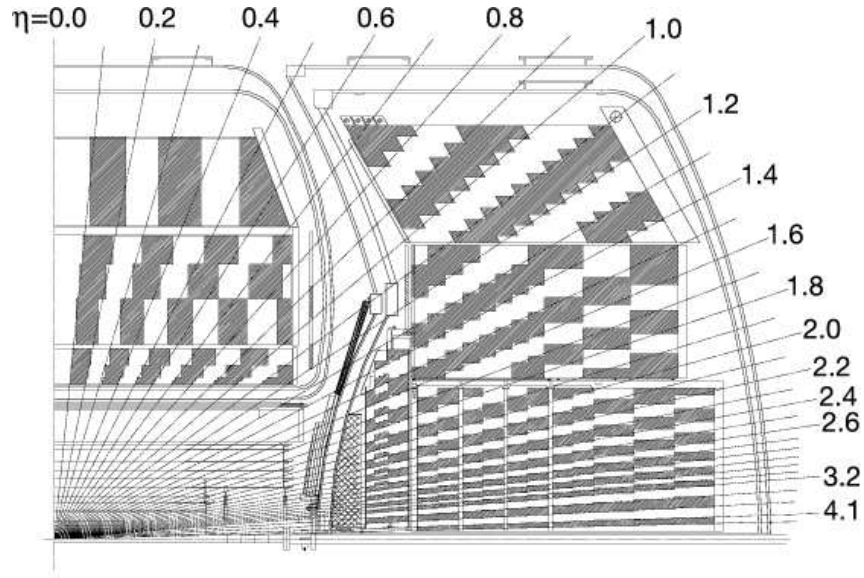


FIG. 3.18 – Segmentation du calorimètre.

prendre en compte l'ajout de matière (trajectographe, solénoïde, ...) devant le calorimètre : pour la partie électromagnétique [53], après correction de tous les effets géométriques sur l'énergie des électrons, et pour tout l'intervalle en pseudorapidité couvert par le calorimètre, on a $N \simeq 0.34 \text{ GeV}$, $S = 0.21 \sqrt{\text{GeV}}$ et $C = 0.005$. Pour la partie hadronique du calorimètre, dans le cas de jets centraux, i.e. avec $|\eta| < 0.4$, la résolution sur l'impulsion transverse des jets est paramétrée par [54] $N \simeq 3.75 \pm 1.34 \text{ GeV}$, $S = 0.893 \pm 0.121 \sqrt{\text{GeV}}$ et $C = 0.0579 \pm 0.0086$.

On définit aussi la résolution en position du calorimètre en fonction de l'angle ϕ d'un électron et notée σ_ϕ . Elle est obtenue en prenant la largeur de la gaussienne qui modélise le mieux la forme de la distribution des valeurs de ϕ . De même, la résolution en position en fonction de la pseudorapidité σ_η est mesurée sur une gaussienne modélisant la distribution des valeurs de η . D'après la référence [55], on a au Run II $\sigma_\phi = 0.005 \text{ rad}$ et $\sigma_\eta = 0.015$.

Lecture des canaux La lecture du calorimètre est découpée en 12 châssis ou *crates*, comme le montre la Fig. 3.19. Chaque châssis contient 12 cartes ADC comportant 8 cartes BLS³ chacune. Les BLS sont formés de 4 tours d'électronique dans lesquelles on peut lire jusqu'à 12 voies ou canaux. Au total, on peut avoir jusqu'à 55 296 voies lues; seules 47 032 sont connectées et utilisées pour la lecture des signaux.

Un schéma de la chaîne d'électronique de lecture est donné sur la Fig. 3.20.

³Base Line Subtractors.

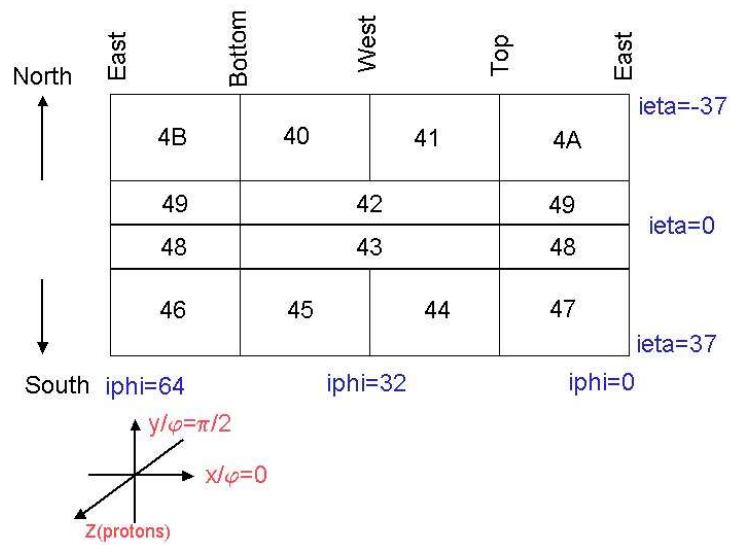
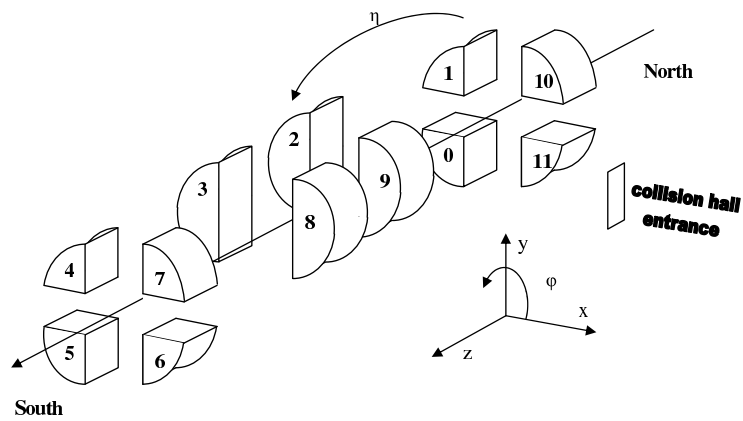


FIG. 3.19 – Eclaté des châssis du calorimètre (haut) et coordonnées (bas).

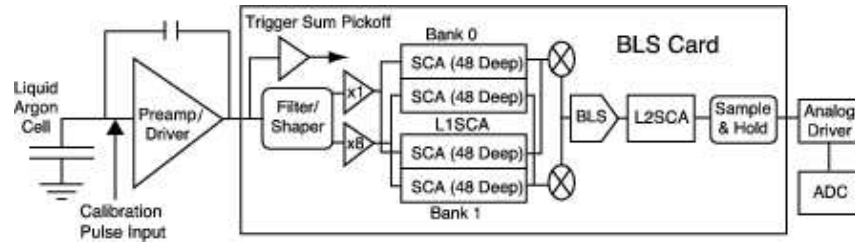


FIG. 3.20 – Schéma de la chaîne de lecture du calorimètre ; les trois éléments principaux sont le préamplificateur, les BLS (*Baseline Subtractors*) et les ADC.

Pour convertir le signal de sortie de l'électronique de lecture en une énergie en GeV déposée dans les cellules du détecteur, il faut calibrer le calorimètre à différents niveaux. Les signaux enregistrés sont proportionnels à l'énergie incidente. Une calibration électronique permet d'étalonner la réponse électronique du détecteur : on injecte un signal aux caractéristiques connues dans les canaux de lecture et on numérise le signal. Une étude de la linéarité de la réponse électronique et une correction en gain parfonde la calibration électronique. Pour la calibration d'échelle, l'ADC (numérisation du signal de dérive des électrons d'ionisation) est linéarisée et multipliée par un facteur constant. On a là l'énergie déposée dans l'argon, reliée à l'énergie totale de la cellule par un poids fonction de la zone détectrice. On ajoute ensuite l'énergie de toutes les cellules de l'amas. Aux calibrations précédentes s'ajoute une correction des effets géométriques des objets EM : elle prend en compte l'énergie de l'objet, la distance entre la cellule de dépôt et le centre du détecteur ainsi que l'angle d'incidence. Une simulation Monte Carlo permet de déterminer l'énergie perdue dans le calorimètre comme la différence entre énergie générée et énergie reconstruite.

Toute l'énergie détectée dans le calorimètre ne provient pas d'un processus physique déclencheur ; il faut pouvoir mesurer la contribution du bruit pour garantir une bonne performance du calorimètre. Les différentes pollutions du signal calorimétrique ainsi que les éventuels traitements des ces bruits seront discutés dans la section 3.4.

3.3.6 Le toroïde

En courbant la trajectoire des muons, les aimants toroïdaux (voir Fig. 3.13) permettent d'avoir une bonne résolution sur la mesure de leur impulsion. L'aimant central a une forme d'anneau carré de 1.09 m d'épaisseur et dont le "rayon" intérieur est de 3.18 m au centre du tube à vide. Il couvre la région $|\eta| \leq 1$ et son champ magnétique est $\simeq 1.8$ T.

3.3.7 Les chambres à muons

Les muons (avec les neutrinos) sont les seules particules qui ne sont pas arrêtées par les couches successives du détecteur. Contrairement aux électrons 200 fois moins lourds qu'eux, les muons perdent très peu d'énergie par rayonnement Bremsstrahlung⁴ et ils en déposent la plus grande partie par ionisation. En traversant le dernier sous-détecteur — le spectromètre à muons — ils fournissent une information sur leur trajectoire et leur quantité de mouvement avec une meilleure précision que dans le détecteur interne. Le système à muons se décompose en trois éléments : une partie centrale (*WAMUS*) constituée de chambres à dérive (PDT) et de plaques de scintillateurs, deux bouchons (*FAMUS*) composés de minichambres à dérive (MDT) et de scintillateurs, et un aimant normal toroïdal qui cerne le détecteur. Un blindage externe est destiné à réduire le bruit de fond dans le calorimètre. La Fig. 3.21 représente la disposition des chambres à fils du spectromètre à muons.

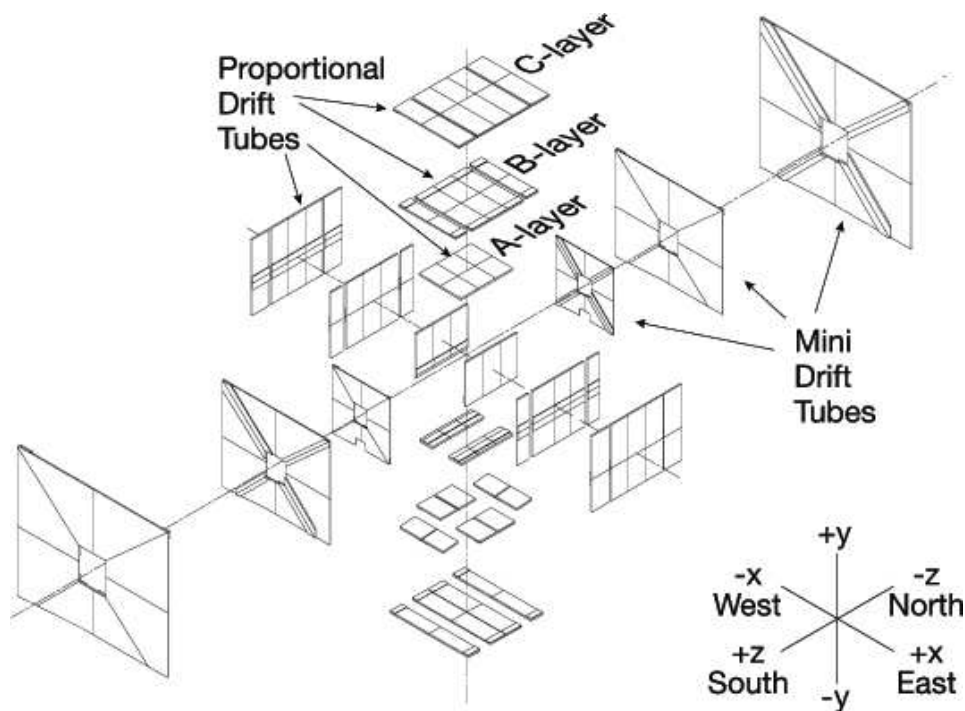


FIG. 3.21 – Eclaté des chambres à fils du système à muons.

3.3.8 Le système de déclenchement

A chaque croisement des faisceaux, une grande quantité d'informations est dispensée dans les différents sous-systèmes du détecteur. Toutes les interactions ne

⁴L'énergie émise par une particule en accélération est proportionnelle à $1/M^2$, où M est la masse au repos de la particule.

sont cependant pas toutes de la même importance. Le système de déclenchement, ou *trigger*, a pour rôle de filtrer les données utiles très rapidement. Le filtrage a lieu à trois niveaux, par ordre de temps de décision croissant⁵. Les données du détecteur parviennent au premier niveau (L1) à la fréquence de 1.7 MHz. Au niveau 1, est appliqué aux données un ensemble de coupures grossières (seuil en énergie, impulsion de la trace, énergie transverse totale, etc.) et la fréquence en sortie du L1 est réduite à 2 kHz. L'acceptance de certains *triggers* est artificiellement diminuée (*prescaled*) afin de ne pas saturer l'acquisition. Plus la luminosité initiale de l'événement est grande, plus le facteur de *prescale* sera élevé. Le niveau 2 (L2) réduit le taux de données d'un facteur 2. Son temps de décision est de l'ordre de 100 μ s. A ce niveau, on a une information sur la présence d'objets physiques (e , γ , μ , jet). Au troisième niveau (L3), des algorithmes simples de reconstruction de l'événement traitent les événements en 50 ms. La fréquence de sortie du L3 est de 50 Hz. Les événements ayant passé les 3 niveaux de trigger sont enregistrés et subiront des algorithmes de reconstruction plus complexes. Lors de l'analyse d'un canal particulier, on jugera un événement intéressant s'il satisfait les critères d'au moins l'un des triggers parmi une liste choisie. Le système de déclenchement et son intégration avec le système d'acquisition des données est schématisé sur la Fig. 3.22.

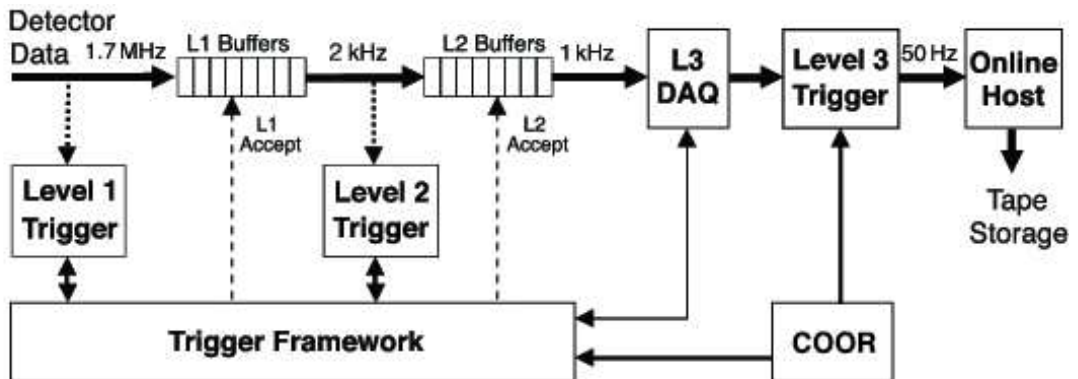


FIG. 3.22 – Schéma du système de déclenchement et d'acquisition.

Pendant l'arrêt du Tevatron en 2006, le système de déclenchement a été fortement amélioré de sorte à prendre en compte l'augmentation de la luminosité au Run IIb. Le détail de ses améliorations est donné dans la référence [56].

3.3.9 La mesure de la luminosité

La luminosité a été définie dans la section 3.2.8. La mesure de la luminosité est faite à l'aide d'un système de scintillateurs placés à l'avant et à l'arrière du détecteur.

⁵En fait, on peut dire qu'il existe un quatrième niveau, ou niveau 0, que les événements passent avant d'entrer dans le système de déclenchement, et qui correspond à la détection d'un signal par les scintillateurs de mesure de la luminosité.

Le compteur de luminosité [57] est composé de deux rangées de scintillateurs situés sur les faces internes des bouchons du calorimètre, à une distance de ≈ 135 cm du centre du détecteur. Il couvre une aire en pseudorapacité de $2.7 < |\eta| < 4.5$. Chaque rangée de scintillateurs compte 24 portions de cercle identiques, portant chacune un tube photomultiplicateur. La Fig. 3.23 montre une représentation schématique du détecteur de luminosité.

La mesure de la luminosité est réalisée en comptant la fraction des croisements de faisceaux pour laquelle aucune interaction dure n'a eu lieu. Les débris de protons et d'antiprotons issus d'une collision inélastique sont détectés (dans 98% des cas) dans les deux compteurs de luminosité, alors que les diffusions diffractives n'atteignent plus probablement qu'un seul des compteurs.

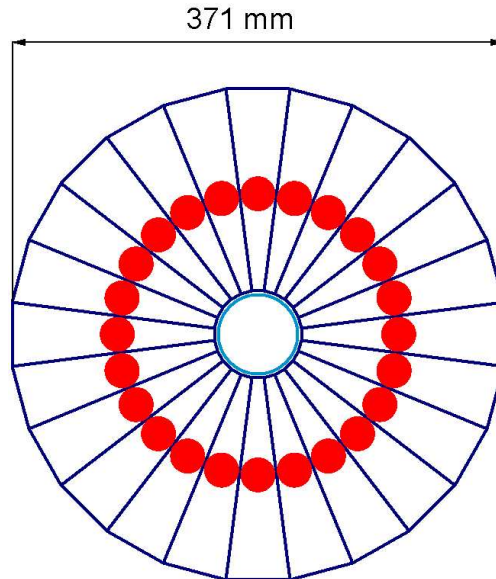


FIG. 3.23 – Schéma de la disposition des scintillateurs et des tubes photomultiplicateur (en rouge) d'un compteur de luminosité.

3.4 La qualité des données en ligne du calorimètre

Toute l'énergie détectée dans le calorimètre n'est pas déposée par un processus physique déclencheur ; il faut pouvoir mesurer la contribution du bruit pour garantir une bonne performance du calorimètre. Pour ce faire, on supprime les cellules ne contenant pas ou peu de signal, et on utilise des algorithmes élaborés pour améliorer encore davantage la suppression du bruit.

3.4.1 Les algorithmes de suppression du bruit électronique

Les piédestaux En l’absence de signal de physique, les canaux de l’électronique ne lisent pas une valeur nulle, mais une valeur stable et dont la suppression est ajustable, le piédestal, correspondant à 570 coups ADC environ. Un signal de physique enregistré par le calorimètre ajoute sa valeur à celle du piédestal. Pour connaître la vraie valeur de ce signal, il convient de soustraire la valeur du piédestal pour chaque canal. Les piédestaux sont mesurés lors de runs spéciaux sans faisceau et pour 500 événements déclenchés aléatoirement. On prend alors la moyenne des valeurs obtenues canal par canal : ce sera la valeur de référence pour la soustraction du piédestal. On en mesure également l’écart type σ_{ped} , qui servira à ce que l’on nomme “suppression de zéro”.

La suppression de zéro Après soustraction du piédestal, on relève toutes les cellules du calorimètre indiquant une valeur absolue supérieure à $2.5 \sigma_{ped}$. On n’enregistre donc que les cellules contenant une énergie de plus de $2.5 \sigma_{ped}$.

Un seuil absolu d’énergie ne peut pas être efficace à 100% : soit il est placé trop bas pour certains processus et de nombreuses cellules bruyantes sont conservées, soit il est trop élevé et risque de couper une partie d’un signal intéressant. Afin de trouver un seuil plus adapté aux signaux recherchés avec $D\emptyset$, la collaboration a développé un algorithme appelé T42 [58]. On se fonde sur le fait que dans un détecteur finement segmenté, les dépôts isolés et de faible énergie sont probablement du bruit. Donc on prend en compte la proximité des amas entre eux. Une cellule contenant une énergie supérieure à $2.5 \sigma_{ped}$ ne va être considérée dans la reconstruction des objets physiques que si elle a dans son voisinage une cellule d’énergie supérieure à $4 \sigma_{ped}$. De plus, les cellules contenant une énergie négative seront rejetées [59]. Cet algorithme contribue à rejeter davantage de cellules bruitées et à améliorer la résolution sur l’énergie des gerbes et sur l’énergie transverse manquante. Dans la suite, on parlera de suppression de zéro comme de la combinaison des seuils imposés par le matériel et des seuils de T42.

3.4.2 Les pollutions du signal calorimétrique

Le signal calorimétrique est pollué par un ensemble de bruits qui peut être divisé en trois catégories : les bruits externes au détecteur $D\emptyset$ impliquant une perturbation du fonctionnement du calorimètre, les bruits internes au détecteur, et les bruits internes et spécifiques au calorimètre. Un des objectifs principaux du suivi de la qualité des données en ligne est de comprendre ces bruits pour les exclure et améliorer la qualité des données.

On recense aujourd’hui au moins six types de bruits et dysfonctionnements du calorimètre : l’“anneau de feu”, le bruit cohérent, le problème de châssis manquant, le bruit de midi ou “Noon Noise”, l’éventail espagnol et le Purple Haze (PH). S’ils sont connus, ils ne sont pas forcément compris et maîtrisés et de nombreuses inconnues demeurent dans ce chapitre, comme la possibilité d’unifier plusieurs de ces

bruits. En effet, dans l'état actuel de nos connaissances, les cinq premiers [60] sont indépendants et la définition du dernier utilise un "flag" ou critère de bruit existant.

L'anneau de feu est provoqué par un bruit externe (un problème de mise à la masse d'un générateur dans un bâtiment proche de l'environnement du détecteur). À cause du manque d'espace dans la région intercryostat, la haute tension pour les couches électromagnétiques est distribuée par une électrode circulaire. Ainsi, le bruit externe détecté dans cette électrode affecte toutes les valeurs de ϕ de cette région ; d'où son nom d'"anneau de feu". Le critère d'identification de ce bruit est le nombre de cellules occupées dans les couches EM pour la zone $\eta = \pm 1.4$ ou ± 1.5 . Les événements sont classés "anneau de feu" si ces zones circulaires possèdent au moins 58 cellules occupées après suppression de zéro à $2.5 \sigma_{ped}$ du signal. Un événement "anneau de feu" typique est montré sur la Fig. 3.24.

Une caractéristique de l'anneau de feu est la haute fréquence du bruit externe

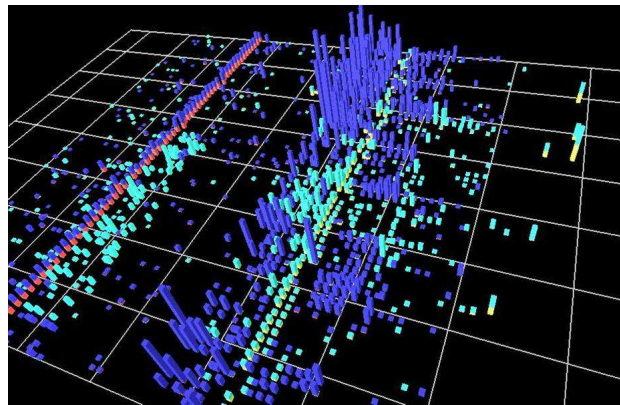


FIG. 3.24 – Événement "anneau de feu" dans le plan (η, ϕ) .

détecté. Ceci entraîne un pic en temps. Tous les événements du pic sont affectés par le bruit mais tous ne seront pas classés "anneau de feu". À partir de 2003, après la réparation du système d'isolation électrique du détecteur, le bruit ne s'observe plus que dans des cas particuliers.

Le bruit cohérent consiste en un saut ou décalage de la valeur du piédestal pour toutes les cellules d'une ou plusieurs cartes ADC dans un événement. Le bruit est dit "cohérent" car la valeur du saut en nombre de coups ADC est commune à toutes les cellules. Le bruit cohérent est un phénomène assez mal compris, probablement dû à un effet de l'électronique. Pour caractériser le bruit cohérent, on calcule les quantités suivantes après suppression de zéro pour chaque carte ADC :

- l'occupation, définie comme le rapport du nombre de cellules avec un signal non nul après suppression, par le nombre total de cellules dans la carte,

- la valeur moyenne du signal des cellules de l'ADC,
- la dispersion du signal.

L'occupation des tours calorimétriques pour un événement typique du bruit cohérent est présenté sur la Fig. 3.25.

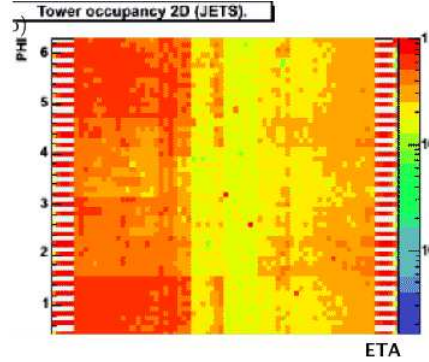


FIG. 3.25 – Occupation des tours calorimétriques pour un événement avec bruit cohérent dans le plan (η, ϕ) .

Le bruit cohérent est détecté pour une occupation assez grande d'une carte ADC et une faible dispersion des coups ADC dans les cellules. À cause de la grande valeur de la suppression de zéro dans les cellules des couches hadroniques, les informations portées par ces cellules ne peuvent pas être utilisées pour le calcul ; seules les cellules électromagnétiques seront donc associées à la caractérisation du bruit cohérent. De plus, dans le calcul de la valeur moyenne et de la dispersion, 10% des cellules contenant le plus haut signal ne sont pas incluses.

La définition actuelle du bruit cohérent est la suivante : au moins 2 cartes ont une occupation supérieure à 20% et une dispersion (RMS) inférieure à 5 coups ADC, ou au moins une carte présente une occupation excédant 40% et un RMS de moins de 10 coups.

On remarque que pour les événements ayant déclenché l'acquisition par les triggers de jets et de \cancel{E}_T , 30% de ces événements contiennent du bruit cohérent, car ce bruit produit des jets supplémentaires qui font augmenter le taux de déclenchement artificiellement. L'origine du bruit cohérent reste encore inconnue, malgré l'important pourcentage d'événements qu'il représente (3% des événements de biais zéro en moyenne, taux qui peut varier de 2 à 10%).

Un problème de châssis manquant est dû à une mauvaise communication entre le système d'acquisition des données et le calorimètre. Ce dysfonctionnement est détecté si l'un des 12 châssis du calorimètre rencontre un problème lors de la lecture, affectant la valeur de son occupation. L'événement est reconnu comme présentant un

problème de châssis manquant si au moins l'un des châssis a une occupation nulle, c'est-à-dire que le signal de tout le châssis n'est pas lu. Ce bruit concerne 0.5% des événements d'un run bruité (estimation à la fin 2004). Dans la première partie du Run IIb, il ne représente que 0.0013% des 38 millions d'événements de biais zéro⁶ collectés.

Le Noon Noise tire son nom du fait que ce bruit est souvent apparu autour de midi. Il est caractérisé par une grande énergie scalaire positive et négative dans les cellules du calorimètre. La région bruitée est en bordure de plusieurs châssis du calorimètre. Le châssis 5 est le plus affecté ; les châssis 3, 4 et 6 sont également touchés. De plus, si au moins un châssis est bruité, le châssis 5 le sera aussi.

On ne connaît encore pas la cause du Noon Noise.

Une étude du Noon Noise a établi que l'occupation des châssis est le critère le plus performant pour séparer le bruit du signal. Ainsi, un événement sera marqué Noon Noise si l'occupation d'au moins un châssis dépasse 35%. En 2004, ce critère contribue à la suppression d'environ 1% des événements d'un run bruité. Il ne caractérise d'ailleurs pas seulement les événements Noon Noise mais également les événements comportant des occupations anormales des châssis. A l'époque du choix du critère, une grande occupation des châssis aurait pu être due à une fluctuation statistique, mais il était déjà plus probable qu'il s'agisse d'un problème de qualité des données. Le Noon Noise dans la première partie du Run IIb ne représente que 0.0032% des événements de biais zéro.

Malheureusement, ces critères ne sont pas toujours suffisants et des événements bruités peuvent ne pas être détectés (faible amplitude du bruit, critères d'occupation pas satisfaits) ou au contraire, les seuils de détection du bruit peuvent s'avérer trop bas avec l'évolution des performances du Tevatron.

L'éventail espagnol est apparu en juin 2006 et n'affecte donc pas les données traitées dans l'analyse présentée au chapitre 6. Sur la Fig. 3.26 est présentée une vue de l'événement affecté par l'éventail espagnol. On voit que le bruit affecte les cellules le long du cryostat, formant deux demi-roues sur ce type de figures. Ce bruit se caractérise par une petite fraction électromagnétique des jets et une grande fraction de leur énergie déposée dans la couche CH. Entre juin 2006 et l'automne 2007, on a observé l'éventail espagnol dans 0.0001% des événements de biais zéro.

Le Purple Haze (PH) est un phénomène aléatoire de haute énergie, déclenchant une grande partie des triggers, occupant fortement la bande passante du système d'acquisition et présentant donc un risque important de la faire saturer. Il apparaît par épisodes pendant quelques runs et se manifeste dans la partie centrale de la

⁶Les événements de biais zéro sont enregistrés dans des runs sans faisceau pour un déclenchement aléatoire du système.

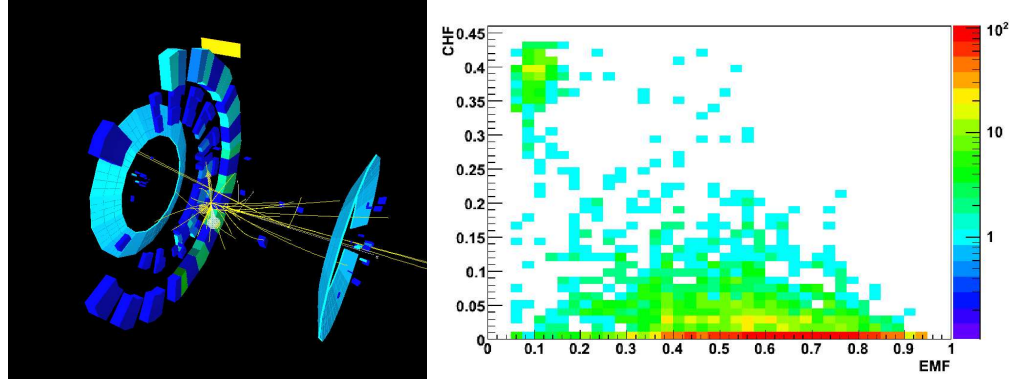


FIG. 3.26 – Représentation des dépôts d'énergie pour un événement bruité (à gauche). Fraction de l'énergie dans la couche CH en fonction de la fraction électromagnétique pour des jets avec $0.7 < |\eta_{det}| < 0.8$ (à droite). On observe la présence du bruit à basse EMf et grande CHf .

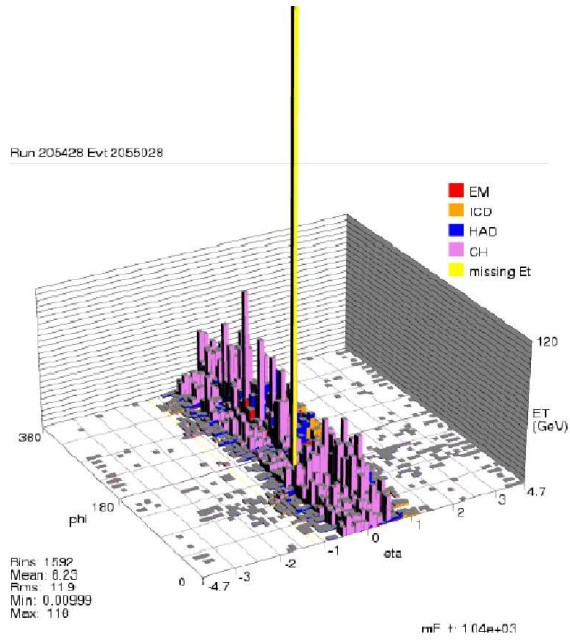
couche hadronique grossière du calorimètre. La Fig. 3.27 montre l'activité du calorimètre pour un événement PH et pour un événement dijet non bruité dans le repère $(\eta, \phi, \text{énergie})$. L'énergie déposée dans la partie hadronique grossière du calorimètre est représentée en violet⁷.

Effectivement, si l'on reconstruit les différentes couches du calorimètre afin d'avoir une vision fine des dépôts énergétiques, on s'aperçoit que la distribution de l'énergie dans les cellules de chaque couche est similaire pour les runs bruités et les runs non bruités, sauf dans la couche hadronique grossièrement segmentée (couche 15) qui comporte pour les runs PH, une distribution de l'énergie dissymétrique : les châssis centraux sont beaucoup plus occupés que tous les autres. La Fig. 3.28 illustre la dissymétrie des dépôts d'énergie dans la couche CH dans le plan (η, ϕ) . Cette dissymétrie a été le premier indice de présence du PH. Plus de détails sur la distribution en énergie dans les autres couches peuvent être trouvés dans la référence [61].

Le PH est défini par des événements classés Noon Noise (donc avec une grande occupation) et qui de plus présentent une très grande énergie transverse scalaire ($SET > 2 \text{ TeV}$), comme le montre la Fig. 3.29. L'énergie transverse scalaire est la somme de l'énergie transverse des objets de l'état final.

Une telle énergie transverse scalaire pose la question de la source du bruit en termes de cause externe ou de problème interne (lié à l'électronique, par exemple). Nous allons citer ici quelques unes des hypothèses formulées lors de l'étude que j'ai

⁷C'est de ce type de figure en lego des écrans de surveillance de la salle de contrôle de $D\bar{O}$ que l'on a tiré le nom Hendrixien du Purple Haze.



Run 178796 Event 67972991 Fri Feb 27 08:34:03 2004

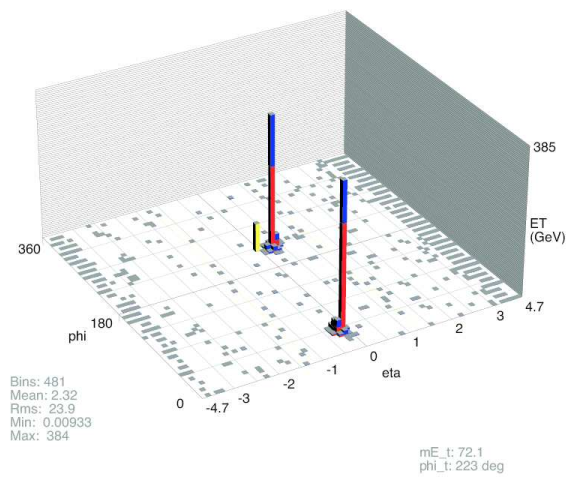


FIG. 3.27 – Événement Purple Haze (en haut) et événement dijet non bruité (en bas), dans le repère (η, ϕ, E) . Les bins en violet correspondent à la partie CH du calorimètre.

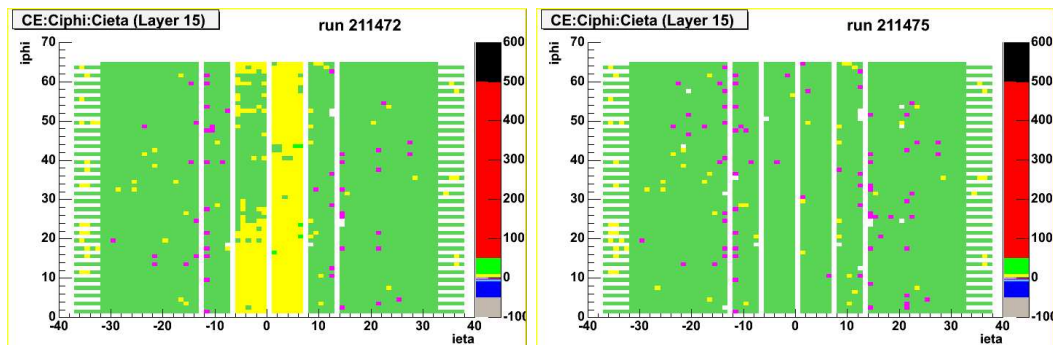


FIG. 3.28 – Énergie dans les cellules de la couche hadronique grossière dans le plan (η, ϕ) pour tous les événements d’un run PH (à gauche) et pour un run non bruité (à droite).

menée au sein de l’équipe *Calorimeter Operations* de DØ pour tenter de comprendre l’origine du Purple Haze.

a) Cause externe

1. Recherche du PH dans les systèmes à muons

La première étape de l’étude consiste à rechercher des manifestations corrélées à la présence d’événements PH dans d’autres sous-systèmes du détecteur (CFT, SMT, PDT, MDT, etc.), et en particulier ceux impliqués dans la décision du trigger ; par exemple, le système à muons.

Pour étudier l’occupation des systèmes à muons en détail, on doit accéder au niveau des “hits” dans le spectromètre, ce qui est rendu possible par la création de fichiers de données très détaillés (les DST⁸). On souhaite établir une comparaison de l’occupation (nombre de coups) des chambres à muons pour des runs présentant des signes évidents de PH (e.g. 211472) et pour un run ne comportant apparemment pas de PH (211223).

- Observation 1 : Les distributions du nombre de coups dans les sous-systèmes à muons (PDT, MDT) (cf. Fig. 3.30) pour les runs bruités présentent des queues très étendues, traduisant donc une forte occupation de ces sous-détecteurs.

Mais les distributions pour des runs non bruités s’étalent également dans les grandes occupations. De plus, on observe encore ces queues de distribution dans un run bruité, pour les événements n’ayant pas de flag de bruit et ayant une énergie transverse $SET < 2\text{TeV}$ (cf. Fig. 3.31) ; ceci n’est donc pas un trait propre aux événements PH.

⁸De plus, dans cette étude, l’algorithme T42 n’a pas été appliqué.

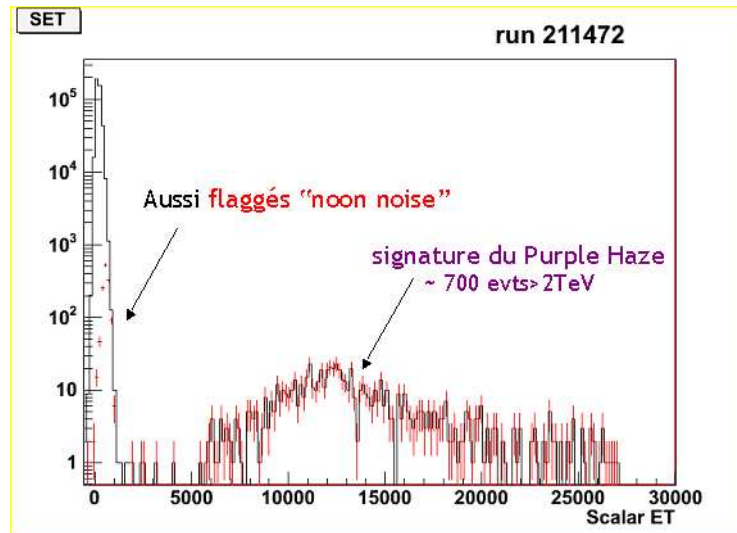


FIG. 3.29 – Énergie transverse scalaire en GeV d’un run bruité. En noir, tous les événements, en rouge, ceux classés “Noon noise”.

Pour affiner nos deux seuls critères de sélection du PH, on va comparer l’occupation des sous-systèmes à muons avec l’énergie déposée dans le calorimètre. Au préalable, on étudie les éventuelles corrélations entre les occupations des différents sous-systèmes à muons, comme par exemple les PDT et les MDT. On voit sur la Fig. 3.32 qu’un grand nombre de coups dans les PDT est relié à un grand nombre de coups dans les MDT, pour tous les événements bruités ou non. On pourra donc ne considérer que le nombre de coups dans les PDT comme indice de l’occupation des chambres à muons.

On peut à présent tracer, pour un run dans lequel on a observé des événements PH, la corrélation entre le nombre de coups dans les chambres à muons et l’énergie déposée dans le calorimètre.

- Observation 2 : Les tracés de l’énergie transverse scalaire en fonction de l’occupation des systèmes à muons (Fig. 3.33) montrent une claire anti-corrélation entre grandes occupations des chambres à muons et dépôts de grande énergie dans le calorimètre.

Après avoir établi l’anti-corrélation entre une grande occupation des systèmes à muons et du calorimètre, on cherche à caractériser les événements PH dans le temps.

- Observation 3 : En traçant pour le run bruité 211472 la distribution de la SET en fonction du numéro de l’événement, on remarque des structures en temps (voir Fig. 3.34). Ces structures sont à l’évidence les épisodes PH mais rien n’explique la

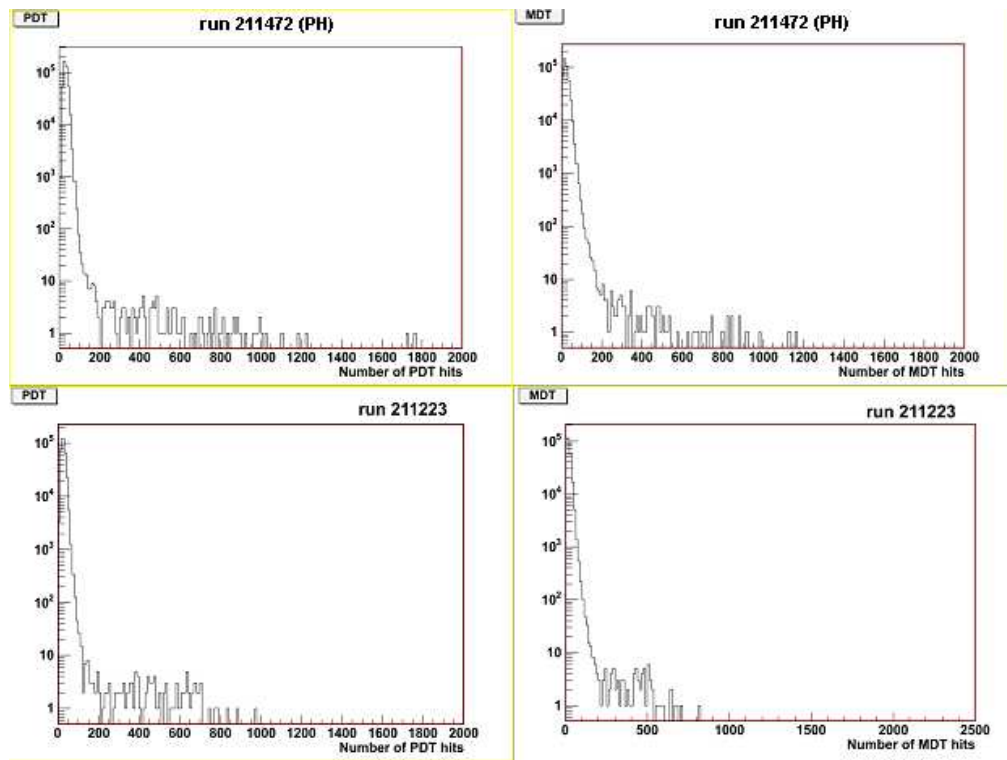


FIG. 3.30 – Nombre de coups dans les systèmes à muons pour un run avec PH (en haut) et pour un run sans (en bas).

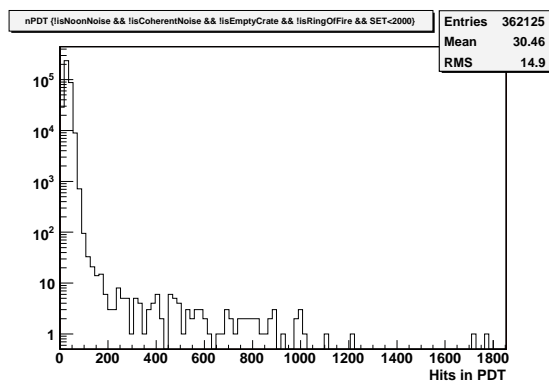


FIG. 3.31 – Nombre de coups dans les PDT pour des événements non flaggés d'un run bruité et avec $SET < 2\text{TeV}$.

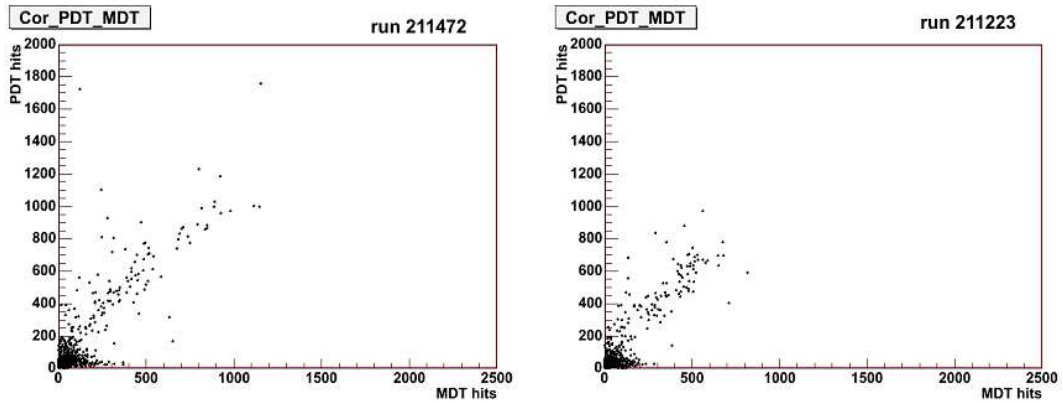


FIG. 3.32 – Nombre de coups dans les PDT en fonction du nombre de coups dans les MDT du système à muons pour un run avec PH (à gauche) et pour un run sans (à droite).

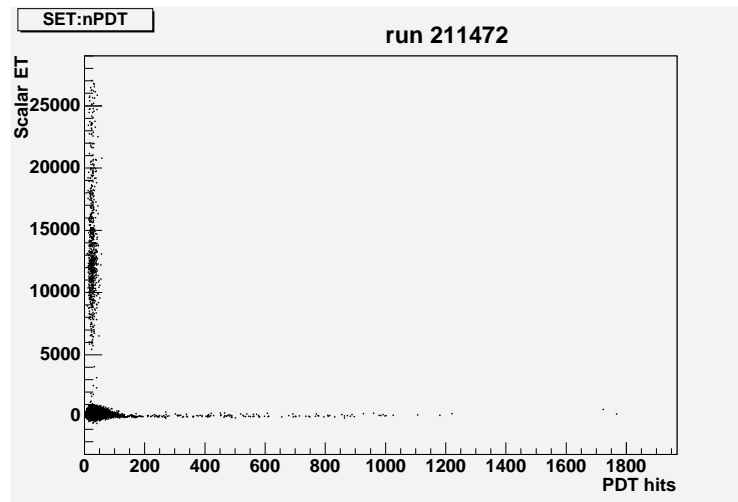


FIG. 3.33 – Énergie transverse scalaire en fonction de l’occupation des PDT du système à muons pour un run avec PH.

durée de ces épisodes, ni le fait que leur SET atteigne dans de nombreux cas, une valeur proche de 25 TeV.

On peut voir que les structures apparaissent principalement quatre fois dans le run 211472. Comme le run a duré approximativement deux heures (2h10), l’écart entre deux structures est de l’ordre de 30 minutes. Par ailleurs, la distribution en temps de l’occupation des sous-systèmes à muons présente des structures similaires (voir Fig. 3.35). Mais celles-ci ne sont pas corrélées aux structures observées dans la distribution en temps de la SET pour les événements PH. De plus, on observe les

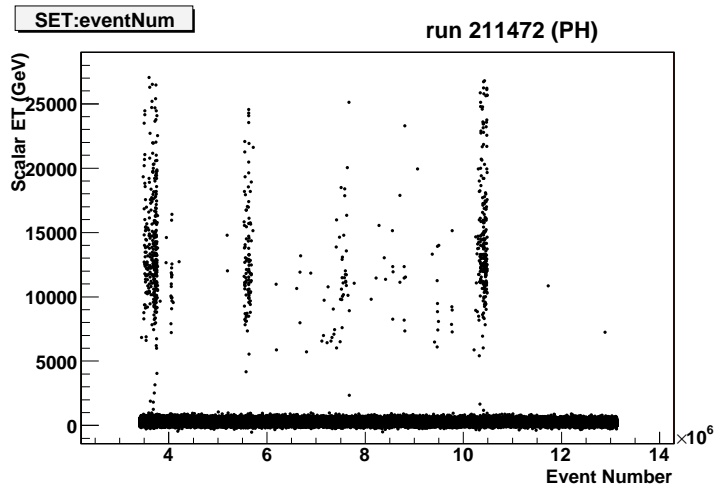


FIG. 3.34 – Evolution de l'énergie transverse scalaire en fonction du “temps” (numéro de l'événement) pour un run bruité.

mêmes structures pour le run 211223, supposé ne contenir aucun événement avec une SET > 2TeV. Encore aujourd'hui, rien n'explique la fréquence des épisodes PH.

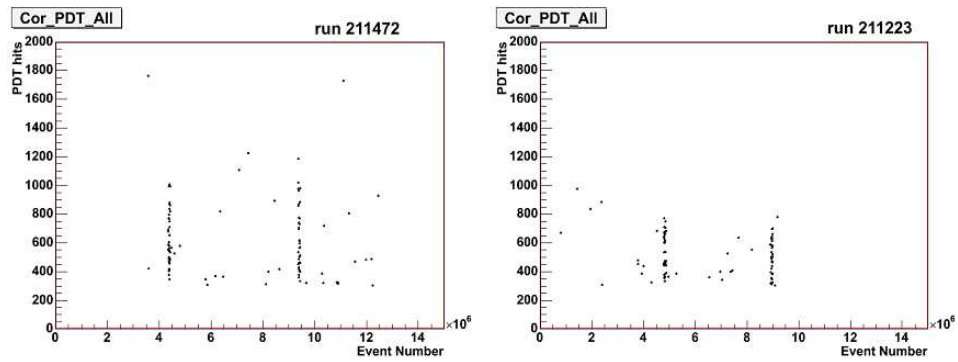


FIG. 3.35 – Evolution du nombre de coups dans les PDT en fonction du temps pour un run bruité (gauche) et un run non bruité (droite).

Le PH a été initialement identifié par le caractère asymétrique des dépôts d'énergie dans les châssis du calorimètre, en particulier lors des phases de “nettoyage” du faisceau (*scraping*) entre les runs de physique. On a alors formulé une hypothèse sur l'origine du PH liée à la dynamique du faisceau. On va d'abord étudier la dépendance du bruit à la luminosité, puis la dissymétrie de l'occupation des châssis du calorimètre et son éventuelle relation avec les conditions de luminosité initiale.

2. Dépendance du bruit à la luminosité

En présence de faisceau de haute énergie dans l'accélérateur, on trouve peu ou pas de runs PH à basse luminosité initiale, c'est-à-dire avec $\mathcal{L}_{ini} < 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

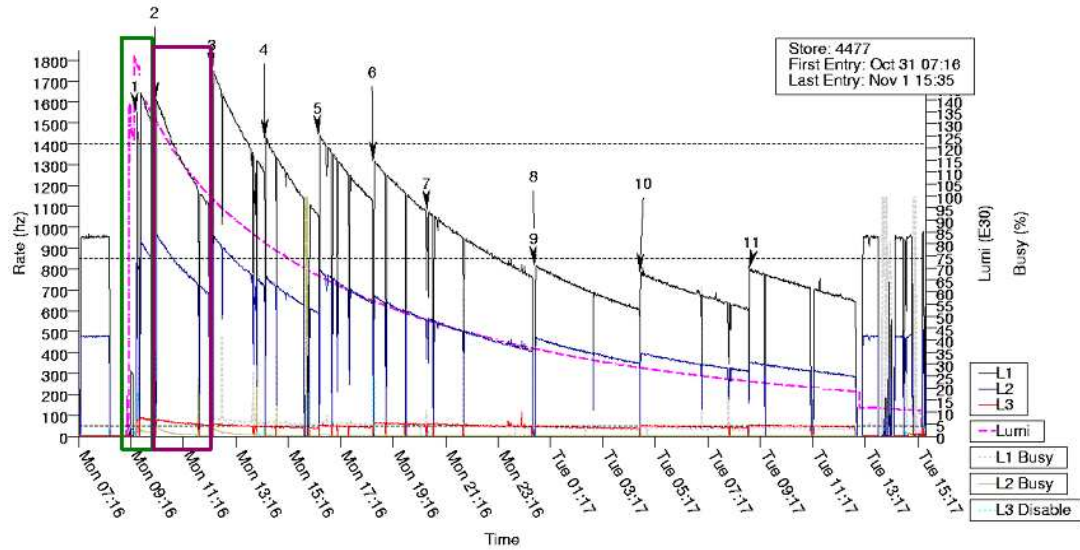


FIG. 3.36 – Taux de déclenchement et luminosité des runs du store 4477.

Par exemple, les runs 211471 et 211472, les deux premiers runs du store 4477, sont bruités. Placés en début de store, ils ont une grande luminosité initiale (1.6×10^{32} et $1.3 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ respectivement). Les taux de déclenchement et la luminosité initiale des runs du store 4477 sont montrés sur la Fig. 3.36.

- Observation 4 : Les runs bruités ont en général une grande luminosité initiale, ils sont souvent situés au début des stores. On peut donc observer une dépendance des événements PH à la luminosité.

On conçoit aisément que lorsque la luminosité du collisionneur augmente, l'occupation des châssis du calorimètre augmente aussi. Bien évidemment, les événements PH présentent des occupations très importantes, dépassant 50% et pouvant atteindre jusqu'à 90%. Au contraire, l'occupation des châssis pour des événements sans PH ne

dépasse jamais 60%. On pourrait être tenté d'y voir une coupure efficace du bruit ; cependant, une simple coupure par taux d'occupation des châssis n'est pas valide pour tous les événements quelle que soit leur luminosité et cette méthode montre déjà des faiblesses patentes pour la caractérisation du Noon Noise. Le seuil actuel d'occupation pour le flag Noon Noise est fixé à 35% (voir plus haut). Ceci a été la condition la plus efficace pour exclure ces événements, jusqu'à ce que la luminosité intégrée des événements fasse largement dépasser ce seuil d'occupation, supprimant ainsi de nombreux événements de physique. Il faut donc faire évoluer cette définition du Noon Noise avec la luminosité.

3. Effet de halo et occupation des châssis du calorimètre

Avec l'augmentation de la luminosité, on s'attend également à constater une augmentation des collisions de basse énergie déposant des débris à bas angle, ainsi que de l'effet de halo dû à une défocalisation des faisceaux. Ces phénomènes se traduisent par une grande occupation des châssis des bouchons du calorimètre.

- Observation 5 : Pour les runs sans PH, les châssis les plus fortement occupés sont les châssis 1 et 10. correspondant aux bouchons supérieurs Nord (côté des protons). On peut donc relier ces fortes occupations principalement aux collisions de basse énergie. En revanche, pour les runs avec PH, les châssis les plus fortement occupés sont les châssis centraux (2, 3, 8 et 9). Ceci ne nous permet pas d'exclure la présence de ces collisions de basse énergie (et de l'effet de halo) lors de runs PH, mais décorrèle ces effets du PH.

b) Cause matérielle

Au vu de l'importante énergie transverse mesurée dans les châssis centraux et de l'absence de corrélation entre les occupations des différents sous-détecteurs, la source du PH ne saurait être liée à la physique dans le détecteur. On recherche donc une défaillance matérielle.

Le châssis 3 semble être le plus affecté par le bruit PH. On a branché un oscilloscope au niveau de la sortie des préamplificateurs de 3 cellules d'une même tour dans la couche CH pour connaître le motif des oscillations de la tension pour des événements PH. Les tracés de la tension aux bornes des 3 cellules et au niveau 1 du trigger sont présentés sur la Fig. 3.37.

- Observation 8 : L'enveloppe des oscillations se montre une caractéristique bien identifiable des événements PH.

- Observation 8' : Le tracé du trigger montre qu'il reste actif pendant un temps relativement long (quelques microsecondes). Il est donc possible que cette mesure du temps soit assez imprécise pour confondre 2 événements successifs et montrer une activité anormale pour un run valide et inversement. De plus, le trigger de l'oscilloscope et celui du détecteur ont des échelles de temps bien différentes et la

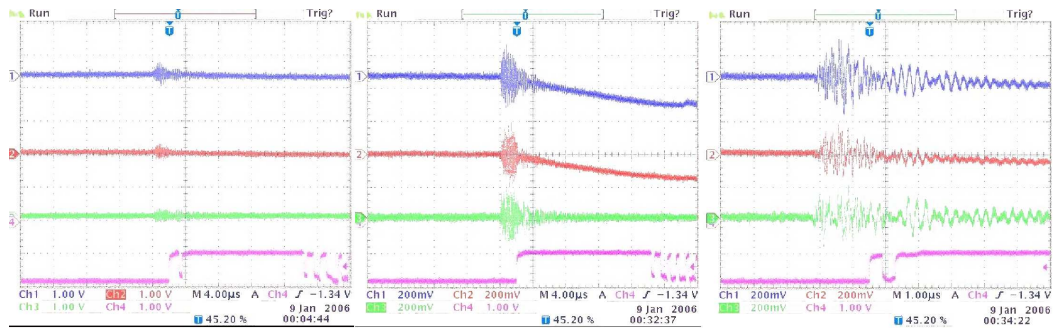


FIG. 3.37 – Tracés de l’oscilloscope pour trois cellules (les trois voies du haut) et le niveau 1 du trigger (en rose en bas). Les figures au milieu et à droite sont des zooms successifs de la figure de gauche.

traduction des mesures des deux appareils est impossible à ce stade de l’étude.

- Observation 8” : Après la période d’activité principale (burst), on peut observer dans les tracés des cellules, une valeur de tension négative, elle aussi caractéristique du PH. Puis la tension se restabilise autour de la valeur moyenne initiale. Cette étude a été menée sur d’autres tours afin de vérifier qu’il s’agit d’un comportement commun à tout événement PH.

D’autres observations (9 et 10) ont été réalisées mais n’ont pu être rattachées à une hypothèse réaliste sur la cause du PH :

- Observation 9 : La haute tension a une influence notable sur les événements PH. Abaisser la haute tension les fait disparaître et l’augmenter de nouveau fait réapparaître le bruit dans la couche CH.
- Observation 10 : On peut constater la présence d’événements PH même sans faisceau.

On a cherché à comprendre quel type de signal dans une cellule pouvait être vu comme un événement PH dans les données. Chaque cellule reçoit un dépôt de charges qui crée un courant. Le signal est amplifié puis subit les fonctions de transfert de la chaîne électronique (BLS, ADC) schématisée sur la Fig. 3.20, jusqu’à la forme finale des données. Il suffirait que le courant créé par le mouvement des charges dans une cellule dépasse une valeur critique I_c pour observer des événements PH. De plus, on ne dispose pas d’une modélisation parfaite de la fonction de transfert de la chaîne électronique (prenant en compte le câblage). Bien qu’elle ait été réalisée partiellement, la modélisation de la réponse moyenne de la chaîne de lecture ne peut nous permettre d’établir une correspondance entre tracé de l’oscilloscope et données du calorimètre. De surcroît, aucune mesure de la capacité des cellules n’a été effectuée en amont et l’on ne dispose que de la forme finale des données pour comprendre le Purple Haze. Le seul moyen d’accéder à une information non filtrée par l’électronique

est de brancher un oscilloscope directement à la sortie des amplificateurs. Malheureusement, l'échelle de temps est complètement différente pour l'oscilloscope et pour les données ; ainsi, il est impossible d'observer sur le scope des événements bruités au temps réel du déclenchement du détecteur et il n'y a pas de moyen de mettre en coïncidence les événements PH en ces 2 points de la chaîne électronique.

c) Bilan

En résumé, on n'observe pas de corrélation entre événements PH et grandes occupations des systèmes à muons. Le PH dépend de la luminosité mais n'est pas corrélé à un effet de halo.

Le bruit ayant "disparu" sans intervention, on peut craindre une réapparition spontanée du Purple Haze avec l'augmentation de la luminosité. D'ailleurs, après une longue période sans manifestation du PH, le bruit est "réapparu" brièvement au printemps 2008. On peut même redouter une persistance du bruit dans le calorimètre à un niveau qui empêcherait sa détection.

Une coupure de l'énergie transverse scalaire à 2 TeV est encore le seul critère pour éliminer les événements PH, représentant entre 0.12 et 0.6% des événements des runs dans lesquels ce bruit est observé. Cependant, nous ne disposons pour l'instant d'aucun moyen d'exclure des données les événements bruités en-deçà de cette limite autrement que par les flags de qualité existants.

On fait acte, de façon générale dans ce type d'étude, de la difficulté d'un traitement systématique des bruits ; trop de caractéristiques sont propres à chacun d'eux (la luminosité initiale, la topologie, etc.). Néanmoins, il est clair que toutes les pistes de recherche n'ont encore pas été exploitées et l'on pourrait poursuivre l'étude par les voies suivantes :

- on a seulement cherché un lien entre dépôts bruts, au niveau des hits, sans reconstruire la trace des événements PH. Ces événements laissent-ils une trace ?
- les données traitées sont analysées après une première étape de suppression de zéro. Quel est le résultat de cette étude sur des données non supprimées ?
- dans une tentative d'unifier les pollutions du signal, on peut chercher à établir un lien avec d'autres bruits connus.
- reste également à étudier avec attention la dépendance du PH à la haute tension.

Tous les événements affectés par les bruits présentés dans cette section sont retirés des analyses de physique. Cette suppression d'événements engendre une diminution de la luminosité analysable de 3% (voir réf. [62]). Cette perte d'acceptance sera appliquée dans l'analyse présentée au chapitre 6.

Chapitre 4

Reconstruction des objets physiques

Une analyse de physique s'appuie sur l'étude de l'état final reconstruit de chaque événement. Il existe des critères d'identification de chaque objet physique, et donc des particules produites dans les interactions. Je donnerai ici les principaux critères d'identification et le principe général de détection des objets utilisés dans les analyses : les traces, les vertex, les objets électromagnétiques, les muons, les jets, l'énergie transverse manquante.

4.1 Traces et vertex primaire

4.1.1 Traces

Les deux composants du détecteur interne, le CFT et le SMT, fournissent l'information nécessaire à la reconstruction des traces et à la mesure de leur impulsion. Grâce au champ magnétique du solénoïde dans lequel est plongé le trajectographe interne, les particules chargées ont une trajectoire hélicoïdale dans le détecteur. L'impulsion de ces particules est le produit de leur rayon de courbure, de leur charge électrique et de la valeur du champ magnétique du solénoïde.

Une trace est considérée comme isolée si la somme des impulsions transverses d'éventuelles traces dans un cône de rayon $\mathcal{R} = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0.4$ centré sur cette trace est $\sum p_T < 2.5$ GeV.

4.1.2 Vertex primaire ou point d'interaction

Pour reconstruire le vertex primaire de l'interaction¹, on doit distinguer les vertex issus de collisions dures de celles de biais minimum (ou interactions multiples). Pour cela, on utilise l'information portée par les traces et notamment le fait que les traces d'événements de biais minimum possèdent une impulsion transverse p_T plus petite

¹Des vertex secondaires ou déplacés sont utilisés dans la caractérisation de jets de quarks b .

que celles de collisions inélastiques [20]. On commence par grouper les traces de même paramètre d'impact (distance au vertex $IP < 3.0$) à un vertex auquel elles seront associées. Puis on calcule une probabilité pour chaque trace de provenir d'un événement de biais minimum en comparant son impulsion transverse p_T avec une distribution simulée de référence des valeurs de p_T des traces d'événements de biais minimum (voir Fig. 4.1). Cette probabilité pour une trace sera appelée probabilité de biais minimum de la trace. En combinant les probabilités de biais minimum des traces associées à un vertex donné, on va définir une probabilité de biais minimum pour le vertex. Le vertex avec la plus faible probabilité de biais minimum sera choisi comme étant le vertex primaire de l'événement.

La reconstruction du vertex primaire repose donc sur l'information que l'on possède sur les traces ; elle va donc dépendre du processus physique considéré et de l'acceptance de la zone détectrice. L'efficacité de reconstruction du vertex primaire est définie comme le rapport du nombre de vertex primaires trouvés sur le nombre total de vertex dans une région donnée. Cette quantité varie en fonction du processus entre 83% (événements simulés $Z \rightarrow \tau\tau$) et plus de 99% (événements simulés $t\bar{t}$) pour une luminosité intégrée de $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, sachant que l'efficacité est plus grande dans la partie centrale du détecteur interne (i.e. pour $|z| < 40 \text{ cm}$) et pour un nombre plus grand de traces.

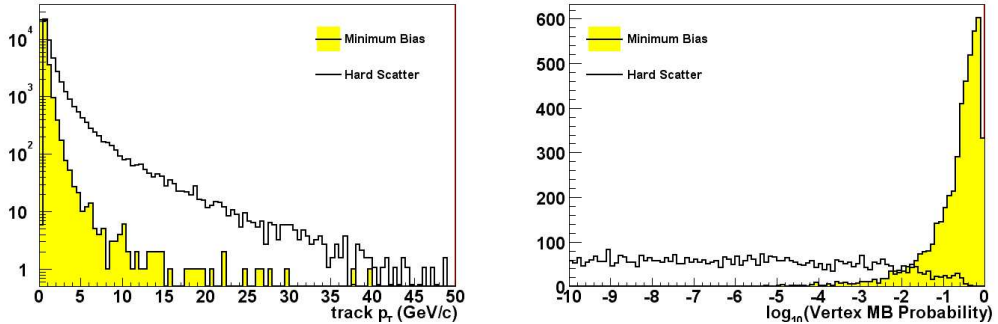


FIG. 4.1 – Distributions simulées des valeurs de l'impulsion transverse en GeV des traces (gauche) et de la probabilité de biais minimum des vertex (droite) provenant d'événements de biais minimum (jaune) ou issus de collisions dures (blanc).

À partir du vertex primaire identifié, on définit les coordonnées physiques ($\eta_{phys}, \phi_{phys}, \dots$) des objets. Les coordonnées "détecteur" ($\eta_{det}, \phi_{det}, \dots$) au contraire, sont calculées par rapport au centre du détecteur.

4.2 Les objets électromagnétiques

Un objet électromagnétique (comme un électron ou un photon) est reconstruit à partir des dépôts d'énergie laissés principalement dans les couches électromagnétiques du calorimètre, dans un cône de rayon $\mathcal{R} = 0.4$ autour de l'objet. En effet, par son passage dans les différentes couches du détecteur, il crée une gerbe de particules dont la forme est caractéristique des objets électromagnétiques. On définit des "tours" dans le calorimètre, cellules du détecteur groupées selon une direction (η, ϕ) de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ et dont l'énergie transverse E_T dépasse un certain seuil pour exclure le bruit électronique (voir section 3.3.5). On définit alors la gerbe comme les tours contenues dans un cône de révolution autour d'une tour initiale choisie en fonction de son contenu énergétique.

De plus, s'ils proviennent de particules chargées comme les électrons, les amas électromagnétiques peuvent être associés à une trace détectée dans le trajectographe. Une fois l'amas identifié comme électromagnétique, la présence ou l'absence dans le trajectographe d'une trace associée à l'amas détermine la nature et la charge de l'objet EM : électron, positron ou photon. Quand on dispose d'informations de bonne qualité sur l'amas et la trace, on peut calculer la quantité

$$\chi^2 = \underbrace{\left(\frac{\Delta\phi}{\sigma_\phi}\right)^2 + \left(\frac{\Delta z}{\sigma_z}\right)^2}_{\text{spatial}} + \underbrace{\left(\frac{E_T/p_T - 1}{\sigma_{E_T/p_T}}\right)^2}_{\text{temporel}}$$

$\Delta\phi$ et Δz représentent la "distance" entre l'amas et le vertex primaire, σ_ϕ et σ_z leur écart type. On note E_T l'énergie transverse de l'amas et p_T le moment transverse de la trace. On considère qu'une trace est associée à un amas électromagnétique si la probabilité correspondant à cette quantité χ^2 est inférieure à 0.01.

Dans certaines parties du manuscrit, et notamment le chapitre décrivant l'analyse elle-même, dans la mesure où nous n'utilisons pas l'information sur la charge de l'objet traité, seront appelés "électrons" les leptons et anti-leptons chargés de la première famille, c'est-à-dire les électrons e^- et les positrons e^+ .

4.2.1 Critères d'identification et qualité

La qualité d'un électron est l'ensemble des coupures sur les variables reconstruites comme son impulsion transverse, sa pseudorapidité η ou encore la forme de la gerbe produite par le passage des particules électromagnétiques dans le calorimètre [29].

Un amas d'énergie est considéré comme électromagnétique (EM) s'il satisfait les critères d'identification suivants :

- ID , le type de particule selon la classification de [30] : $ID = 10$ si c'est un photon, $ID = \pm 11$ si c'est un électron.
- EMf , la fraction de son énergie totale déposée dans les couches EM et FH1 du calorimètre et qui pour un électron doit être

$$EMf = \sum E_{EM+FH1} / \sum E \geq 90\%$$

- l'isolation de l'amas dans le calorimètre définie comme

$$iso = \frac{E_{tot}(0.4) - E_{EM}(0.2)}{E_{EM}(0.2)}$$

où $E_{tot}(0.4)$ est l'énergie totale de la gerbe déposée dans le calorimètre dans un cône de rayon $\mathcal{R} = 0.4$ et $E_{EM}(0.2)$ est la part de cette énergie déposée dans les couches EM dans un cône de rayon $\mathcal{R} = 0.2$ autour de l'objet EM. On choisit généralement la valeur de coupure $iso < 0.20$.

L'objet EM doit également être isolé d'autres dépôts calorimétriques comme les gerbes hadroniques (jets). On posera donc une condition sur la distance entre les gerbes électromagnétiques et les jets : $\mathcal{R}(\text{EM}, \text{jets}) > 0.5$.

- la forme de leur gerbe, un critère de sélection puissant puisqu'il permet de distinguer les objets EM des jets. La gerbe se développe et dépose une fraction de son énergie dans les cellules du calorimètre. Tous ces dépôts dans les différentes couches du détecteur sont corrélés entre eux car l'énergie totale d'une gerbe est finie. Pour tenir compte de ces corrélations, on définit une matrice de covariance M , fonction de d observables reliées aux développements longitudinal et transversal de la gerbe. Pour deux variables x_i et x_j aux valeurs moyennes générées par simulation Monte Carlo \bar{x}_i et \bar{x}_j , et un nombre total N d'électrons, la matrice M_{ij} est définie comme :

$$M_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (x_i^n - \bar{x}_i)(x_j^n - \bar{x}_j)$$

On associe ensuite à chaque objet une quantité $\chi^2(H)$ qui est petite si la forme de la gerbe est de type EM :

$$\chi^2(H) = \sum_{i,j=1}^d (x_i' - \bar{x}_i) H_{ij} (x_j' - \bar{x}_j)$$

où $H_{ij} = M_{ij}^{-1}$.

Le calcul de la quantité $\chi^2(H)$ peut se faire dans le calorimètre central ou dans les bouchons. Pour les électrons détectés dans le CC, on utilise généralement une version de $\chi^2(H)$ qui est une fonction de 7 variables, et que l'on nomme HMx7. Ces variables sont : la fraction d'énergie déposée dans chacune des quatre couches EM du calorimètre, le développement en η et ϕ de la gerbe dans la couche EM3², le logarithme de l'énergie de l'amas, et la coordonnée z

²La couche EM3 est plus finement segmentée que les trois autres couches EM car au Run I, elle accueillait la plus grande partie de la gerbe. Avec l'ajout du solénoïde et donc de matière devant le calorimètre au Run II, le développement de la gerbe est maintenant maximal dans EM1.

du vertex. Pour les électrons dans les bouchons du calorimètre, on utilise une version à huit variables, appelée HMx8, fonction des sept variables d'HMx7 ainsi que de la largeur en z de la gerbe dans la couche EM3. Un choix usuel est $\text{HMx7} \leq 50$.

- dans le cas des électrons, on impose une condition sur l'impulsion transverse de sa trace ($p_T(\text{trace}) > 5 \text{ GeV}$) afin de rejeter les objets plus probablement produits dans des collisions secondaires.

4.2.2 Alias

On définit trois principaux types d'électrons :

- *loose* : pour qualifier un électron satisfaisant les caractéristiques minimales du standard d'identification des électrons ($ID = 10$ ou ± 11 , $EMf > 0.9$, $iso < 0.20$). En général, les électrons *loose* sont utilisés lors des phases préliminaires de l'analyse (présélection).
- *tight* : pour qualifier un électron satisfaisant tous les critères d'identification les plus sévères. En général, les électrons *tight* vont correspondre à la qualité d'objet recherchée dans l'état final de l'analyse. Dans l'analyse présentée au chapitre 6, un amas est dit *tight* si une trace lui est associée avec un χ^2 spatial et temporel, et si $iso < 0.15$. Les électrons *tight* doivent également avoir une forme de gerbe EM. Souvent, on définit un critère de vraisemblance relié à la qualité de la trace de l'électron et à la forme de sa gerbe. On regroupe alors les qualités de l'électron *tight* comme la qualité *loose* plus une condition sur la vraisemblance (LHood), e.g. $\text{LHood} > 0.85$.
- *fake* : pour qualifier un faux électron, i.e. généralement un jet reconstruit comme un électron et qui aurait donc passé les conditions d'identification des électrons, sauf une, comme la forme de gerbe par exemple. Dans le cas présent, on appellera *fake* un objet électromagnétique *loose* qui satisfait aux conditions sur EMf et sur iso , mais pour qui celles sur la forme de la gerbe (HMx) sont inversées (e.g. $\text{HMx7} > 15$, $\text{HMx8} > 30$).

Ces valeurs limites pour HMx sont extraites d'études précédentes [12] qui ont montré une bonne reconstruction des objets EM et un rejet efficace du bruit de fond.

4.2.3 Efficacité de reconstruction des électrons (EMID)

L'efficacité d'identification des gerbes électromagnétiques est calculée grâce au logiciel `em_cert` [31], à partir de désintégrations $Z \rightarrow ee$ sur des données et des événements simulés. Pour déterminer l'efficacité d'un critère d'identification particulier, on utilise une méthode d'étiquetage dite *tag & probe* : on utilise des événements dont la masse invariante M_{ee} est comprise entre 80 et 100 GeV (notés ci-après "pic du Z") et dont au moins un électron satisfait les conditions de qualité *tight*. On postule alors que cet électron est l'un des deux électrons issus de la désintégration d'un boson Z.

On évalue ensuite l'efficacité ϵ de l'ensemble des coupures à tester en regardant pour chaque événement si le second électron a passé ou non la coupure à l'étude.

$$\epsilon = \frac{n_{pass}}{n_{pass} + n_{fail}}$$

n_{pass} (n_{fail}) est le nombre d'événements ayant passé (resp. n'ayant pas passé) la coupure étudiée. Donc, l'électron de référence étant de type *tight* (t), si l'on admet que dans les cas *pass*, l'électron test peut être lui aussi de qualité *tight* ou simplement passer (p) la coupure à l'étude, l'expression de l'efficacité d'un critère d'identification devient :

$$\epsilon = \frac{2n_{tt} + n_{tp}}{2n_{tt} + n_{tp} + n_{tf}}$$

En résultat de ce calcul, on observe que l'efficacité de reconstruction est meilleure dans le calorimètre central (CC) que dans les calorimètres bouchons (EC). Pour cette raison, nous n'utiliserons pas dans l'analyse d'événements dans lesquels les deux électrons de plus grande impulsion transverse sont détectés dans les EC.

Parce que l'efficacité des critères d'identification n'est pas la même pour les données et pour les événements générés, on doit corriger l'efficacité d'identification des électrons simulés par des facteurs de correction. Le facteur global de correction d'identification comporte deux termes : la correction de l'efficacité des critères de préselection ($Fpres$), paramétrée en fonction de η_{det} de l'électron ($\eta_{det} \in [-3.5; 3.5]$, par pas de 0.2), et celle de l'efficacité de sélection ($Fsel$), fonction de η_{det} et ϕ_{det} ($\phi_{det} \in [0; 2\pi]$, par pas de $\pi/8$). Au final, on pondère chaque événement par le produit des facteurs de préselection et de sélection correspondant à chaque électron (noté $e1$ ou $e2$) considéré.

e.g. :

$$\text{Poids pour un événement avec deux électrons} = Fpres_{e1} \times Fsel_{e1} \times Fpres_{e2} \times Fsel_{e2}$$

	$Fpres$	$Fsel$	$Fpres \times Fsel$
ECN	0.96	0.78	0.75
CC	0.99	0.89	0.88
ECS	0.98	0.85	0.88

TAB. 4.1 – Facteurs moyens de correction de l'efficacité d'identification des électrons.

4.3 Muons

Dans certaines parties du manuscrit, et notamment le chapitre décrivant l'analyse elle-même, dans la mesure où nous n'utilisons pas l'information sur la charge de

l'objet traité, j'appellerai "muon" les leptons et anti-leptons chargés de la deuxième famille, c'est-à-dire les muons μ^- et les antimuons μ^+ .

Principes de détection Les muons sont principalement détectés dans les chambres à dérive du système à muons. Ils déposent également une très petite portion de leur énergie dans le calorimètre, à peine au niveau du seuil d'ionisation de l'argon liquide. Cette énergie est dite minimum d'ionisation.

Les muons laissent également une trace dans le trajectographe puisque ce sont des particules chargées.

Type et qualité De même que pour les électrons, les muons sont nommés selon les critères d'identification qu'ils satisfont. Les coupures les moins sévères correspondent à des qualités de présélection en général, alors que les plus sévères peuvent convenir à la qualité d'objet sélectionné pour la caractérisation du signal recherché.

Les muons reconstruits sont classés selon deux paramètres : leur type et leur qualité [32]. Le type du muon est donné par le paramètre *Nseg*. Si *Nseg* est positif (négatif), cela signifie que le muon reconstruit localement dans le système à muons a pu être (n'a pu être) associé à une trace dans le trajectographe. La valeur absolue du paramètre *Nseg* (1, 2, ou 3) indique le nombre de couches (A, B et C) des chambres à dérive touchées par le muon. Le second paramètre est relié à la qualité du muon. Il peut être *Loose*, *Medium* ou *Tight*.

On appellera, dans ce texte, des muons standards ou *MediumNseg3*, les muons satisfaisant les critères suivants :

- au moins deux coups dans les fils de la couche A
- au moins un coup dans le scintillateur de la couche A
- au moins deux coups dans les fils des couches B et C
- au moins un coup dans le scintillateur des couches B et C (sauf pour les muons centraux avec moins de quatre coups dans les fils des couches B et C)

4.4 Jets

Les jets sont la signature de la production dans le détecteur, de quarks ou de gluons issus de la collision. Ceux-ci s'hadronisent aussitôt qu'ils sont produits et les hadrons ainsi formés se propagent en une gerbe centrée sur la direction de vol des quarks incidents (voir Fig. 4.2). Les particules chargées qui les composent laissent généralement une trace observée dans le trajectographe. Les hadrons déposent la plus grande part de leur énergie dans les couches électromagnétiques et hadroniques du calorimètre et les agrégats d'énergie détectés seront reconstruits sous forme de jets hadroniques.

4.4.1 Algorithmes de reconstruction

Le but d'un algorithme de cône est d'identifier les jets hadroniques et de déterminer leurs variables cinématiques. La reconstruction d'un jet passe par trois étapes

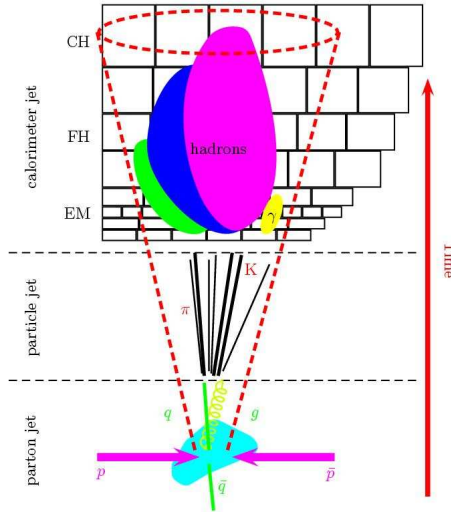


FIG. 4.2 – Schéma de l'évolution d'une gerbe hadronique depuis la collision dure des partons jusqu'au jet détecté dans le calorimètre.

successives correspondant à trois algorithmes de cône : la reconnaissance des amas par le *Simple Cone Algorithm* (SCA), la formation des proto-jets avec l'*Improved Legacy Cone Algorithm* (ILCA) et enfin la définition des jets finals par la procédure dite de *Splitting & Merging* (SMA).

Le premier algorithme, le SCA, a pour but d'identifier simplement les amas calorimétriques dans un cône de rayon $\mathcal{R} = 0.3$. On ne conserve l'amas que si son énergie totale est $E > 1$ GeV et déposée dans au moins deux tours du calorimètre³.

Puis l'ILCA va regrouper les tours touchées par les amas proches formés par le SCA en des "proto-jets", ou cônes stables de rayon $\mathcal{R} = 0.5$ ("JCCB") ou $\mathcal{R} = 0.7$ ("JCCA"). Dans l'analyse, nous allons utiliser des cônes de rayon 0.5.

Enfin, en utilisant la méthode SMA, les proto-jets seront différenciés ou confondus deux-à-deux de façon à former les jets finals : distincts si l'intersection de leurs tours est vide ou si le rapport de l'énergie transverse de l'intersection sur celle du proto-jet de plus bas p_T est inférieur à 50%, et confondus si l'intersection de leurs tours est non-nulle et que le rapport de l'énergie transverse de l'intersection sur celle du proto-jet de plus basse impulsion est supérieur à 50%. Si les proto-jets ne sont pas confondus, l'énergie des cellules de l'intersection est assignée au jet le plus proche. De plus, les jets finals ne seront conservés que si leur énergie totale est $E_T > 6$ GeV.

³Pour éviter des cas pathologiques de cellules "chaudes", il faut de plus que la différence entre l'impulsion transverse d'une tour et de l'impulsion transverse de la cellule de plus haute énergie soit supérieure à 0.5 GeV.

4.4.2 Critères d'identification

Un jet doit être considéré comme mauvais s'il est créé par un bruit calorimétrique ou s'il est la conséquence de la mauvaise reconstruction d'une gerbe électromagnétique, par exemple. On doit donc appliquer dans une analyse, un certain nombre de critères pour s'assurer de la qualité du jet. Un "bon" jet doit avoir les caractéristiques suivantes :

- une fraction de son énergie dans la couche hadronique grossière (CHf) petite, afin de limiter le bruit électronique : $CHf < 0.4$
- une fraction de son énergie dans les couches électromagnétiques (EMf) bornée : $0.05 < EMf < 0.85$
- être confirmé par le niveau 1 du système de déclenchement pour réduire les imprécisions de lecture : en effet, à la sortie des préamplificateurs du calorimètre, à l'entrée des cartes BLS, la chaîne de lecture est "divisée" en deux circuits, la lecture de précision et le niveau 1 du système de déclenchement. Afin de confirmer la lecture de précision, on définit $L1_{ratio}$ le rapport de l'impulsion transverse mesurée au niveau 1 par la valeur de l'impulsion p_T donnée par la lecture de précision. $L1_{ratio}$ doit être au moins de 50% dans le cas général et non moins de 10% dans les cas de jets excentrés et de faible impulsion transverse.

L'efficacité de reconstruction d'un jet (pour les données et les événements simulés) atteint un plateau autour d'une énergie du jet $E_T = 50$ GeV.

A cause de photomultiplicateurs de l'ICD défectueux, certains jets montrent une distribution anormale de la pseudorapidité [33] comme l'illustre la Fig. 4.3. On retirera ces jets de l'analyse en fonction de leurs coordonnées η et ϕ .

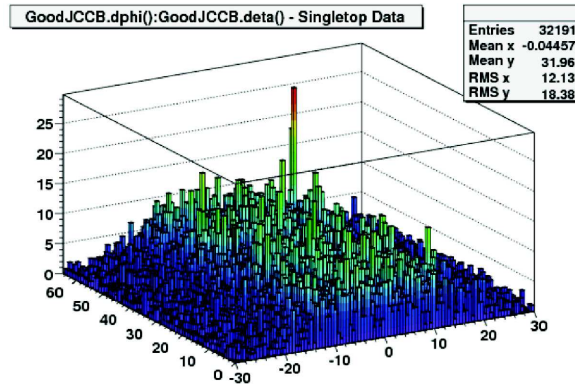


FIG. 4.3 – Exemple de jets affectés par un dysfonctionnement de photomultiplicateurs de l'ICD, vus dans le plan (η, ϕ) .

4.4.3 Traitements spécifiques

On calcule et applique une correction de l'échelle d'énergie des jets (Jet Energy Scale, JES) [34] afin de relier l'énergie du jet mesurée dans le détecteur avec l'énergie du jet de particules. L'énergie corrigée du jet E_{corr} est reliée à l'énergie mesurée E_{mes} par :

$$E_{corr} = \frac{E_{mes} - \mathcal{O}}{R_{jet} \times F_{\eta} \times \mathcal{S}} \times k_{bias}$$

La procédure de correction implique divers facteurs de sous-corrrections qui sont dérivés et appliqués séquentiellement.

\mathcal{O} pour “offset”, est l'énergie dans le cône qui n'est pas associée au processus de collision dure. Il inclut des contributions de bruits électroniques, de collisions secondaires, de l'effet d'empilement (pile-up) et de la radioactivité de l'uranium. L'offset dépend du rayon du cône du jet, de sa pseudorapidité, du nombre de vertex primaires reconstruits et de la luminosité instantanée.

R_{jet} est la réponse absolue du calorimètre central aux jets de particules. Elle est déterminée sur des données et des événements simulés séparément à l'aide d'événements γ + jet c'est-à-dire dans lesquels un jet et un photon sont produits dos à dos. Pour un rayon de cône et une pseudorapidité du jet η_{jet} donnés, R_{jet} dépend principalement de l'énergie estimée du jet de particules, comme le montre la Fig. 4.4a. De plus, $R_{jet} < 1$ puisque de l'énergie est perdue dans la matière devant le calorimètre et dans les parties non instrumentées entre les modules du détecteur, et parce que la réponse du calorimètre aux hadrons est inférieure et moins linéaire que la réponse aux objets EM (calorimètre non-compensant, voir plus loin dans cette section).

F_{η} est la réponse relative du calorimètre. Elle permet d'intercaler la réponse en énergie du calorimètre en fonction de la pseudorapidité du jet (voir Fig. 4.4b).

\mathcal{S} comme “showering” est la correction de la fraction d'énergie déposée hors du cône du jet par des particules du jet de particules. Ce facteur corrige aussi de l'énergie déposée dans le cône par des particules qui n'appartiennent pas au jet de particules. \mathcal{S} dépend principalement du rayon du cône du jet, de l'énergie contenue dans le cône, de la pseudorapidité η_{jet} et de l'énergie totale des particules du jet de particules.

k_{bias} corrige des biais restants comme les effets de suppression de zéro dans le calorimètre ou les biais introduits par des coupures sur la cinématique des événements γ + jet utilisés.

Certains jets comportent des muons dans leur cône ; il faut donc corriger l'énergie du jet en prenant en compte l'énergie d'ionisation du muon.

Ces corrections sont estimées séparément pour les données et pour les événements simulés. La correction de l'échelle d'énergie des jets est de l'ordre de 30% pour un jet de 30 GeV détecté dans la partie centrale du calorimètre. En outre, la correction de l'énergie des jets simulés est différente de celle des jets des données ; il faut appliquer aux jets simulés, après correction de leur échelle d'énergie, un traitement spécifique

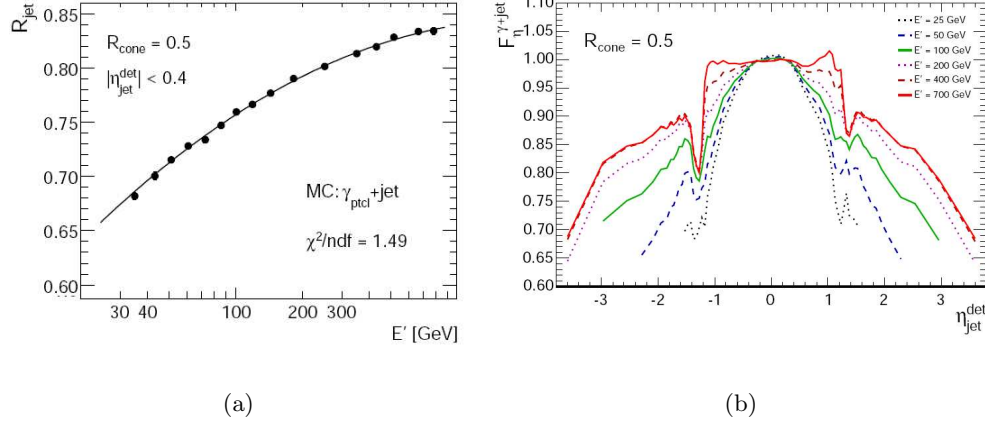


FIG. 4.4 – Réponse absolue du calorimètre à un jet de rayon $\mathcal{R} = 0.5$ et de pseudo-rapidité $|\eta_{jet}| < 0.4$ pour des événements $\gamma + \text{jet}$ (a). Réponse relative en fonction de la pseudorapidité η_{jet} (b).

développé au sein de la collaboration à partir de 2005 : Jet SSR (*Smearing Shifting and Removing*) [35, 36, 37]. On utilise des événements $\gamma + \text{jet}$ ou $Z + \text{jet}$, c'est-à-dire pour lesquels un jet et un boson (γ ou Z) ont été produits dos à dos. Pour corriger les différences observées entre données et événements simulés, on mesure la quantité

$$\Delta S = \frac{p_T^{jet} - p_T^{\gamma/Z}}{p_T^{\gamma/Z}}$$

qui est une mesure du déséquilibre entre l'impulsion transverse du jet et de celle du γ ou du Z . On compare la distribution des valeurs de ΔS pour les données et pour des événements simulés. Cette comparaison est paramétrée par l'impulsion transverse du boson, connue avec une meilleure précision que celle du jet, puis ajustée pour extraire les paramètres de la correction. Les jets simulés ont généralement une résolution meilleure que les jets de données : on va donc étaler (*Smearing*) et recentrer (*Shifting*) la distribution des valeurs de leur énergie pour se ramener à une mesure de l'énergie plus proche de celle des données de physique. Le facteur de correction de l'efficacité de reconstruction des jets (rapport des efficacités données/événements simulés) est stable à partir d'une impulsion transverse du jet $p_T^{jet} \simeq 15$ GeV. On rejettera donc les jets avec une impulsion $p_T^{jet} < 15$ GeV (*Removing*).

4.4.4 Résolution de l'énergie du jet

Le calorimètre de $D\bar{O}$ est dit non-compensant, c'est-à-dire que la réponse du détecteur aux dépôts d'énergie électromagnétique est supérieure à la réponse à un dépôt hadronique de même énergie ($e/\pi \neq 1$). Ceci impacte directement la résolution

sur la mesure de l'énergie du jet, car un jet est composé de dépôts électromagnétiques et hadroniques. On peut essayer d'améliorer cette résolution par des méthodes logicielles de pondération des cellules du calorimètre, dont un exemple est présenté au chapitre 5. Cette méthode, non encore implémentée dans les algorithmes de reconstruction des objets, a déjà fait la preuve de son efficacité sur les événements simulés.

4.5 Énergie transverse manquante

L'état final de l'analyse $LQ\bar{L}\bar{Q} \rightarrow eejj$ ne comporte pas d'énergie transverse manquante; cependant, je mentionne ici son existence par souci de complétude de la revue des objets reconstruits.

Les particules interagissant faiblement avec le détecteur, les neutrinos par exemple, sont à l'origine de ce que l'on appelle de l'énergie manquante. Particules souvent dépourvues de charge électrique, et ne déposant qu'une infime et indétectable partie de leur énergie dans le calorimètre, leur caractérisation passe par une détection indirecte : lors du bilan énergétique réalisé dans le plan transverse à l'axe du faisceau, on peut noter un défaut d'énergie que l'on attribuera pour sa plus grande part à ces particules qui échappent à la détection directe.

4.6 Cadre de travail et outils de traitement

L'analyse présentée au chapitre 6 a été réalisée dans l'environnement logiciel de travail de la collaboration : CAFE (*Common Analysis Format environment*). C'est un cadre permettant l'accès et le développement d'outils de traitement standard (sélection des objets physiques et des événements, application des facteurs de correction de l'efficacité, etc.)⁴. La liste des versions officielles des logiciels compatibles avec la version du cadre de travail est donnée dans la référence [38]. Dans la suite, tous les traitements des objets ou événements passent par ce cadre de travail.

Ces outils sont adaptés au traitement par le programme ROOT [39] du format de données CAF, aussi appelés CAFtrees.

4.7 La simulation

La simulation des événements se compose de plusieurs étapes : la génération, la simulation du passage des particules dans le détecteur et des coups enregistrés par les différents sous-détecteurs, et enfin la reconstruction des événements.

4.7.1 Les générateurs

L'enjeu des générateurs est de donner une description aussi précise que possible des propriétés des événements dans un large panel de réactions, et plus parti-

⁴En tant qu'analyste, j'ai participé au développement de ces outils.

culièrement celles pour lesquelles les interactions fortes sont impliquées, i.e. où des états finals multihadroniques sont produits.

PYTHIA [40] est un outil standard pour la génération de collisions de haute énergie. Le programme intègre un ensemble de modèles décrivant les processus physiques depuis la collision dure de quelques corps jusqu'à un état final multihadronique complexe (principalement des processus de types $2 \rightarrow 2$ et $2 \rightarrow 1 \rightarrow 2$).

Il s'appuie sur des éléments de matrice à l'ordre dominant (en anglais *Leading Order*, LO) pour générer des radiations de gluons dans l'état final ou initial d'une réaction (ISR et FSR) et modélise les gerbes de partons à partir de ces radiations (grâce à un algorithme de *Parton Showering*). Il décrit également des interactions multiples parton-parton, des rémanences de faisceau, d'événements sous-jacents, des fragmentations et désintégrations de particules.

On l'utilise aussi bien pour la génération de processus du MS (Higgs compris), que pour des phénomènes nouveaux : SUSY (essentiellement des processus conservant la R-Parité), Dimensions Supplémentaires, TechniCouleur, modèles composites, etc.

Cependant PYTHIA ne reproduit pas tout à fait le bon nombre de jets, et on peut lui préférer ALPGEN pour la génération d'événements du type $V+n$ jets, $V = W, Z$.

ALPGEN [41] est un outil utilisé pour générer des processus de collisions hadroniques à partir d'éléments de matrice (ME) à l'ordre dominant (LO). C'est un outil très utilisé pour générer les états finals multiparton des collisionneurs hadroniques (de type $2 \rightarrow n$). Les événements générés au niveau des éléments de matrice doivent ensuite passer par un générateur de gerbes de partons (*Parton Showering* ou PS) comme PYTHIA. Lors du processus de PS, on s'assure que le nombre de jets de partons reconstruits après le PS est égal (association exclusive) ou supérieur ou égal (association inclusive) au nombre de partons venant des éléments de matrice. Plus simplement, on peut dire que l'on génère des événements avec un nombre inclusif ou exclusif de gerbes reconstruites si le PS a introduit ou non de nouveaux jets "durs" dans l'état final. Afin de simuler correctement un état final à n jets avec ALPGEN, on doit générer de façon exclusive la partie des processus avec 0 à $n-1$ jets et de façon inclusive le processus avec n jets.

Enfin, on doit s'assurer par une procédure d'appariement (appelée MLM *matching* [42]) de ne pas compter deux fois les radiations de jets additionnels entre ALPGEN et PYTHIA. On génère les processus par intervalles de masse, par exemple $Z+0$ lp (lp = *light parton*) pour une masse de Z comprise entre 60 et 130 GeV.

Parfois cependant, le matching peut échouer. Dans l'analyse présentée au chapitre 6, la masse invariante M_{ee} des lots ALPGEN de Z se désintégrant en leptons chargés est repondérée [43] pour limiter l'effet du problème du générateur décrit dans la référence [44] et illustré sur la Fig. 4.5.

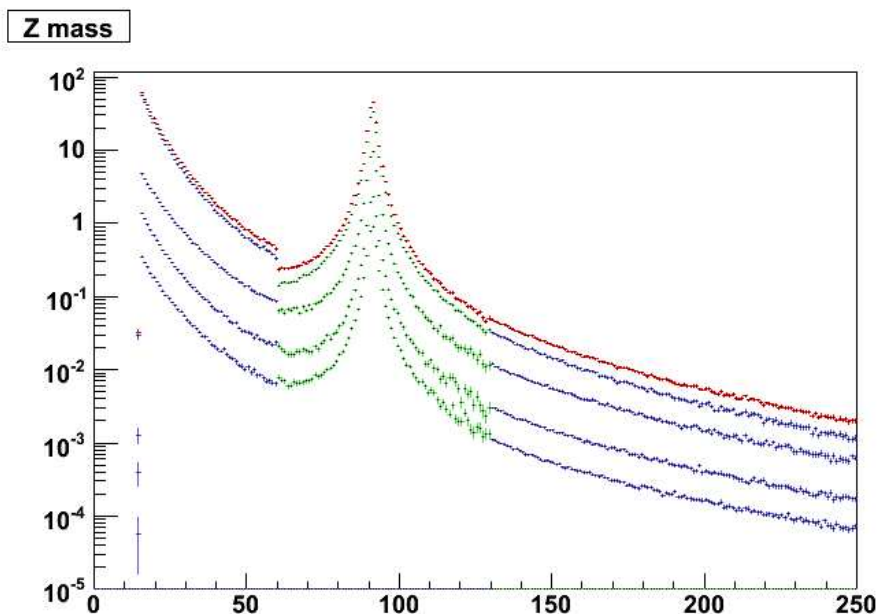


FIG. 4.5 – Masse invariante pour des événements $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ générés avec ALPGEN. De bas en haut : 3 lp inclusif, 2, 1, et 0 lp exclusifs. Les segments bleus et verts illustrent les différents intervalles de masse de Z générés : $[15-60]$ GeV/c^2 , $[60-130]$ GeV/c^2 et $[130-250]$ GeV/c^2 . La somme de tous les lots est représentée en rouge. Les lots sont normalisés à une luminosité arbitraire. Le saut autour de $60 \text{ GeV}/c^2$ est dû à une erreur dans le code d’ALPGEN dans ses versions antérieures à la v2.12.

COMPHEP [45] calcule les éléments de matrice LO de processus multiparton à partir de l’implémentation de leurs lagrangiens. Il est particulièrement adapté à la génération de processus $2 \rightarrow n$ du MS et de SUSY. Il est interfacé avec PYTHIA pour la génération d’événements dans DØ.

MCFM [46] (*Monte Carlo for FeMtobarn processes*) est un logiciel conçu pour calculer les sections efficaces de divers processus impliqués dans des collisions hadroniques avec une section efficace de l’ordre du femtobarn. Il fournit les éléments de matrice LO et NLO de processus $2 \rightarrow n$. Il est particulièrement adapté à la production de bosons de Higgs en association avec des bosons de jauge et des jets. À DØ, il s’emploie essentiellement au calcul de sections efficaces LO et NLO, ainsi qu’à la vérification de la cinématique de réactions au LO et NLO au niveau partonique.

4.7.2 La simulation complète

Après la génération des événements, la simulation repose sur deux programmes : D0gstar et D0Sim. D0gstar (acronyme de *DØ GEANT Simulation of the Total Apparatus Response*) est une interface du logiciel GEANT [47], programme développé

au CERN et qui est utilisé pour simuler le comportement d'une particule dans le détecteur. On peut grâce à D0gstar [48] accéder à la description complète de tous les sous-détecteurs et déterminer la quantité d'énergie déposée dans les différentes zones actives du détecteur. D0Sim [49] simule l'électronique du détecteur, les effets de bruits, d'empilement et les événements sous-jacents. Ceux-ci sont simulés par la superposition aux événements d'événements de biais zéro extraits des données du détecteur. Il prend la sortie de D0gstar en entrée et la numérise pour permettre la reconstruction (par le programme d0reco) des événements en aval de la chaîne de simulation. On doit de plus remarquer que, par défaut, le système de déclenchement n'est pas inclus dans la simulation ; pour cette raison, on devra se placer pour l'analyse au niveau d'efficacité maximale de déclenchement.

Chapitre 5

Amélioration de la résolution sur l'énergie des jets

Ce chapitre décrit la méthode développée dans le but d'améliorer la résolution sur la mesure de l'énergie des jets par une pondération de l'énergie des jets cellule par cellule. Cette méthode s'inspire d'un algorithme élaboré par la collaboration H1 [63]. L'adaptation de cette méthode aux besoins de notre expérience a requis le développement d'outils spécifiques, notamment un algorithme pour accéder aux cellules associées aux jets étudiés. Une des difficultés réside dans le fait que nous avons travaillé à partir d'un format CAFTree de données dans lequel toute l'information n'est pas stockée. Un artifice logiciel a donc dû être conçu pour trouver les cellules qui correspondent aux jets reconstruits. Les premiers résultats obtenus sur des événements simulés par Monte Carlo sont exposés pour deux types de paramétrisation. Les améliorations en termes de résolution et de linéarité sont aussi discutées.

5.1 Motivations

Des études précédemment menées par un groupe de l'expérience ATLAS et plus tôt dans la collaboration H1 ont montré que la résolution sur la mesure de l'énergie des jets peut être améliorée par une pondération de l'énergie des cellules du calorimètre. Quand, à $DØ$, est devenue cruciale la sensibilité à des signaux se caractérisant par des états finals comportant des jets comme la signature du boson de Higgs ou des phénomènes exotiques comme les leptoquarks, nous faisons ici un nouvel effort pour améliorer la résolution sur la mesure de l'énergie des gerbes hadroniques. Fondée sur un algorithme développé par H1, cette méthode de pondération des cellules du détecteur est dite "*upward weighting*" et vise à réduire les effets de non-compensation du calorimètre ; ces derniers sont responsables de la différence d'énergie mesurée entre un électron et un pion de même énergie ($e/\pi > 1$) et dégradent donc la mesure de l'énergie absolue en dispersant la résolution sur la mesure de l'énergie des gerbes hadroniques. À ce stade, nous avons étudié les

améliorations envisageables par cette pondération sur la résolution de la mesure d'énergie des jets de quarks légers (toutefois, cette pondération est destinée à être applicable à toutes sortes de jets, indépendamment de leur composition, et ce en altérant aussi peu que possible la mesure de leur énergie).

Cette technique a permis à la collaboration H1 d'améliorer la résolution sur la mesure de l'énergie des jets pour des données de tests sous faisceau [63] et pour des événements simulés par Monte Carlo [64]. L'une des plus récentes études [65] utilise une paramétrisation de la pondération en densité d'énergie des cellules (l'énergie d'une cellule divisée par son volume). Nous voulons établir la preuve de principe que cette pondération est exploitable dans le cas des objets détectés par $D\bar{O}$. L'objectif de cette tentative est de faire gagner quelques pourcents à la résolution sur la mesure de l'énergie des jets.

Le principe de cet algorithme est présenté dans la section 5.2. La méthode de pondération des cellules à la H1 est développée dans la section 5.3. La partie de l'algorithme dédiée à l'association des cellules du calorimètre aux jets reconstruits est décrite dans la section 5.4. Les premiers résultats obtenus sur des événements simulés γ +jet sont discutés dans les sections 5.5, 5.6 et 5.7.

5.2 Principe

Pour réduire l'effet de non-compensation, une telle pondération dépend de la distinction des composantes électromagnétique (EM) et hadronique (HAD) de la gerbe hadronique. En général, la contribution de plus grande valeur de l'énergie est associée à la partie électromagnétique de la gerbe, alors que la contribution de basse énergie est principalement apportée par ses dépôts hadroniques. La technique proposée par H1 corrige la réponse des cellules de faible signal de façon à équilibrer la réponse des cellules contenant une grande énergie déposée.

5.3 Description de la méthode

Nous allons décrire dans cette section la méthode de pondération des différentes composantes de la gerbe, les événements traités et les paramétrisations possibles de la correction.

5.3.1 Pondérer les différentes contributions du jet

L'idée principale est de majorer la contribution hadronique de la gerbe en pondérant les cellules correspondantes (HAD) du jet par rapport à ses cellules EM, au lieu d'opérer une correction jet à jet.

De façon générale, on peut exprimer l'énergie d'un jet comme la somme des énergies déposées dans chaque cellule du détecteur :

$$E_{jet} = \sum_i E_i^{cell}$$

où E_i^{cell} est l'énergie contenue dans une cellule i donnée. On peut également exprimer l'énergie corrigée de ce jet en fonction des facteurs de corrections pour chaque cellule :

$$E_{corr} = \sum_i \alpha_i E_i^{cell}$$

On se souvient alors que le calorimètre contient un peu plus de 47000 canaux. Il doit donc exister un moyen plus raisonnable de corriger l'énergie des cellules du jet. Le choix de correction le plus simple aurait été de séparer les couches EM des couches HAD, voire d'appliquer notre correction à chaque couche indépendamment. Mais on peut s'attendre à ce que les composantes EM et HAD de la gerbe ne soient pas si facilement distinctes, par exemple si des hadrons interagissent "tôt" avec le détecteur, ils déposeront de l'énergie dans les couches EM. De même, des particules électromagnétiques de grande énergie peuvent déposer une partie de leur énergie très "loin" dans le détecteur. On ne sait pas où se déposent les composantes EM et HAD d'une gerbe.

Afin de prendre en compte le fait que la gerbe se développe dans la profondeur du calorimètre et qu'elle dépose plus ou moins de son énergie dans des cellules de volumes différents, et ainsi de tirer profit de la granularité du calorimètre, on peut commencer par choisir de diviser le calorimètre en 4 parties en profondeur : les couches EM, la couche hadronique fine (FH) et la couche hadronique grossière (CH) sont les trois premières. Les cellules du détecteur inter-cryostat (ICD) ou du *Massless Gap* (MG) ont une moins bonne efficacité de reconstruction et constitueront le "reste" des cellules du calorimètre qui seront repondérées par un coefficient α_{rest} indépendant de l'énergie des cellules. L'énergie corrigée du jet pour un événement k est notée E_{corr}^k . De plus, en considérant qu'il n'y a qu'un seul jet par événement, E_{corr}^k est alors donnée par l'équation 5.1.

$$E_{corr}^k = \sum_{l=em, fh, ch} \alpha_l \left(\sum_i E_i^{cell} \right) + \alpha_{rest} \left(\sum_i E_i^{cell} \right) \quad (5.1)$$

où l est l'indice de la couche considérée. Que peut-on dire des coefficients de correction α_l et α_{rest} ? Quelles sont les contraintes sur le jet dont nous disposons? On cherche à faire la preuve de l'efficacité de cette méthode et on commence par traiter des événements simulés pour lesquels on dispose d'une grande quantité d'informations, et notamment l'énergie du jet de particules E_{ptclj} , qui sera utilisée comme l'énergie de référence. Les coefficients de correction α_l et α_{rest} sont donc déterminés sur des événements simulés en optimisant la différence entre l'énergie reconstruite du jet et l'énergie du jet de particules, c'est-à-dire par la minimisation de la quantité suivante :

$$\chi^2 = \sum_{k=1, N} \left(E_{corr}^k - E_{ptclj} \right)^2 + \lambda \cdot \sum_{k=1, N} \left(E_{corr}^k - E_{ptclj} \right) \quad (5.2)$$

où N est le nombre d'événements et λ est un multiplicateur de Lagrange qui permet de contraindre l'énergie moyenne du jet reconstruit à l'énergie du jet de particules.

En résolvant $d\chi^2 = 0$, on obtient une expression de chaque α_l , α_{rest} et λ en fonction de E^{cell} et E_{ptclj} .

5.3.2 Échantillons et sélection

Pour cette étude, on a utilisé des événements simulés γ +jet avec la version p17.09.01 du programme de simulation et de reconstruction et générés avec PYTHIA¹. Ces événements ont été présélectionnés dans l’environnement CAFE (p21.06.00) avec les critères suivants, fondés sur la configuration standard pour le calcul de la correction de JES et à l’aide du logiciel `jes_tools`.

Cette sélection comprend les critères suivants :

- la suppression des données de mauvaise qualité, e.g. qui comporteraient des bruits calorimétriques
- la sélection des événements avec au moins un bon jet de type JCCB (i.e. reconstruit dans un cône de rayon $\mathcal{R} < 0.5$), en s’assurant que l’on traite le jet de plus grande impulsion dans l’événement
- la sélection d’au moins un vertex primaire placé dans l’acceptance du trajectographe ($|z| < 60$ cm)
- la sélection d’un photon de qualité *loose* (cf. section 4.2.2) détecté dans le Calorimètre Central (CC)
- la suppression des photons mal reconstruits, i.e. pour lesquels des jets sont à une distance $\mathcal{R} = 0.2$ du photon
- la sélection d’au moins 1 couple jet-photon formant un angle minimal $\Delta\phi > 2.5$: puisque le photon et le jet sont produits dos-à-dos, on doit retrouver un angle proche de π entre les deux objets reconstruits
- l’association du photon reconstruit avec le photon de la vérité Monte Carlo dans un cône de rayon $\mathcal{R} < 0.2$
- la propagation de la correction du photon à l’énergie transverse manquante (\cancel{E}_T)

5.3.3 Paramétrisations

Un groupe de la collaboration ATLAS a adapté cette technique de pondération (voir réf. [66]) et comparé les paramétrisations en énergie des cellules et en densité d’énergie des cellules. Il a obtenu de meilleurs résultats pour une paramétrisation en énergie des cellules. Nous avons testé les deux paramétrisations pour déterminer celle qui donne, dans notre cas, la plus grande amélioration de la résolution sur la mesure de l’énergie des jets.

Afin de déterminer les paramètres α de correction et d’obtenir des résultats stables, on définit un découpage par intervalles (*binning*) de la distribution de l’énergie des cellules ou de la densité d’énergie des cellules de façon à ce que chaque

¹Ce sont les mêmes échantillons utilisés pour le calcul de la correction finale de la JES p17 [73].

intervalle contienne à peu près le même nombre d'entrées. Plus précisément, on distingue 2 zones dans ces distributions : un intervalle à haute énergie et un intervalle à basse énergie (voir Fig. 5.1 haut)². Dans cette seconde zone, la distribution peut être ajustée par une fonction exponentielle à plus forte pente que dans la première zone. Chaque zone est divisée en 7 bins (voir FIG. 5.1 bas), donnant un total de 42 intervalles pour les 3 couches du calorimètre central (EM+FH+CH).

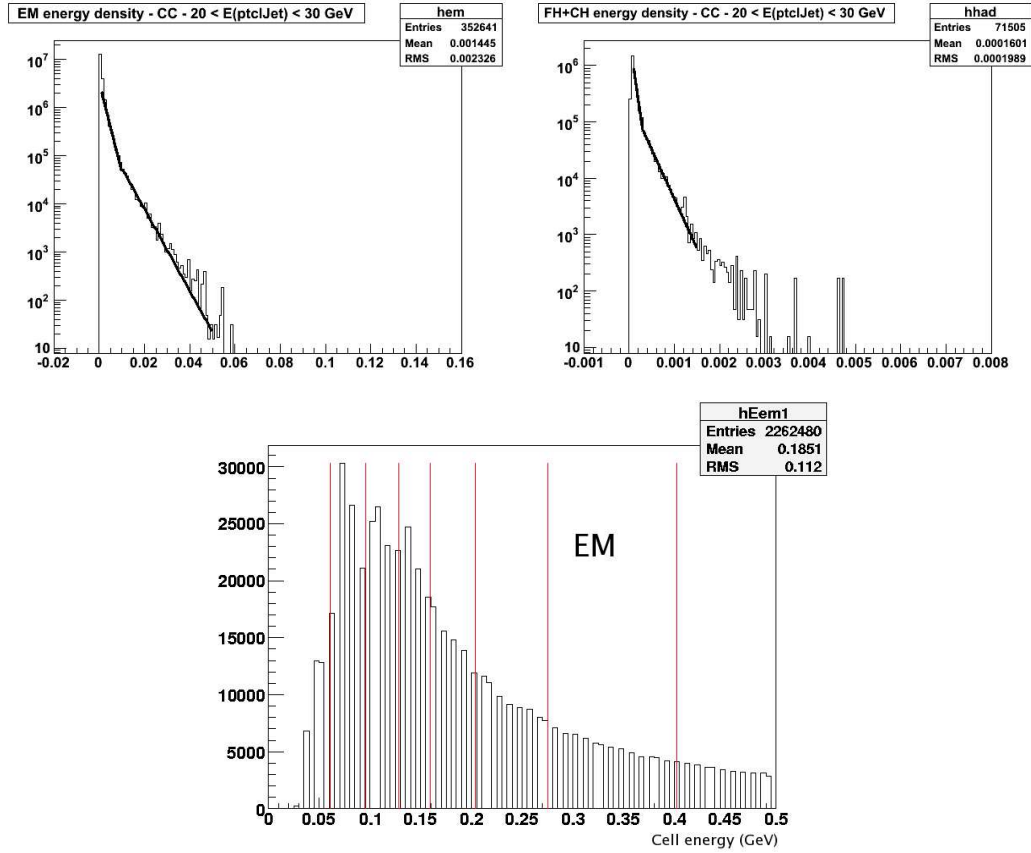


FIG. 5.1 – Découpage des distributions de la densité d'énergie des cellules EM et HAD en GeV/cm^3 pour des jets centraux de 20 à 30 GeV (haut). Division en 7 intervalles de la partie haute du spectre d'énergie des cellules EM (bas).

Le deuxième paramètre de l'optimisation des coefficients est l'énergie du jet de particules. On a traité des sous-ensembles d'événements simulés avec différentes valeurs de l'impulsion du photon $\gamma \hat{p}_T$. Ces sous-ensembles d'événements ont chacun un poids spécifique, fonction de la section efficace du processus et du nombre d'é-

²On remarquera que sur la figure de droite, on a ajouté les deux couches hadroniques pour les besoins de l'ajustement. Les fluctuations statistiques ne sont pas rares dans la couche CH et l'on peut déjà y voir une limite de la méthode. Néanmoins, on ne cherche ici qu'à montrer le comportement à deux pentes des distributions.

vénements simulés dans le sous-ensemble, et l’on applique ce poids aux événements pour les normaliser. Ici, au contraire, afin de ne pas augmenter artificiellement la contribution des zones du spectre contenant peu d’événements et donc d’introduire un biais dû à l’incertitude statistique importante de ces zones, on a choisi les intervalles dans le spectre non pondéré de E_{ptclj} , dans les régions où se concentrent le plus d’événements de chaque sous-lot. Les sept intervalles choisis sont les suivants (en GeV) : [20,30], [40,50], [60,70], [80,90], [100,110], [160,170] et [190,200] (voir Fig. 5.2).

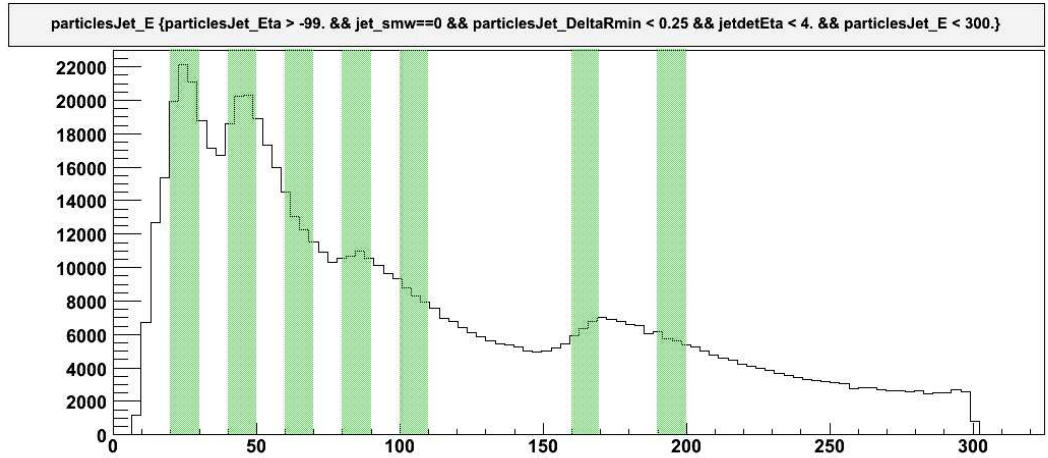


FIG. 5.2 – Les bins d’énergie du jet de particules sont déterminés dans des régions “statistiquement intéressantes” de la distribution non pondérée. On choisit 7 intervalles de 10 GeV.

La paramétrisation en (densité d’) énergie des cellules est définie pour une couche donnée sur un échantillon à basse énergie E_{ptclj} et sera utilisée pour tous les autres intervalles d’énergie du jet de particules. De cette façon, le nombre d’intervalles dans les spectres (de densité) d’énergie des cellules est constant pour chaque couche, mais la valeur moyenne de (la densité de) l’énergie dans chaque bin peut varier avec E_{ptclj} (voir [66] et [67]).

À ce stade de l’étude, nous avons le choix entre deux paramétrisations (énergie ou densité) des cellules du jet, nous disposons d’une paramétrisation de l’énergie de référence, il ne nous manque plus qu’à identifier les “cellules du jet”, c’est-à-dire les cellules comportant des fractions de l’énergie du jet calorimétrique.

5.4 Accès aux cellules associées aux jets

Comme la pondération est faite cellule par cellule, on veut dresser la liste des cellules du calorimètre associées à un jet donné. Pour ce faire au niveau CAFTree,

on recourt à un algorithme de cône simplifié qui fait correspondre le jet avec les cellules touchées par le jet. Plus précisément, on associe les tours du calorimètre au dit “jet étalon”, gerbe hadronique reconstruite et constituée d’amas électromagnétiques et hadroniques (dépôts) dans les couches du calorimètre. Le jet étalon est l’objet reconstruit que l’on veut repondérer.

Cette procédure se décompose en 4 étapes :

- Récupérer la position du vertex primaire (PV)
- Construire pour chaque cellule un quadrivecteur (E_{cell}, dx, dy, dz) où E_{cell} est l’énergie contenue dans la cellule, dx, dy et dz sont les distances au PV
- Reconstruire les tours en ajoutant les quadrivecteurs des cellules de mêmes ϕ et η
- Calculer la distance géométrique \mathcal{R} (en fonction de la rapidité réelle Y et de ϕ) entre une tour donnée et le jet étalon. Comparer cette distance à la taille du cône pour déterminer si la tour appartient ou non au jet.

Pour une tour donnée, on peut dire si une cellule de cette tour est associée ou non au jet étalon.

Dans le “véritable” algorithme de cône [68] utilisé pour la reconstruction des événements de $D\bar{O}$ cependant, une procédure (*splitting & merging*) pour le traitement des jets prévient le double comptage de l’énergie. Une variable, le SplitMergeWord (smw), est définie comme le nombre de fusions (merges) + 100 * nombre de divisions (splits). Le smw est donc égal 0 si aucun merging ou splitting n’a été nécessaire lors de l’utilisation de l’algorithme pour un jet donné. Dans notre algorithme de cône simplifié, nous n’avons pas implémenté de telle méthode de splitting/merging. Pour s’affranchir d’éventuels biais causés par cette lacune de l’algorithme, nous avons choisi dans un premier temps, de fixer le smw à 0 : on observe alors une excellente corrélation entre la somme de l’énergie des cellules du jet et l’énergie du jet étalon (voir FIG. 5.3).

5.5 Premiers résultats avec des événements simulés

Nous allons maintenant présenter les premiers résultats obtenus pour les deux paramétrisations.

Avant de présenter les résultats, une précision importante sur la nature des événements simulés est nécessaire. Afin de reproduire les effets de bruit électronique, d’empilement et d’interactions sous-jacentes présents dans les données réelles, on superpose généralement à la simulation des événements de biais zéro équivalents aux événements observés dans le détecteur lorsqu’il n’y a pas de collisions dures des faisceaux. Nous avons d’abord calculé les coefficients de correction pour des événements simulés avec superposition d’événements de biais zéro, mais nous avons observé un effet sur les α_l à basse énergie dont nous avons voulu nous extraire dans un premier temps pour limiter le nombre de paramètres libres et étudier la dépendance de la correction en fonction de l’énergie des cellules ou de leur densité

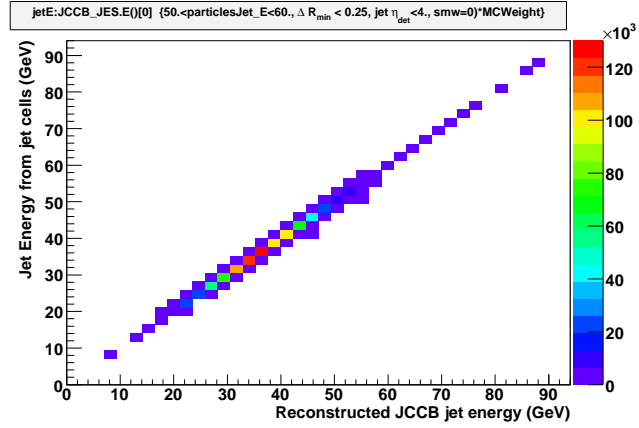


FIG. 5.3 – Corrélation entre l'énergie du jet reconstruit et la somme du énergie des cellules du jet.

dans un cas idéal. Dans ce qui suit donc, tous les résultats sont présentés pour des événements simulés sans superposition d'événements de biais zéro.

5.5.1 Calculer les constantes de correction

Dans l'équation 5.2, on minimise la quantité χ^2 en fonction de toutes les constantes de correction α_l et du multiplicateur de Lagrange λ intervenant dans l'expression de l'énergie corrigée (eq. 5.1). On obtient un système linéaire de $n=42+1$ équations pour les constantes de correction α_l et λ . La solution analytique est obtenue par inversion de matrice.

5.5.1.1 Paramétrisation de la pondération en énergie

Les coefficients de correction α_l obtenus pour chacune des trois couches du calorimètre, avec une paramétrisation en énergie des cellules du jet, et pour une énergie du jet de particules comprise entre 60 et 70 GeV, sont représentés sur la Fig. 5.4. La variable smw est fixée à 0 et la pseudorapidité η du jet est $|\eta| < 0.4$. Les coefficients de correction pour d'autres intervalles sont présentés sur la Fig. 5.5.

La Fig. 5.6 présente les paramètres α_{rest} et λ pour les mêmes conditions.

5.5.1.2 Paramétrisation de la pondération en densité d'énergie

Les coefficients de correction α_l obtenus pour chacune des trois couches du calorimètre, avec une paramétrisation en densité d'énergie des cellules, et pour une énergie du jet de particules comprise entre 60 et 70 GeV, sont représentés sur la Fig. 5.7. La variable $smw=0$ et la pseudorapidité η du jet est $|\eta| < 0.4$. Les α_l pour d'autres intervalles sont présentés sur la Fig. 5.8.

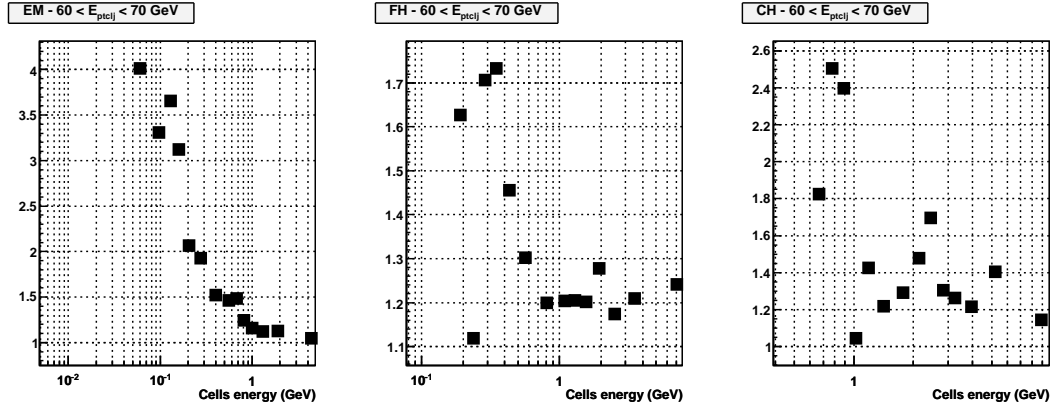


FIG. 5.4 – Coefficients de correction des couches EM, FH et CH, en fonction de l'énergie des cellules du jet, pour une énergie du jet de particules comprise entre 60 et 70 GeV.

La Fig. 5.9 présente les paramètres α_{rest} et λ pour cette paramétrisation.

On voit que les coefficients de correction α_l ont un comportement assez semblable pour les deux paramétrisations : les coefficients des couches EM décroissent en deux phases de l'énergie du jet de particules, selon une pente importante à basse énergie puis atteignent un plateau ou tendent vers l'asymptote $\alpha_{EM} = 1$ à haute énergie. Pour les couches FH, l'asymptote se situe autour de $\alpha_{FH} = 1.2$ et le comportement à basse énergie est moins net que pour les couches EM. Enfin, pour les cellules CH, l'asymptote semble située autour de $\alpha_{CH} = 1.4$ mais les points sont beaucoup plus dispersés en raison de fluctuations statistiques plus importantes que dans les autres couches. Pour compléter cette description de la pondération, on ajustera les α_l de chaque intervalle de E_{ptclj} (voir section 5.6).

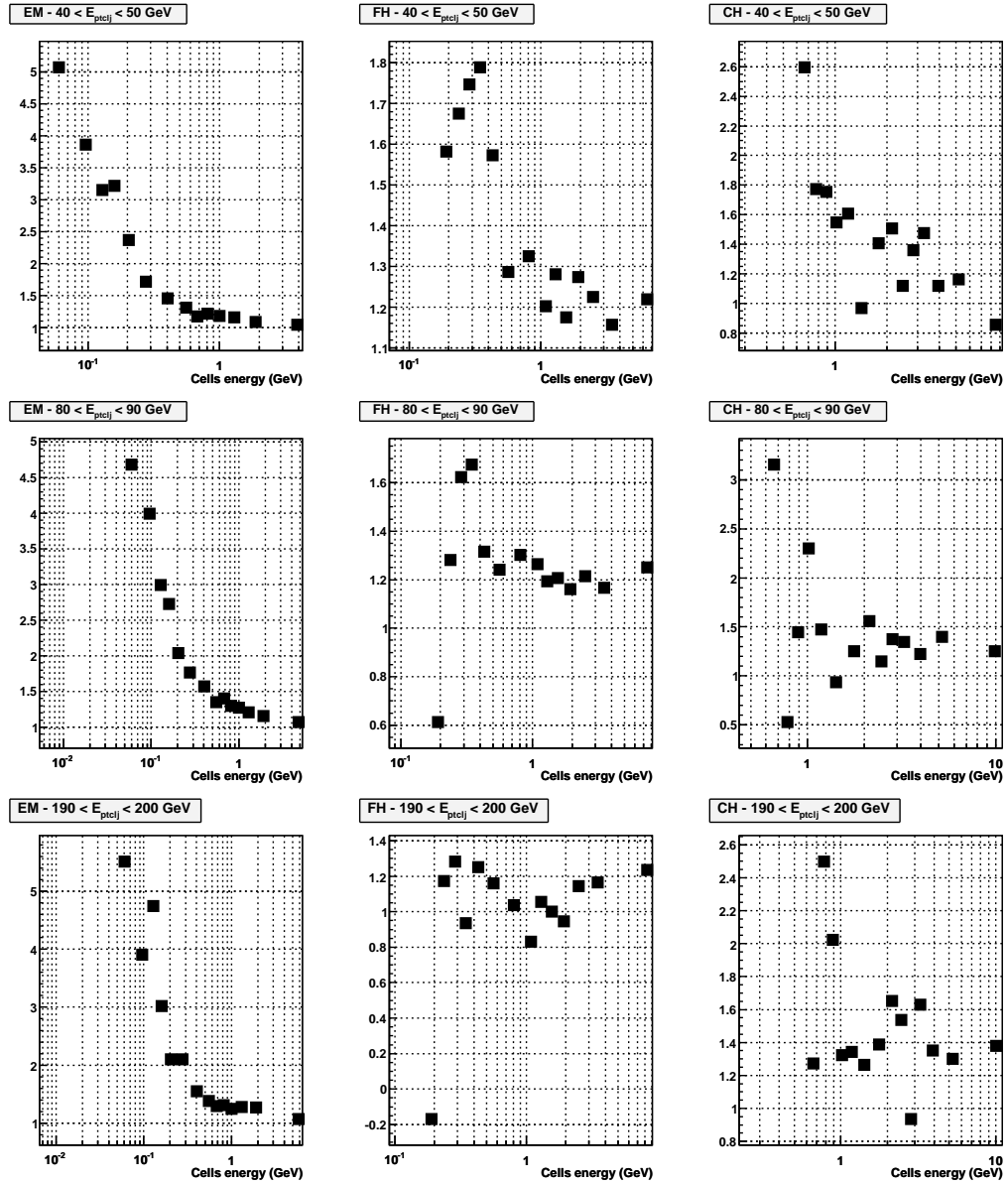


FIG. 5.5 – Coefficients de correction des couches EM, FH et CH, en fonction de l'énergie des cellules du jet.

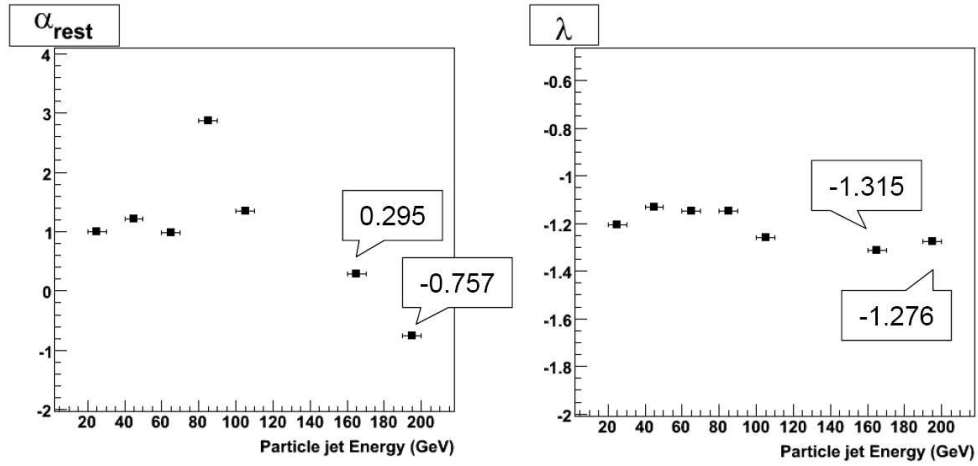


FIG. 5.6 – Coefficients de correction des cellules de l’ICD et du MG (gauche) et paramètre λ (droite), en fonction de l’énergie du jet de particules en GeV.

5.5.2 Impact sur la résolution et la linéarité

La Fig. 5.10 montre l’impact sur la résolution et la linéarité de la pondération (non ajustée) des cellules pour une paramétrisation en énergie, en comparaison avec le cas non pondéré. Cette figure ne renseigne pas sur le gain réel obtenu sur la résolution grâce à la pondération, car on n’a pas pris en compte la correction de l’échelle d’énergie des jets appliquée dans le cas normal.

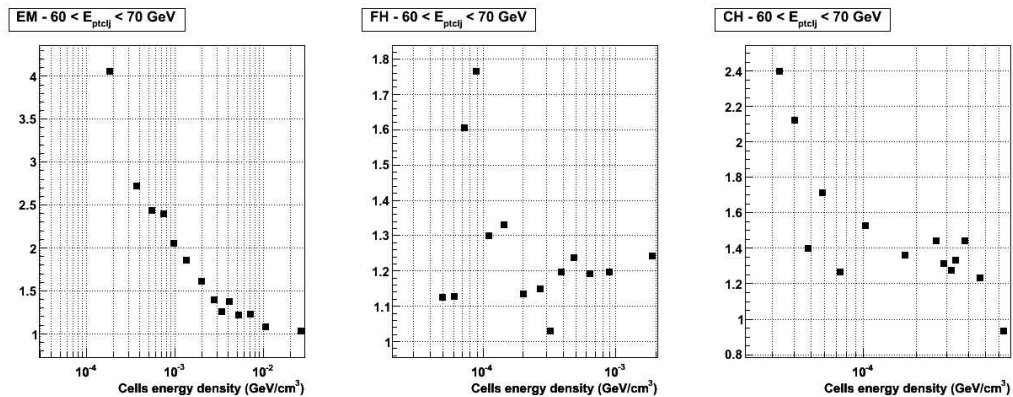


FIG. 5.7 – Coefficients de correction des couches EM, FH et CH, en fonction de la densité d’énergie des cellules du jet, pour une énergie du jet de particules comprise entre 60 et 70 GeV.

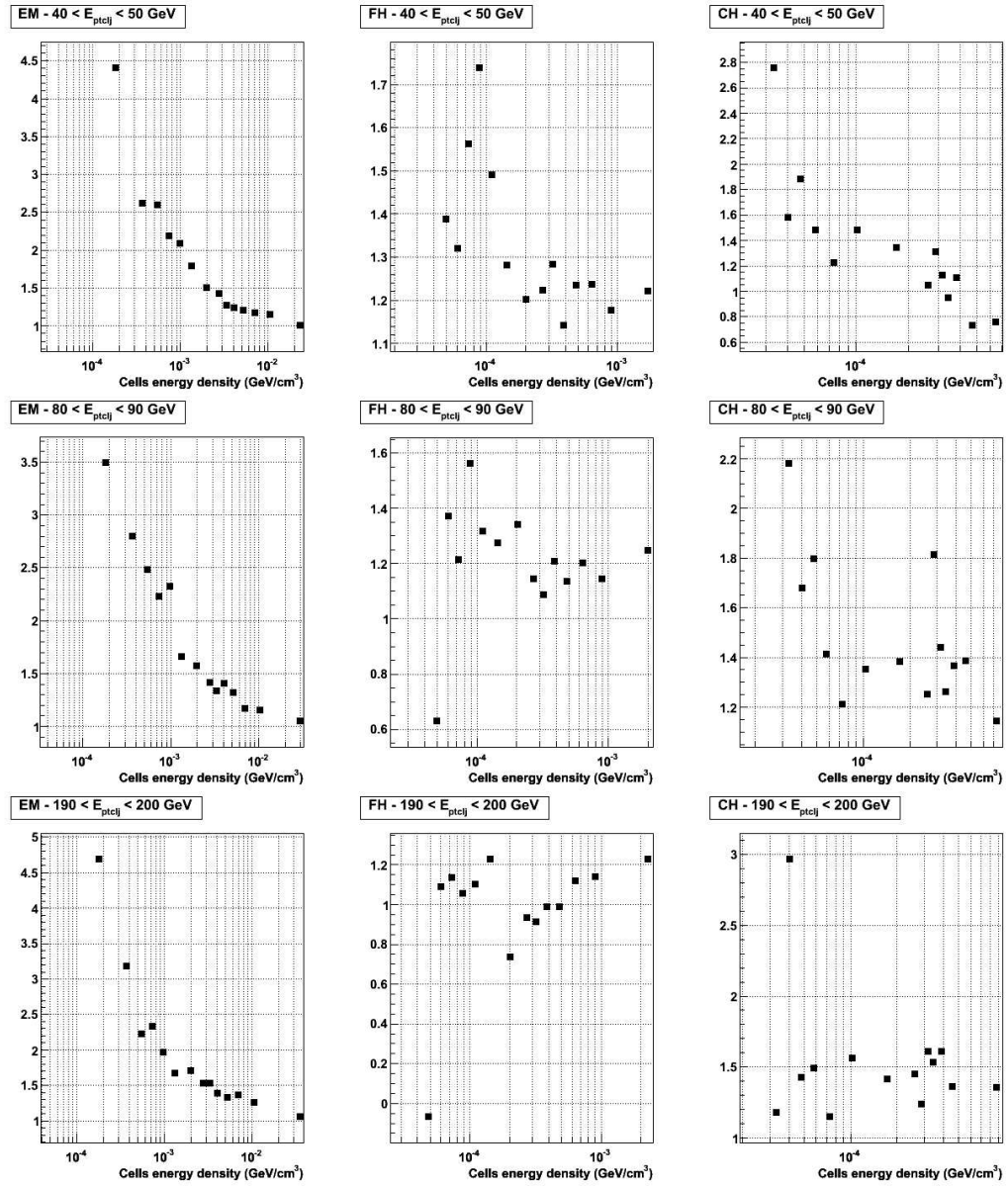


FIG. 5.8 – Coefficients de correction des couches EM, FH et CH, en fonction de la densité d'énergie des cellules du jet.

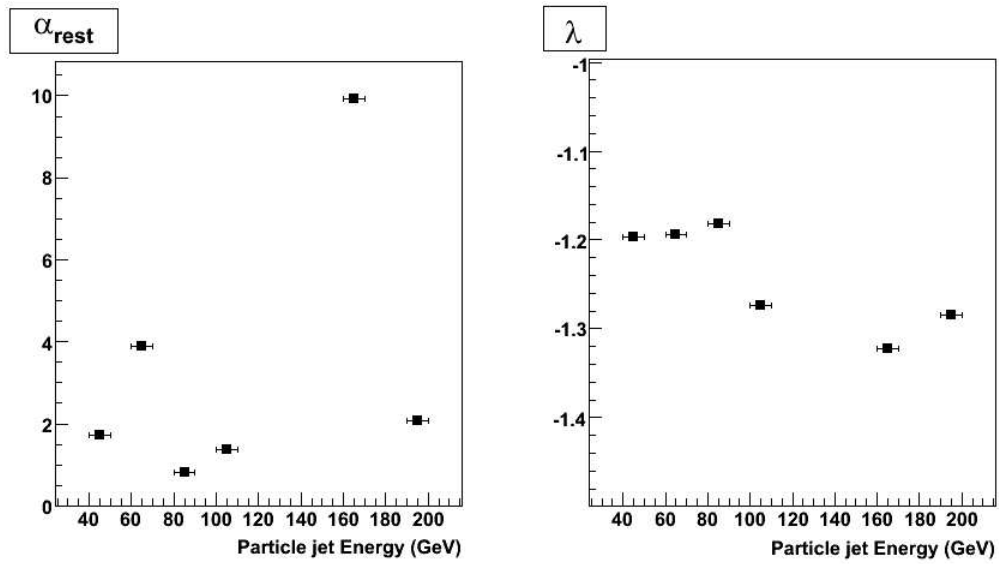


FIG. 5.9 – Coefficients de correction des cellules de l'ICD et du MG (gauche) et paramètre λ (droite), en fonction de l'énergie du jet de particules en GeV.

La Fig. 5.11 montre l'impact sur la résolution et la linéarité de la pondération des cellules en comparaison avec le cas non pondéré. À nouveau, cette figure est montrée à titre d'illustration de la pondération pour une paramétrisation en densité d'énergie des cellules, et ne peut être comprise comme le gain réel sur la résolution.

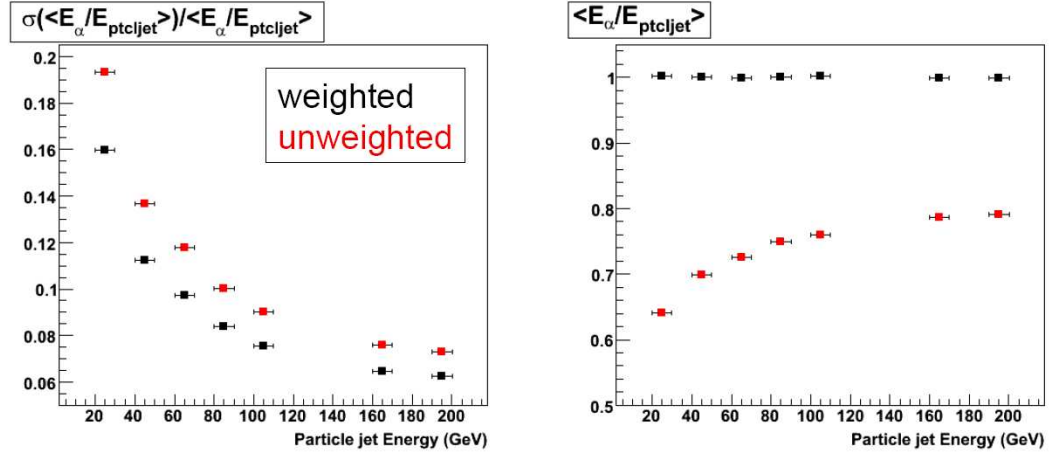


FIG. 5.10 – Impact de la pondération paramétrée par l’énergie des cellules en comparaison avec le cas non pondéré, en fonction de l’énergie du jet de particules en GeV.

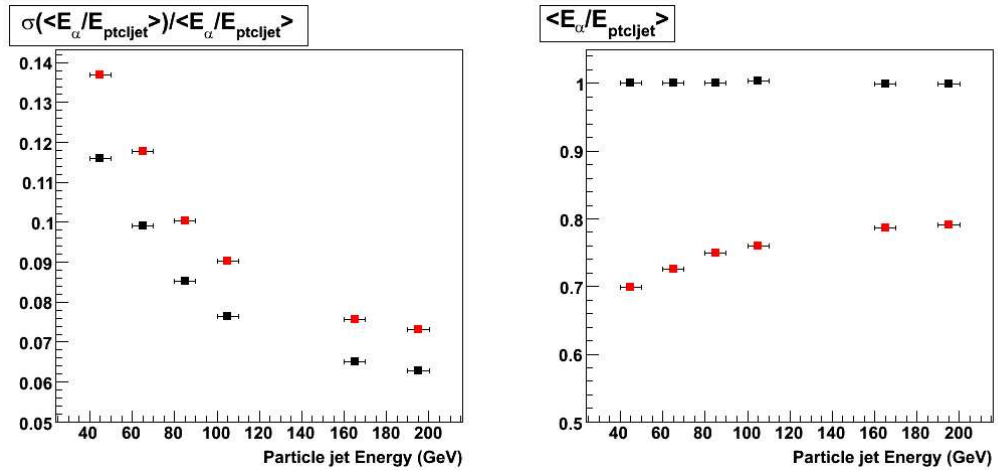


FIG. 5.11 – Impact de la pondération paramétrée par la densité d’énergie des cellules en comparaison avec le cas non pondéré, en fonction de l’énergie du jet de particules en GeV.

On peut à cette étape comparer directement l’impact “brut” des corrections pour les deux paramétrisations. La FIG. 5.12 montre la résolution (gauche) et la linéarité (droite) obtenues pour les deux paramétrisations pour l’échantillon sans *overlay* et $smw=0$. On peut voir que la résolution pour la paramétrisation en énergie est un peu meilleure que pour la paramétrisation en densité d’énergie, même si les deux résultats restent comparables.

5.6 Ajustement des coefficients de correction

Pour compléter la description de la pondération, on a ajusté les α_l pour chaque intervalle de E_{ptclj} avec la fonction

$$f_1(E_{ptclj}, E_{cell}) = a + \frac{b}{E_{cell}}$$

Un exemple d'ajustement est montré sur la Fig. 5.13. Les paramètres de l'ajustement sont représentés sur la Fig. 5.14 pour tous les intervalles de E_{ptclj} .

On verra plus loin dans ce chapitre comment la fonction d'ajustement peut être améliorée.

5.7 Comparaison avec les jets corrigés de JES

Dans le but de pouvoir comparer le résultat de notre pondération avec le cas non-pondéré, on a développé une correction de l'échelle d'énergie des jets simplifiée. La résolution pour les différents cas de pondération est comparée sur la Fig. 5.15.

On voit que la résolution est moins bonne pour la pondération ajustée qu'avant l'ajustement ; cela est probablement l'effet d'un biais de la méthode et de l'imprécision de l'ajustement. On s'attend à ce que la méthode de pondération ajustée puisse donner de meilleurs résultats avec une fonction d'ajustement mieux adaptée à la forme des coefficients. Néanmoins, que la pondération soit ajustée ou non, elle semble donner de meilleurs résultats que la correction usuelle de l'échelle d'énergie des jets.

On veut à présent améliorer la description de la pondération. Deux autres fonctions d'ajustement sont proposées :

$$f_2(E_{ptclj}, E_{cell}) = a + \frac{b}{E_{cell}^c}$$

et

$$f_3(E_{ptclj}, E_{cell}) = 1.0 + a \times e^{-b E_{cell}} + \frac{c}{E_{cell}^d}$$

Le résultat de l'ajustement des coefficients α_{EM} pour trois intervalles d'énergie du jet de particules est montré sur la Fig. 5.16. La fonction d'ajustement f_1 est représentée en rouge sur la figure, la fonction f_2 est en vert et la fonction d'ajustement plus élaborée f_3 est en bleu.

Enfin, on compare la résolution obtenue pour les différentes pondérations ajustées et on mesure le gain en résolution par rapport au cas usuel corrigé de JES (voir Fig. 5.17). On utilise le même code de couleurs que sur la Fig. 5.16. On peut voir que le gain en résolution pour le meilleur ajustement varie entre 2 et 10% par rapport au cas corrigé de JES selon l'énergie du jet de particules.

5.8 Conclusion

Une technique de pondération inspirée par H1 a été adaptée et testée sur l'énergie des cellules du calorimètre de $D\bar{O}$ dans le but d'améliorer la résolution sur la mesure de l'énergie des jets. Les paramétrisations de la pondération en densité et en énergie des cellules ont été comparées. La paramétrisation en énergie des cellules semble plus prometteuse. La preuve du principe est faite sur les événements simulés sans *overlay* pour des jets centraux : on peut gagner jusqu'à 10% sur la résolution avec un ajustement exponentiel des coefficients de correction. Il faut ensuite étudier la possibilité d'exploiter cette méthode sur les données, et notamment par l'utilisation de variables propres au jet reconstruit. Cette étude est actuellement en cours [69] et n'a pour l'instant pas convergé sur le choix d'une paramétrisation de la pondération.

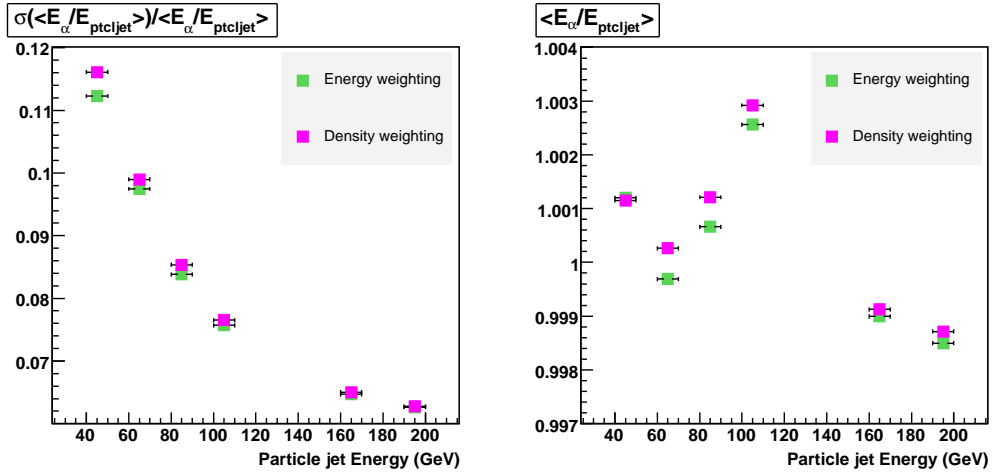


FIG. 5.12 – Résolution (gauche) et linéarité (droite) pour les deux paramétrisations. La pondération en énergie est montrée en vert, la pondération en densité est représentée par la courbe rose.

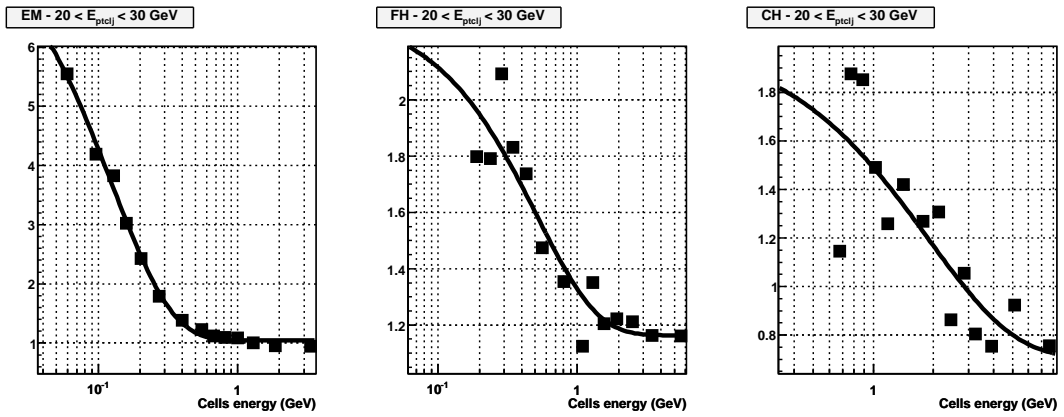


FIG. 5.13 – Ajustement des coefficients de correction des couches EM, FH et CH paramétrés en énergie de cellules.

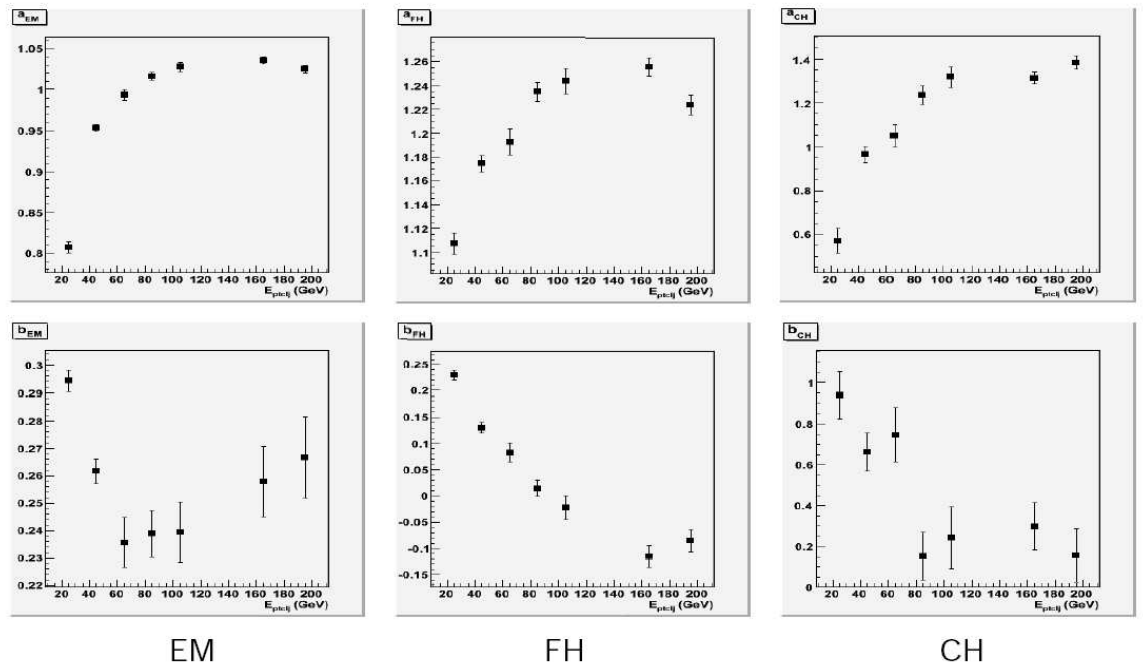


FIG. 5.14 – Paramètres d'ajustement des coefficients de correction des couches EM, FH et CH.

Jet Resolution

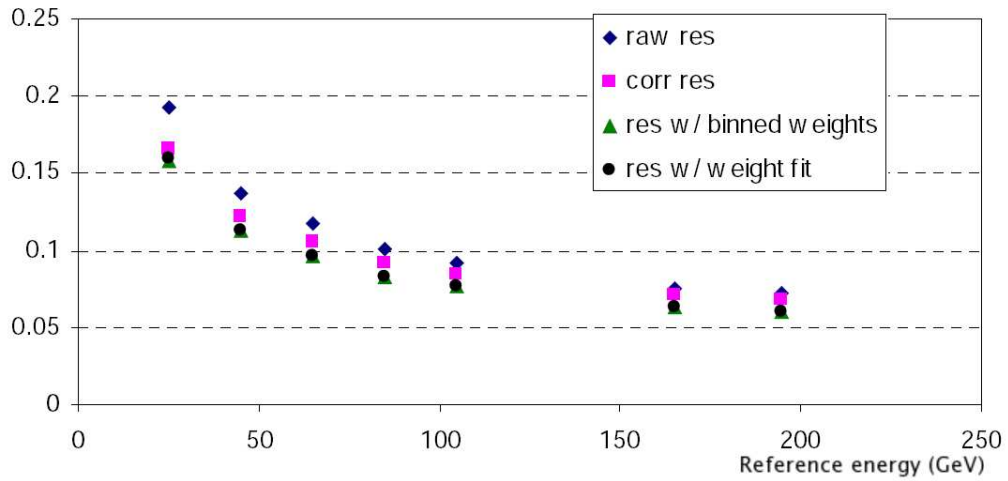


FIG. 5.15 – Résolution en fonction de l'énergie du jet de particules pour les différents cas de pondération : non pondéré (losanges noirs), pondéré sans ajustement (triangles verts), pondéré avec ajustement (points noirs) et corrigés de JES (carrés roses).

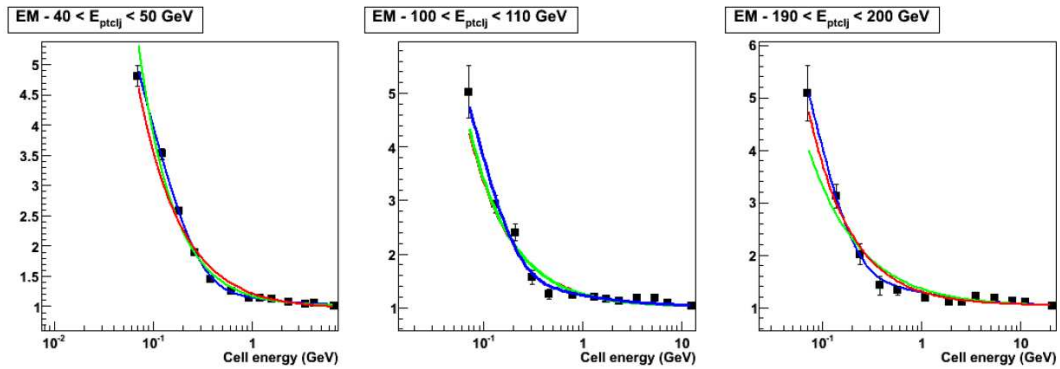


FIG. 5.16 – Ajustements des coefficients α_{EM} : la courbe rouge est la fonction f_1 , la verte représente f_2 et la courbe bleue est f_3 .

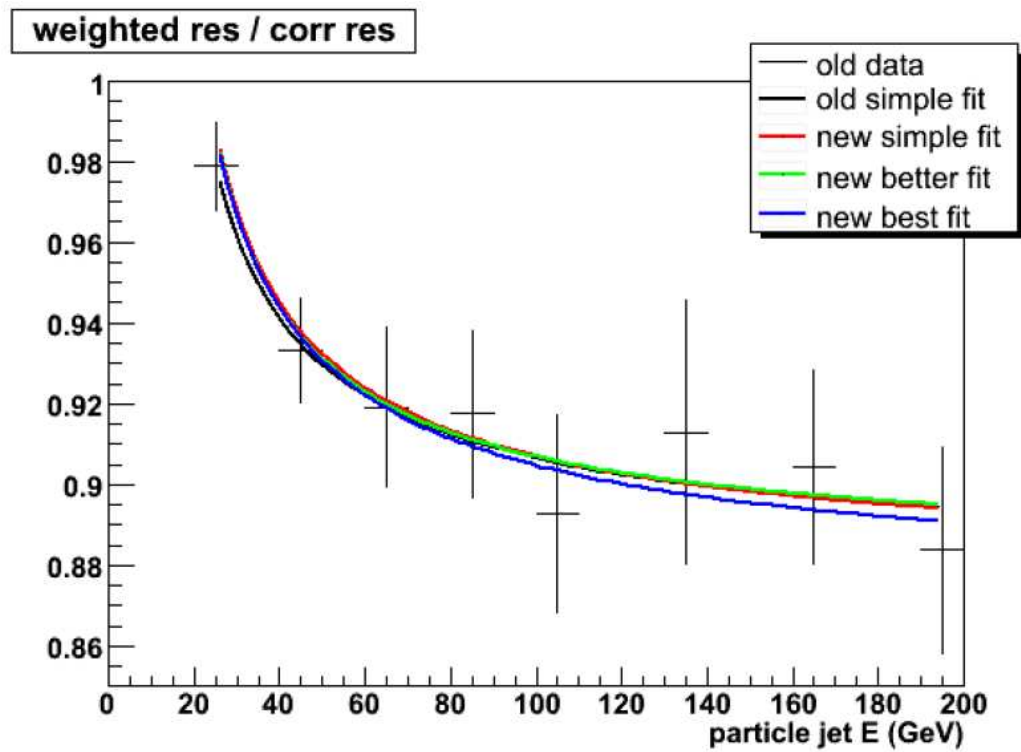


FIG. 5.17 – Rapport de la résolution pondérée sur la résolution avant pondération : la courbe rouge est la fonction f_1 , la verte représente f_2 et la courbe bleue est f_3 . Le gain en résolution par la pondération varie de 2 à 10 % avec E_{ptclj} .

Chapitre 6

Recherche de leptoquarks dans l'état final $eejj$

Dans ce chapitre, nous détaillerons la recherche de leptoquarks de première génération dont les motivations théoriques ont été exposées au chapitre 1. Les choix principaux de cette analyse ont concerné la modélisation du fond multijet et l'optimisation des coupures de sélection avancées sur la masse invariante des leptoquarks reconstruits.

6.1 Données traitées et sélection des événements

Cette étude a été réalisée sur des données collectées avec le détecteur DØ pendant la première partie du Run II du Tevatron (cf. section 3.2.8), le Run IIa, s'étendant d'avril 2002 à février 2006.

Le sous-lot de données (ou *skim*) que j'utilise ici se compose initialement de 36 294 215 événements dans le format CAF (cf. section 4.6). Les CAFTrees sont organisés par la collaboration en trois ensembles de fichiers :

- CSG_CAF_2EMhighpt_PASS3_p17.09.03
- CSG_CAF_2EMhighpt_PASS3_p17.09.06
- CSG_CAF_2EMhighpt_PASS3_p17.09.06b

Le *skim* 2EMhighpt est formé d'événements comportant au moins deux objets électromagnétiques (EM) *loose*, (voir les caractéristiques d'identification définies en section 4), et ayant une impulsion transverse $p_T > 12$ GeV.

La luminosité analysable totale pour un choix de triggers pour des objets EM est de 1.02 fb^{-1} , après l'application de critères standards¹ de qualité des données [74]. Le nombre de 1.02 fb^{-1} prend également en compte la perte d'acceptance de 3% induite par la suppression des événements reconnus bruités par les outils standards de marquage utilisés par la collaboration [75, 62] comme nous l'avons évoqué dans la section 3.4.

¹Les mauvais *runs* et mauvais blocs de luminosité pour le calorimètre, le CFT, le SMT et les sous-détecteurs à muons sont éliminés des données.

6.1.1 Critères de présélection

Pour sélectionner les événements, on se place dans le cadre logiciel standard d'analyse, i.e. l'environnement CAFE (sous la version p21.08.00), développée au sein de la collaboration (cf. section 4.6).

En premier lieu, les événements doivent passer un “OU” de conditions de déclenchement sur les objets EM (voir [76]). On identifie pour chaque événement sélectionné l'électron qui a déclenché le système. L'événement est conservé si au moins un électron sélectionné est identifié comme ayant déclenché la partie EM d'un trigger quelconque. On vérifie de plus, que l'électron qui a déclenché le trigger est bien l'un des deux électrons de plus grande énergie transverse et donc probablement un objet de l'état final recherché. Pour une grande impulsion transverse de l'électron, l'efficacité du trigger est très voisine de 100%. Néanmoins, l'efficacité du trigger sera appliquée aux événements simulés.

Puis les deux critères suivants ont été appliqués à toutes les données et événements de bruits de fond générés par simulation Monte Carlo au niveau de la présélection.

- les événements doivent comporter au moins deux électrons de qualité *loose* et possédant une trace associée en impulsion et en énergie. Ces électrons doivent de plus, avoir une impulsion transverse $p_T > 15$ GeV et être détectés dans une zone efficace du calorimètre : $|\eta_{det}| < 1.1$ (CC) ou $1.5 < |\eta_{det}| < 2.5$ (EC).
- le vertex primaire doit être reconstruit dans l'acceptance géométrique du détecteur interne : $|z| < 60$ cm, et avoir au moins 3 traces associées.

6.1.2 Sélection des événements

Une sélection avancée est ensuite réalisée en utilisant la configuration standard de DØ pour les analyses à état final en diélectron, de la boîte à outils `vjets_cafe` v01-02-08. Les critères appliqués dans la chaîne de sélection sont les suivants :

- un événement doit comporter ≥ 2 électrons de qualité *tight* d'impulsion transverse $p_T > 25$ GeV et avec une pseudorapidité $|\eta_{det}| < 1.1$ (CC) ou $1.5 < |\eta_{det}| < 2.5$ (EC).
- les événements doivent avoir au moins un électron détecté dans la partie centrale du calorimètre (CC) pour garder une bonne efficacité de reconstruction
- le vertex primaire doit être à une distance absolue maximale en z de $|\Delta z| < 1$ cm aux traces des électrons sélectionnés.

En ce qui concerne le traitement des jets :

- la correction de l'échelle d'énergie des jets ou JES est appliquée (cf. section 4.4). L'énergie des jets est ramenée à l'énergie du jet de particules et de sorte à prendre en compte, le cas échéant, la présence des muons dans leur cône. Pour ce faire, on sélectionne des muons de qualité standard (*MediumN-Seg3*) et avec une pseudorapidité $|\eta| < 2.0$. Les muons sont associés aux jets dans une distance maximale $\mathcal{R} = 0.5$, taille du rayon du cône dans lequel sont

reconstruits les jets utilisés.

- ii) un jet est marqué comme objet électromagnétique si une distance minimale $\mathcal{R} < 0.5$ est mesurée entre le jet et un objet EM de l'événement.
- iii) on sélectionne ensuite ≥ 1 bon jet n'ayant pas été marqué comme objet électromagnétique, d'impulsion transverse $p_T > 25$ GeV et avec une pseudorapidité $|\eta_{det}| < 2.5$.
- iv) certains événements comportant des jets détectés dans l'ICD montrent une distribution anormale en η et sont donc supprimés en fonction de leurs coordonnées η et ϕ (cf. section 4.4).

De plus, on rejettera les événements contenant des muons isolés dans l'état final, de qualité *MediumNSeq3* et avec une trace de qualité *Medium*, d'impulsion transverse $p_T > 15$ GeV et une pseudorapidité $|\eta| < 2.0$.

6.2 Simulation du signal

On a vu au chapitre 2 que les leptoquarks peuvent être des champs scalaires ou vecteurs. On a simulé des événements $LQ\overline{LQ} \rightarrow eejj$ pour ces deux catégories de LQ.

6.2.1 Simulation de leptoquarks scalaires

Les paires de LQ scalaires sont générées en utilisant PYTHIA 6.3 avec des fonctions de densité de partons CTEQ6L1 [77, 78, 79]. Une simulation complète du détecteur et la reconstruction des événements ont été réalisées.

Dans la Table 6.1, la section efficace LO est la somme $\sigma_{q\bar{q}} + \sigma_{gg}$ donnée par PYTHIA. La section efficace NLO de la production de paires de leptoquarks scalaires a été déterminée dans les références [80, 81]. Elle a été calculée en utilisant une échelle de renormalisation $\mu = M_{LQ}$.

6.2.2 Simulation de leptoquarks vecteurs

Pour simuler des leptoquarks vecteurs, on s'appuie sur le modèle décrit dans la référence [16] et implémenté dans COMPHEP (version 4-2.1p). Sept types de LQ vecteurs y sont décrits et correspondent à différentes valeurs de la troisième composante d'isospin (T_3), de la charge électrique (Q_{em}) et des couplages du LQ au quark et au lepton. Dans cette analyse, nous avons simulé des paires leptoquarks de type "VM" ou encore $V_{2\mu}$ (cf. section 2.2) :

$$T_3 = -1/2, \quad Q_{em} = +1/3, \quad \lambda_L^2(lq) = 0$$

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, la largeur totale de désintégration du LQ dépend de la somme quadratique des couplages du LQ au quark et au lepton

$$\lambda_{eff}^2 = \lambda_L^2(lq) + \lambda_R^2(lq) + \lambda_L^2(\nu q')$$

TAB. 6.1 – Sections efficaces des LQ scalaires en fonction de M_{LQ} en GeV.

M_{LQ} (GeV)	σ_{LO} (pb)	σ_{NLO} (pb)
120	3.57	5.73
140	1.529	2.38
160	0.776	1.08
180	0.3817	0.525
200	0.1977	0.268
210	0.1467	0.193
220	0.10998	0.141
230	0.08113	0.103
240	0.05971	0.0762
250	0.04559	0.0563
260	0.03396	0.0419
270	0.02556	0.0312
280	0.020496	0.0233
290	0.014303	0.0174
300	0.010737	0.0131
310	0.008673	0.00984
320	0.006294	0.00739

donc on a

$$\lambda_{eff} = \sqrt{g_{2R}^2 + g_{2L}^2}$$

Dans ce modèle, la section efficace dépend de la masse du LQ et des couplages anormaux κ_G et λ_G . Dans ce qui suit, trois types de couplages ont été considérés :

- $\{\kappa_G = 1, \lambda_G = 0\}$ (couplage Minimal ou MC),
- $\{\kappa_G = 0, \lambda_G = 0\}$ (couplage de Yang-Mills ou YM) et
- $\{\kappa_G = -1, \lambda_G = -1\}$ (couplage Moins-Moins ou MM).

Comme proposé dans [16], λ_{eff} est pris égal à la constante de couplage électromagnétique $e = \sqrt{4\pi\alpha} = 0.312$ (si $\alpha = 1/128$) lors de la génération. Les valeurs de $\lambda_R(lq)$ et $\lambda_L(\nu q')$ ont été choisies égales, et cette égalité conduit à une valeur de β , le rapport de branchement de $LQ \rightarrow eq$, de 0.5.

Nous avons généré des états finals $eejj$ directement avec COMPHEP pour $\beta = 0.5$ puis renormalisé les sections efficaces données par COMPHEP pour avoir au final $\beta = 1$. La largeur aurait été la même si nous avions simulé un état final avec $\beta = 1$, et la section efficace n'aurait pas été renormalisée après... Les deux opérations mènent à la même section efficace.

Une simulation complète du détecteur et la reconstruction des événements ont été faites. Dans les tables 6.2 à 6.4, les sections efficaces sont données pour différents couplages et échelles de renormalisation : la table 6.2 présente les sections efficaces de production de paires de leptoquarks vecteurs pour le couplage MC, la table 6.3 les

sections efficaces de production de paires de leptoquarks de type YM, et la table 6.4 les sections efficaces de production des paires de leptoquarks vecteurs de type MM.

TAB. 6.2 – Sections efficaces de production de paires de leptoquarks vecteurs (VM) pour le couplage MC ($\kappa_G = 1, \lambda_G = 0$) pour différents coefficients de renormalisation μ .

M_{LQ} (GeV)	Γ_{LQ} (GeV)	$\mu = M_{LQ}$ σ (pb)	$\mu = 2M_{LQ}$ σ (pb)	$\mu = M_{LQ}/2$ σ (pb)
300	0.39	0.094	0.066	0.139
320	0.41	0.053	0.037	0.078
340	0.44	0.029	0.020	0.044
360	0.46	0.016	0.011	0.025

TAB. 6.3 – Sections efficaces de production de paires de leptoquarks vecteurs (VM) pour le couplage YM ($\kappa_G = 0, \lambda_G = 0$) pour différents coefficients de renormalisation μ .

M_{LQ} (GeV)	Γ_{LQ} (GeV)	$\mu = M_{LQ}$ σ (pb)	$\mu = 2M_{LQ}$ σ (pb)	$\mu = M_{LQ}/2$ σ (pb)
360	0.46	0.085	0.058	0.127
380	0.49	0.047	0.032	0.070
400	0.52	0.026	0.018	0.039
420	0.54	0.014	0.010	0.021

TAB. 6.4 – Sections efficaces de production de paires de leptoquarks vecteurs (VM) pour le couplage MM ($\kappa_G = -1, \lambda_G = -1$) pour différents coefficients de renormalisation μ .

M_{LQ} (GeV)	Γ_{LQ} (GeV)	$\mu = M_{LQ}$ σ (pb)	$\mu = 2M_{LQ}$ σ (pb)	$\mu = M_{LQ}/2$ σ (pb)
420	0.54	0.062	0.042	0.094
440	0.57	0.033	0.023	0.051
450	0.58	0.024	0.017	0.037
460	0.59	0.018	0.012	0.027

6.3 Bruits de fond du Modèle Standard

Dans cette analyse, les bruits de fond constitués par des processus du Modèle Standard (MS) sont principalement les réactions où un boson Z^0 (noté Z) se désintégrant en une paire e^+e^- ou $\tau^+\tau^-$ est produit en association avec des jets :

$Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^- + \text{jets}$ et $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^- (\tau \rightarrow e) + \text{jets}$. Un second bruit de fond important est dû à la production de paires de quarks top se désintégrant dans le canal dileptonique : $t\bar{t} \rightarrow W^+(e^+\nu)W^-(e^-\nu)b\bar{b}$, et les processus “dibosons” inclusifs $VV \rightarrow \text{incl}$ (où $VV = ZZ, WZ$ ou WW), produits en association avec des jets. Enfin, une importante contribution de bruit de fond instrumental vient d’interactions produisant des événements dits “multijet” (≥ 4 jets) et pour lesquels deux jets sont reconstruits comme des électrons. C’est un bruit de fond dû à des processus QCD qu’il est difficile de simuler très précisément ; il nous faudra donc l’extraire d’un lot spécifique de données.

6.3.1 Simulation des processus du secteur électrofaible

6.3.1.1 Événements simulés

Les processus dibosons sont générés avec PYTHIA v6.323 (cf. section 4.7.1), tandis que les autres processus sont générés avec ALPGEN v2.05_d0, interfacés avec PYTHIA. La fonction de densité partonique (PDF) utilisée est CTEQ6L1.

On a généré des événements $Z/\gamma^* + \text{jets}$ pour quatre intervalles de masse du Z et pour des multiplicités de partons légers (lp) exclusives (0, 1 et 2 lp) et inclusive (3 lp). Les Tables 6.5 et 6.6 présentent les lots $Z/\gamma^* + \text{jets}$ utilisés, le nombre d’événements qu’ils contiennent et leur section efficace à l’ordre de l’arbre (LO). Les sections efficaces à l’ordre suivant l’ordre de l’arbre (NLO) pour les processus ALPGEN sont dérivées grâce à des K-facteurs calculés par comparaison des sections efficaces LO et NLO dans MCFM [82] : les K-facteurs utilisés dans cette analyse sont 1.33 pour la simulation des processus $Z/\gamma^* + \text{jets}$ et 1.37 pour les processus $t\bar{t}$.

Pour les processus $Z/\gamma^* + \text{jets}$, on applique une repondération de l’impulsion transverse du boson Z . Il a en effet été démontré [83] que le spectre de l’impulsion transverse du boson Z dans les lots générés par ALPGEN ne reproduit pas correctement la distribution observée dans les données. Le facteur de repondération est obtenu pour chaque intervalle de multiplicité de jets, en ajustant le rapport des distributions de données sur la simulation par la fonction

$$w(p_T) = \frac{p_0}{2} \left(1 + \text{Erf} \left(\frac{p_T - p_1}{p_2\sqrt{2}} \right) \right)$$

Les valeurs des paramètres d’ajustement p_0 , p_1 et p_2 sont données dans la Table 6.7. L’effet de la repondération sur le spectre de l’impulsion transverse du boson Z au niveau de l’analyse sera discuté dans la section 6.4.

Les fonds simulés du MS sont normalisés à la luminosité des données. Les lots $Z/\gamma^* + \text{jets}$ sont joints en utilisant les sections efficaces données dans la Table 6.5 et les K-facteurs LO-à-NLO cités ci-dessus.

TAB. 6.5 – Désintégrations du boson Z et intervalle de masse M_{ee} dans lequel a été faite la génération, nombre d'événements générés et sections efficaces LO en picobarns (pb) données par le générateur.

Processus du MS	Masse du Z (GeV)	# événements	σ_{LO} (pb)
$Z \rightarrow ee + 0$ lp(excl)	$15 \leq M_{ee} \leq 60$	211827	336.212
$Z \rightarrow ee + 1$ lp(excl)	$15 \leq M_{ee} \leq 60$	208500	39.4202
$Z \rightarrow ee + 2$ lp(excl)	$15 \leq M_{ee} \leq 60$	206293	10.297
$Z \rightarrow ee + 3$ lp(incl)	$15 \leq M_{ee} \leq 60$	101000	3.14
$Z \rightarrow ee + 0$ lp(excl)	$60 \leq M_{ee} \leq 130$	1119645	140.291
$Z \rightarrow ee + 1$ lp(excl)	$60 \leq M_{ee} \leq 130$	203096	42.269
$Z \rightarrow ee + 2$ lp(excl)	$60 \leq M_{ee} \leq 130$	96175	10.4663
$Z \rightarrow ee + 3$ lp(incl)	$60 \leq M_{ee} \leq 130$	102513	3.47
$Z \rightarrow ee + 0$ lp(excl)	$130 \leq M_{ee} \leq 250$	99577	0.9086
$Z \rightarrow ee + 1$ lp(excl)	$130 \leq M_{ee} \leq 250$	100000	0.3654
$Z \rightarrow ee + 2$ lp(excl)	$130 \leq M_{ee} \leq 250$	101061	0.0986
$Z \rightarrow ee + 3$ lp(incl)	$130 \leq M_{ee} \leq 250$	99651	0.0406
$Z \rightarrow ee + 0$ lp(excl)	$M_{ee} \geq 250$	103804	0.09072
$Z \rightarrow ee + 1$ lp(excl)	$M_{ee} \geq 250$	106202	0.03612
$Z \rightarrow ee + 2$ lp(excl)	$M_{ee} \geq 250$	104258	0.0111
$Z \rightarrow ee + 3$ lp(incl)	$M_{ee} \geq 250$	102500	0.00665
$Z \rightarrow \tau\tau + 0$ lp(excl)	$15 \leq M_{ee} \leq 60$	415000	336.212
$Z \rightarrow \tau\tau + 1$ lp(excl)	$15 \leq M_{ee} \leq 60$	515750	39.4202
$Z \rightarrow \tau\tau + 2$ lp(excl)	$15 \leq M_{ee} \leq 60$	207250	10.297
$Z \rightarrow \tau\tau + 3$ lp(incl)	$15 \leq M_{ee} \leq 60$	51500	3.14
$Z \rightarrow \tau\tau + 0$ lp(excl)	$60 \leq M_{ee} \leq 130$	986991	140.291
$Z \rightarrow \tau\tau + 1$ lp(excl)	$60 \leq M_{ee} \leq 130$	217262	42.269
$Z \rightarrow \tau\tau + 2$ lp(excl)	$60 \leq M_{ee} \leq 130$	210863	10.4663
$Z \rightarrow \tau\tau + 3$ lp(incl)	$60 \leq M_{ee} \leq 130$	103780	3.47
$Z \rightarrow \tau\tau + 0$ lp(excl)	$130 \leq M_{ee} \leq 250$	106500	0.9086
$Z \rightarrow \tau\tau + 1$ lp(excl)	$130 \leq M_{ee} \leq 250$	100043	0.3654
$Z \rightarrow \tau\tau + 2$ lp(excl)	$130 \leq M_{ee} \leq 250$	101311	0.0986
$Z \rightarrow \tau\tau + 3$ lp(incl)	$130 \leq M_{ee} \leq 250$	99645	0.0406
$Z \rightarrow \tau\tau + 0$ lp(excl)	$M_{ee} \geq 250$	105052	0.09072
$Z \rightarrow \tau\tau + 1$ lp(excl)	$M_{ee} \geq 250$	100000	0.03612
$Z \rightarrow \tau\tau + 2$ lp(excl)	$M_{ee} \geq 250$	100000	0.0111
$Z \rightarrow \tau\tau + 3$ lp(incl)	$M_{ee} \geq 250$	103750	0.00665

TAB. 6.6 – Processus $t\bar{t}$ et dibosons : nombre d'événements générés et sections efficaces LO en pb données par le générateur.

Processus du MS	# evts	σ_{LO} (pb)
$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}2l2\nu + 0$ lp(excl)	739399	0.324
$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}2l2\nu + 1$ lp(excl)	312143	0.136
$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}2l2\nu + 2$ lp(incl)	254355	0.066
ZZ	403500	1.56
WZ	418750	3.49
WW	2144750	11.54

TAB. 6.7 – Paramètres d'ajustement de la fonction de repondération de l'impulsion transverse p_T du boson Z .

Multiplicité de partons	p_0	p_1	p_2
0 lp excl	1.41 ± 0.04	1.23 ± 0.40	10.6 ± 0.9
1 lp excl	1.33 ± 0.05	12.0 ± 1.1	13.5 ± 1.6
2 lp incl	1.09 ± 0.07	-0.076 ± 6.57	18.4 ± 8.5

6.3.1.2 Efficacités et corrections appliquées au bruit de fond simulé

Les données et les événements simulés ont passé les mêmes critères de sélection. Mais l'efficacité de ces critères est différente pour données et événements simulés ; des corrections d'efficacité doivent donc être appliquées aux événements simulés.

L'efficacité des triggers à électron choisis (*turn on*) dépend des variables η_{det} et p_T . Elle est maximale pour des électrons de grande impulsion transverse ($p_T > 25$ GeV).

On corrige également l'efficacité d'identification des objets électromagnétiques (EMID) pour des électrons satisfaisant les critères de qualité *tight* (cf. section 4.2). Le facteur de correction utilisé pour la présélection des électrons est une fonction de la variable η_{det} . Le facteur correctif appliqué pour la sélection est paramétré par les variables η_{det} et ϕ_{det} .

De même que pour les critères d'EMID, l'efficacité de la sélection des jets (jetID) pour les événements simulés doit être corrigée. Après avoir appliqué la correction SSR complète (voir section 4.4) aux bruits de fond simulés, on calcule le facteur correctif de jetID. Ce poids est ensuite comparé à un nombre tiré aléatoirement dans une distribution uniforme $\in [0, 1]$. Si le poids est supérieur au nombre tiré, le jet est rejeté. La correction de l'efficacité d'identification des jets (données/événements simulés) est un facteur proche de 99%.

6.3.2 Modélisation du fond multijet

Un bruit de fond important de ce canal — et non moins difficile à contrôler — est de nature instrumentale. Il est dû à la mauvaise identification des jets dans le calorimètre. Des événements comportant quatre jets peuvent ainsi être reconstruits comme des événements $eejj$. Cette contribution multijet n’est pas simulée de façon satisfaisante par les méthodes dont nous disposons et doit donc être extraite des données.

Pour cela, on construit un lot spécifique contenant des événements avec 2 “faux électrons” (électrons de type *fake*) comme définis dans la section 4.2 et ≥ 1 jet. Les électrons *fake* doivent de plus avoir les caractéristiques suivantes :

- $\text{HMx7} > 15$ si l’électron est détecté dans le CC, ou $\text{HMx8} > 30$ s’il est détecté dans la partie EC
- une impulsion transverse $p_T > 25$ GeV
- une pseudorapidité $|\eta_{det}| < 1.1$ ou $1.5 < |\eta_{det}| < 2.5$

En outre, ce lot ne contient aucun électron de type *tight*, d’impulsion transverse $p_T > 10$ GeV. Ce lot est donc orthogonal au lot dans lequel on cherche un signal. On fait l’hypothèse que ce lot ne contient que des événements multijet. Ainsi, il nous permet de reproduire une forme de bruit de fond QCD et sera normalisé aux données comme les autres bruits de fond du Modèle Standard.

6.4 Normalisation du bruit de fond

Les lots de bruits de fond sont normalisés sur la distribution de masse invariante du diélectron (M_{ee}) via une méthode dite de la matrice. On considère deux régions du spectre de masse invariante M_{ee} : $50 < M_{ee} \leq 80$ GeV (zone 1) et $80 < M_{ee} \leq 102$ GeV (zone 2). On est contraint à basse masse ($M_{ee} < 50$ GeV) par la coupure en impulsion transverse des électrons et à haute masse ($M_{ee} > 100$ GeV) par la région où l’on ne peut plus faire l’hypothèse que la probabilité d’y trouver un leptokuark est négligeable. Dans chaque zone i , l’équation suivante doit se vérifier :

$$Data_i = k_Z * (Z_i) + k_{MJ} * (MJ_i) + EW_i \quad i = \{1, 2\} \quad (6.1)$$

où $Data_i$ est le nombre de données dans la zone i , Z_i est le nombre d’événements de bruits de fond simulés $Z/\gamma^* + \text{jets}$, EW_i est le nombre d’événements des autres bruits de fond du MS électrofaible et MJ_i est le nombre d’événements multijet dans cette zone. Ces nombres sont présentés dans la Table 6.8.

Le bruit de fond $Z/\gamma^* + \text{jets}$ de la Table 6.8 est composée à 97% et à $\sim 100\%$ d’événements $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ dans les zones 1 et 2 respectivement. La Table 6.9 détaille la répartition de ce bruit de fond en sous-ensembles par multiplicité de partons légers.

En résolvant le système (6.1) de deux équations à deux inconnues, on détermine la valeur des facteurs de normalisation k_Z et k_{MJ} :

$$\begin{aligned} k_Z &= 1.055 \pm 0.020 \\ k_{MJ} &= 0.0025 \pm 0.0014 \end{aligned}$$

Lot	# evts dans la zone 1	# evts dans la zone 2
Data	226	3550
Multijet	12549	11756
Fond Z/γ^* + jets	179.5 ± 5.7	3311.9 ± 25.0
Autres fonds EW	5.5 ± 0.1	26.9 ± 0.3

TAB. 6.8 – Nombre d’événements avec ≥ 1 jet utilisés pour déterminer les facteurs de normalisation.

Multiplicité de partons	% dans la zone 1	% dans la zone 2
$Z \rightarrow ee + 0 lp$ excl.	3.9 ± 0.4	2.1 ± 0.1
$Z \rightarrow ee + 1 lp$ excl.	50.9 ± 2.8	52.1 ± 0.6
$Z \rightarrow ee + 2 lp$ excl.	30.0 ± 1.5	30.4 ± 0.4
$Z \rightarrow ee + 3 lp$ incl.	15.2 ± 0.6	15.4 ± 0.2

TAB. 6.9 – Composition en % des lots $Z/\gamma^* \rightarrow ee +$ jets dans les deux zones de normalisation.

On fait l’hypothèse que ces facteurs de normalisation sont constants sur tout le spectre.

L’incertitude statistique sur les facteurs de normalisation a été calculée en faisant varier aléatoirement chaque nombre ($Data_1$, $Data_2$, Z_1 , Z_2 , EW_1 , $EW_2 \dots$) dans l’expression de k_Z et k_{MJ} avec une distribution poissonnienne (pour les nombres $Data_i$ et MJ_i) ou gaussienne (pour les événements simulés pour lesquels on a une incertitude liée au poids de chaque événement). L’incertitude totale sur chaque facteur est l’écart type de la fonction des nombres randomisés.

6.4.1 Résultats au niveau de la normalisation (≥ 1 jet)

On applique les coefficients de normalisation trouvés aux différents lots d’événements de bruits de fond au niveau de la sélection avec ≥ 1 jet. La Table 6.10 résume le nombre d’événements avec ≥ 1 jet de chaque lot, ainsi que leur incertitude statistique.

Dans ce qui suit, les distributions présentées sur les figures 6.2 à 6.5 illustrent la normalisation des événements avec ≥ 2 électrons et ≥ 1 jet. Toutes les figures ont été créées avec la même légende, donnée sur la Fig. 6.1.

La repondération standard du moment transverse du boson Z a été appliquée (cf. section 6.3) à tous les événements $Z/\gamma^* +$ jets. La Fig. 6.2 montre le spectre de l’impulsion transverse du boson Z avant (à gauche) et après (à droite) cette repondération, sur des échelles logarithmique et linéaire.

Sur la Fig. 6.3, la figure du haut est la masse invariante du diélectron sur une échelle logarithmique et celle du bas avec une échelle linéaire pour des événements avec ≥ 1 jet. On remarque que la masse invariante du diélectron n’est pas parfaitement décrite dans la région $130 < M_{ee} < 170$ GeV. Cependant, ceci n’est le fait que d’une fluctuation statistique. Nous avons ajouté ~ 600 pb $^{-1}$ de données du Run IIb

TAB. 6.10 – Nombre d'événements avec ≥ 1 jet dans les données, lots de bruit de fond et signal scalaire pour $M_{LQ} = 250$ GeV et leur incertitude statistique.

Lot	# evts $\geq 1j$
Data	4009
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	3910.5 ± 80.4
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$	6.3 ± 1.0
$t\bar{t} \rightarrow 2l2\nu2b$	13.3 ± 0.1
Dibosons	28.8 ± 0.4
Multijet	115.6 ± 63.2
Bruit de fond total	4074.5 ± 102.3
Signal $M_{LQ} = 250$ GeV	13.9 ± 0.2



FIG. 6.1 – Légende de toutes les figures de comparaison données/simulation.

(ou données p20), et utilisé les mêmes lots d'événements simulés (dits p17), la même forme de fond multijet, formulé les mêmes hypothèses, mais recalculé les facteurs de normalisation qui deviennent : $k'_Z = 0.97 \pm 0.016$ et $k'_{MJ} = 0.0031 \pm 0.0016$.

Bien que nous ayons comparé directement des données du Run IIb (p20) à des événements simulés p17 sans appliquer complètement le traitement adapté aux événements p20, nous observons (sur la Fig. 6.4) que l'écart entre données réelles et simulation s'efface. Ceci montre, qualitativement au moins, que l'apparent manque de données dans cette région du spectre trouve son origine dans une fluctuation statistique.

La comparaison des données aux bruits de fond est aussi testée sur les distributions des variables principales des deux électrons de plus grande impulsion transverse : l'impulsion transverse comme le montrent les Fig. 6.5a et b, la pseudorapacité (c et d) et l'angle ϕ (e et f).

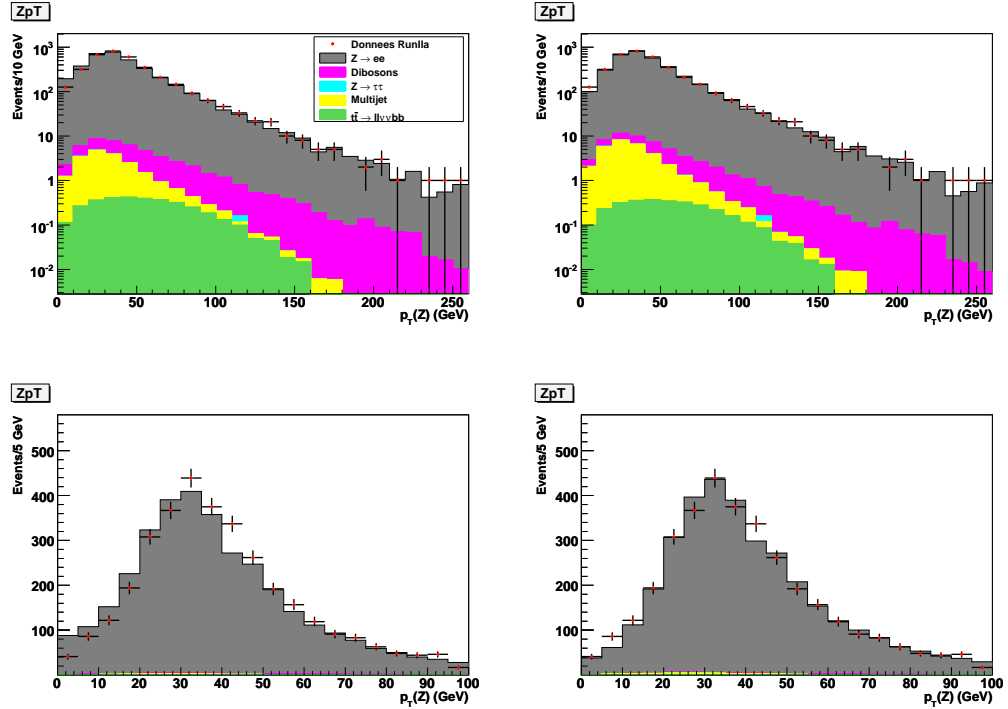


FIG. 6.2 – Distribution des valeurs de l'impulsion transverse du boson Z avant (à gauche) et après (à droite) repondération, sur une échelle logarithmique (en haut) ou linéaire (en bas), et avec ≥ 1 jet.

La Fig. 6.6 montre le résultat de la normalisation pour le jet de plus grande impulsion transverse, à travers les distributions des variables p_T , η et ϕ . Le nombre de jets est représenté sur la figure 6.6d.

Toutes ces distributions montrent un bon accord entre données et bruits de fond, et vont donc dans le sens d'une normalisation bien contrôlée à ce stade de l'analyse.

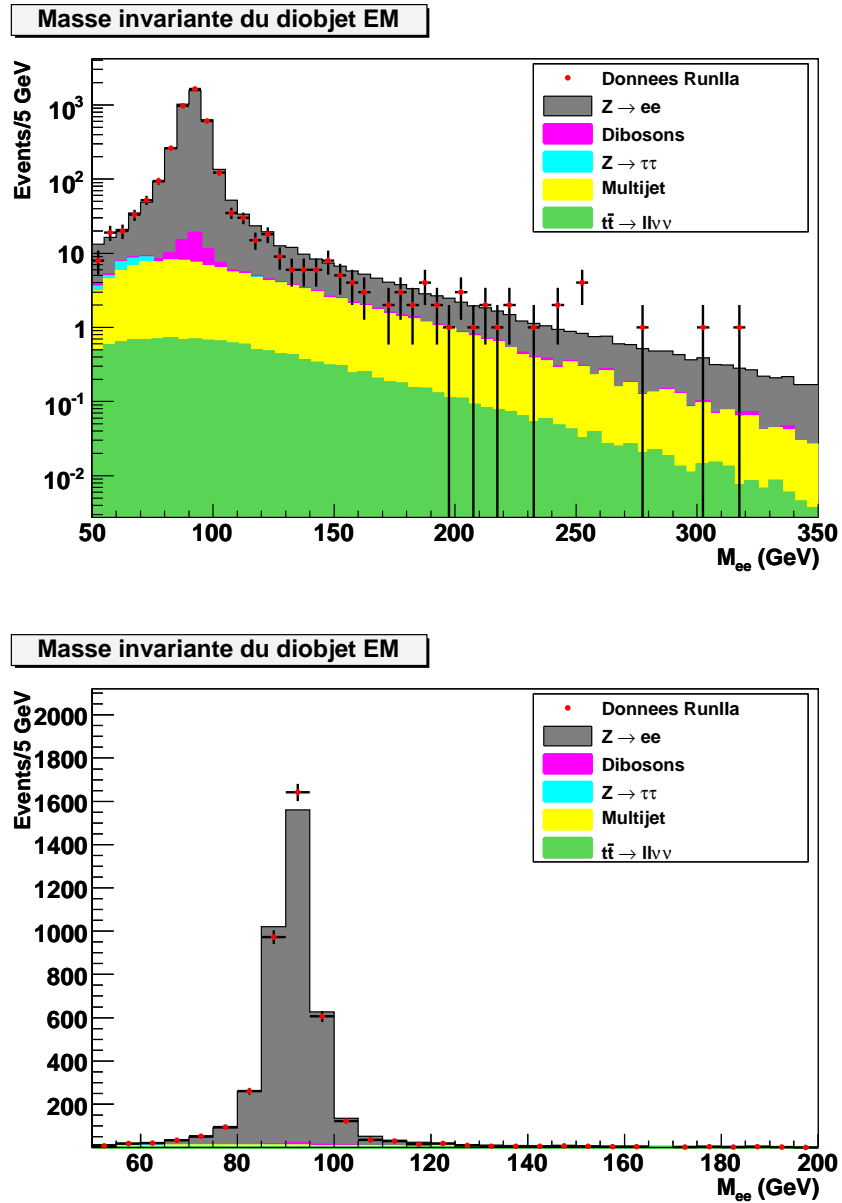


FIG. 6.3 – Masse invariante du diélectron pour des événements avec ≥ 1 jet sur une échelle logarithmique (en haut) et sur une échelle linéaire (en bas).

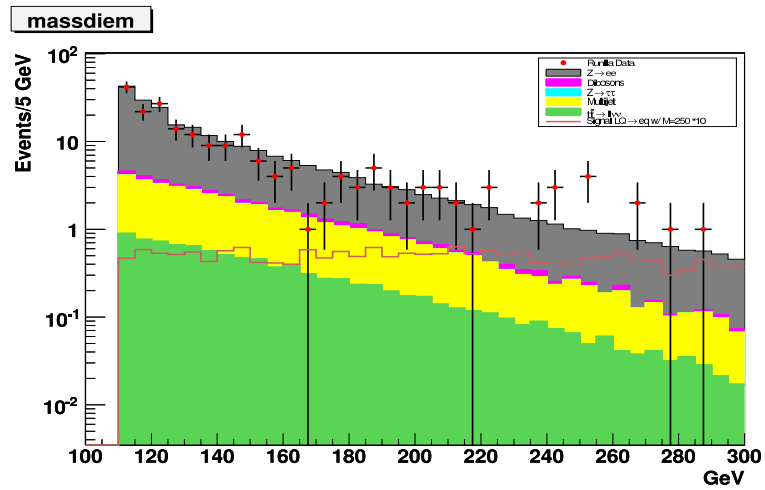
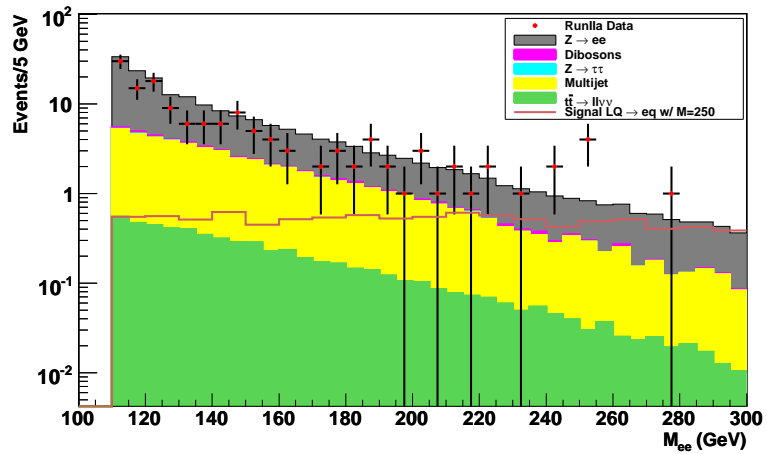
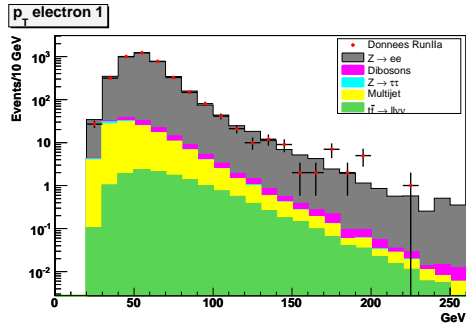
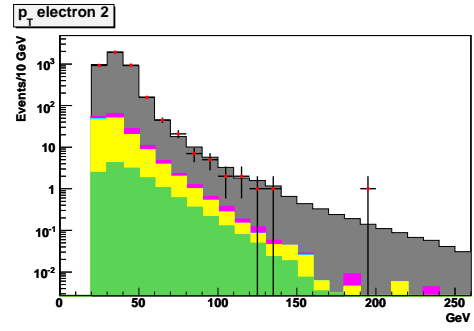


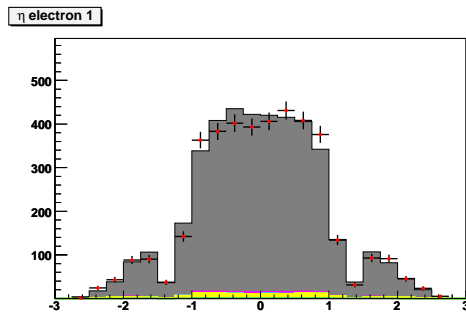
FIG. 6.4 – Masse invariante du diélectron pour des événements avec ≥ 1 jet avant (haut) et après (bas) ajout de 614 pb^{-1} de données du Run IIb.



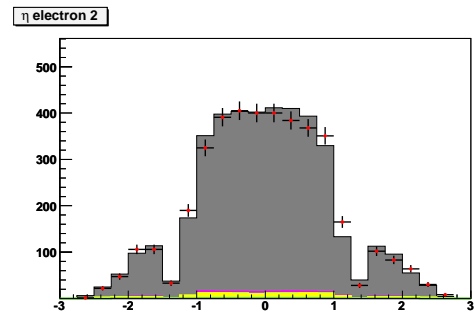
(a)



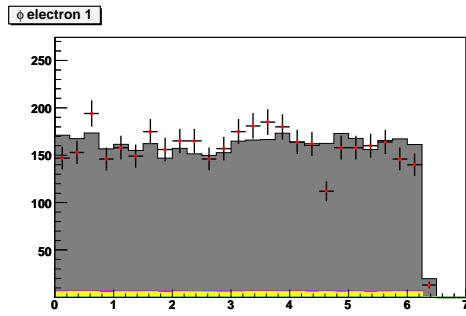
(b)



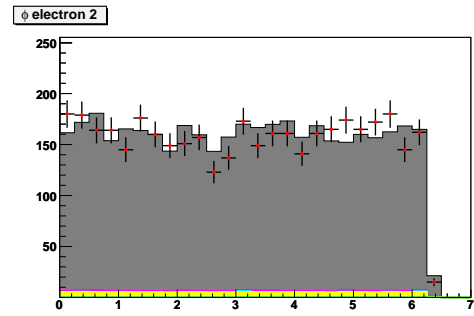
(c)



(d)

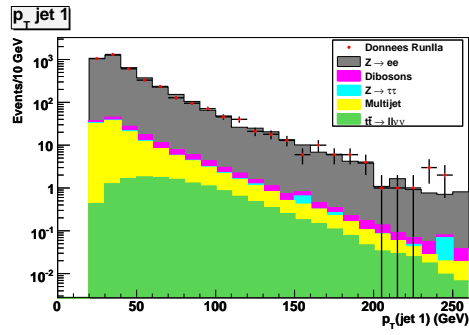


(e)

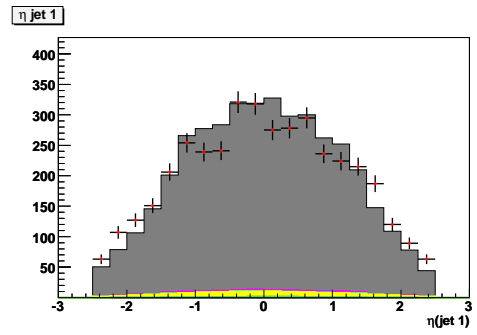


(f)

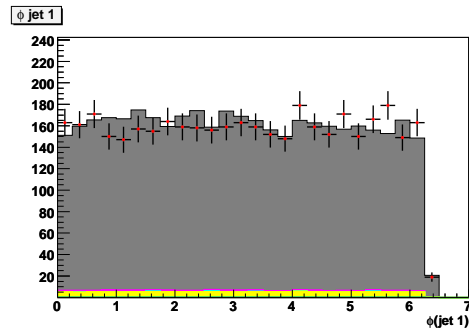
FIG. 6.5 – Variables des deux premiers électrons pour des événements avec ≥ 1 jet : p_T (haut), η (centre), ϕ (bas).



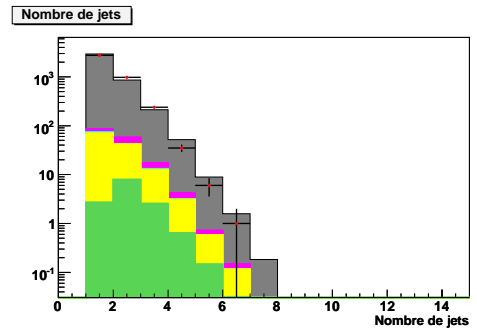
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. 6.6 – Variables du premier jet pour des événements avec ≥ 1 jet : p_T (a), η (b), ϕ (c). Nombre de jets avec une impulsion transverse $p_T > 15$ GeV (d).

6.4.2 Contrôle de la normalisation des événements avec ≥ 2 jets

En conservant les facteurs de normalisation de la section précédente, et en exigeant la présence d'un second jet d'impulsion transverse $p_T > 25$ GeV, les distributions de contrôle vont évoluer comme le montrent les figures 6.7 à 6.10. La Table 6.11 résume le nombre d'événements avec ≥ 2 jets de tous les lots à ce stade de l'analyse, avec leur incertitude statistique.

TAB. 6.11 – Nombre d'événements avec ≥ 2 jets dans les données, lots de bruit de fond et signal scalaire pour $M_{LQ} = 250$ GeV, ainsi que leur incertitude statistique.

Lot	# evts $\geq 2j$
Data	448
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	410.6 ± 9.7
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$	0.4 ± 0.1
$t\bar{t} \rightarrow 2l2\nu2b$	8.5 ± 0.1
Dibosons	11.7 ± 0.2
Multijet	17.1 ± 9.4
Bruit de fond total	448.3 ± 13.4
Signal $M_{LQ} = 250$	11.9 ± 0.2

La Fig. 6.7 présente l'impulsion transverse du boson Z après repondération.

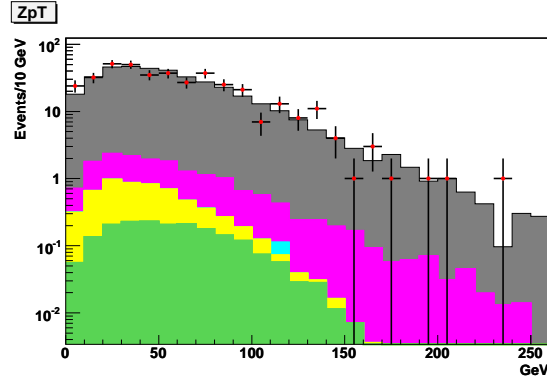
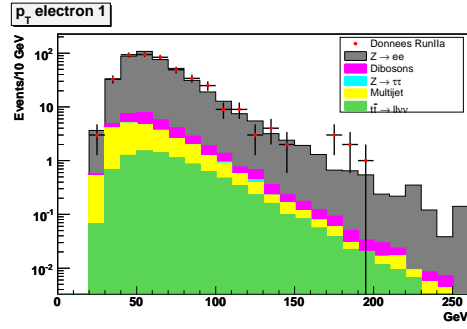
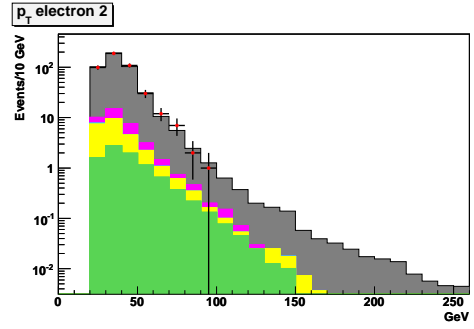


FIG. 6.7 – Spectre de l'impulsion transverse du boson Z après repondération, avec ≥ 2 jets.

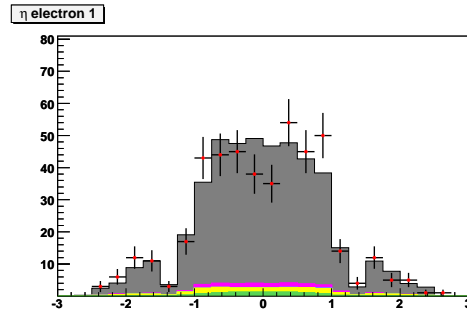
La Fig. 6.8 représente les principales distributions (p_T , η et ϕ) des deux premiers électrons. La Fig. 6.9 présente la distribution des variables principales des deux jets de plus grande impulsion : l'impulsion transverse (Fig. 6.9a et b), la pseudorapacité (c et d) et l'angle ϕ (e et f).



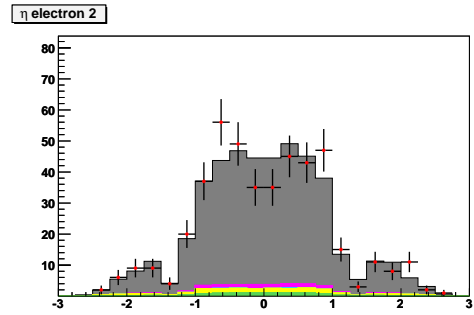
(a)



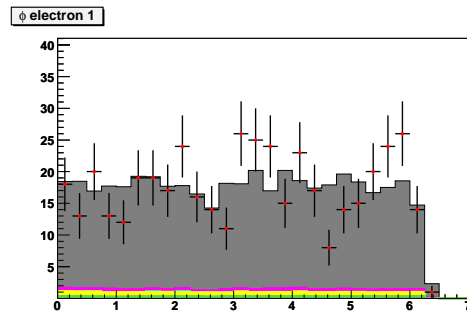
(b)



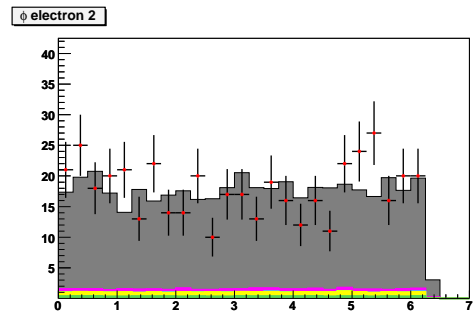
(c)



(d)

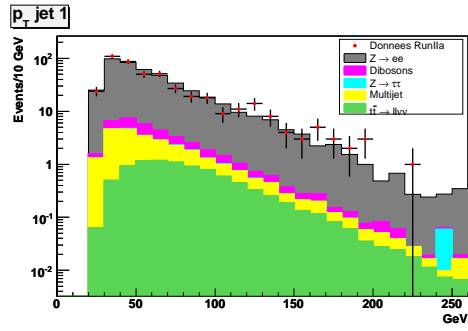


(e)

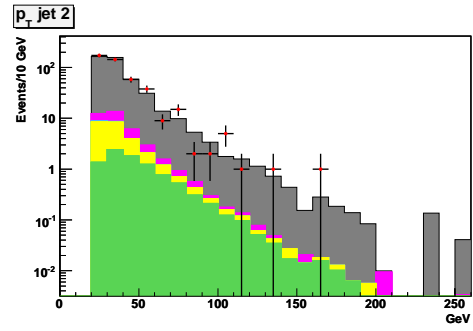


(f)

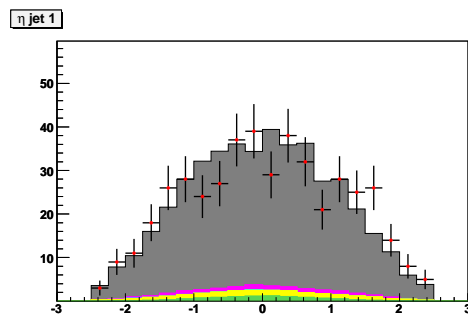
FIG. 6.8 – Distributions des variables p_T , η et ϕ des deux premiers électrons pour des événements avec ≥ 2 jets.



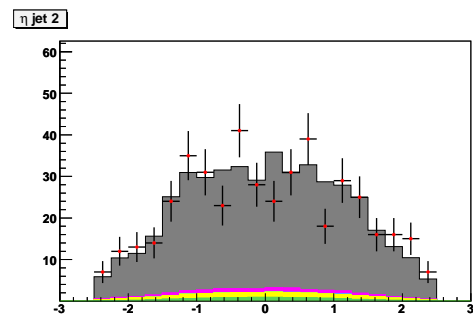
(a)



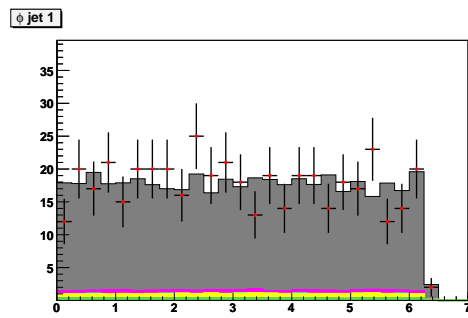
(b)



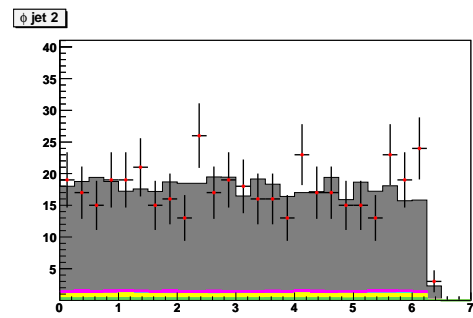
(c)



(d)



(e)



(f)

FIG. 6.9 – Distributions des variables p_T , η et ϕ des deux premiers jets, pour des événements avec ≥ 2 jets.

La distribution de la différence d'angle ϕ entre les deux premiers électrons est présentée sur la Fig. 6.10a. La différence d'angle ϕ entre les deux principaux jets est sur la Fig. 6.10b. Le nombre de jets est représenté sur la Fig. 6.10c.

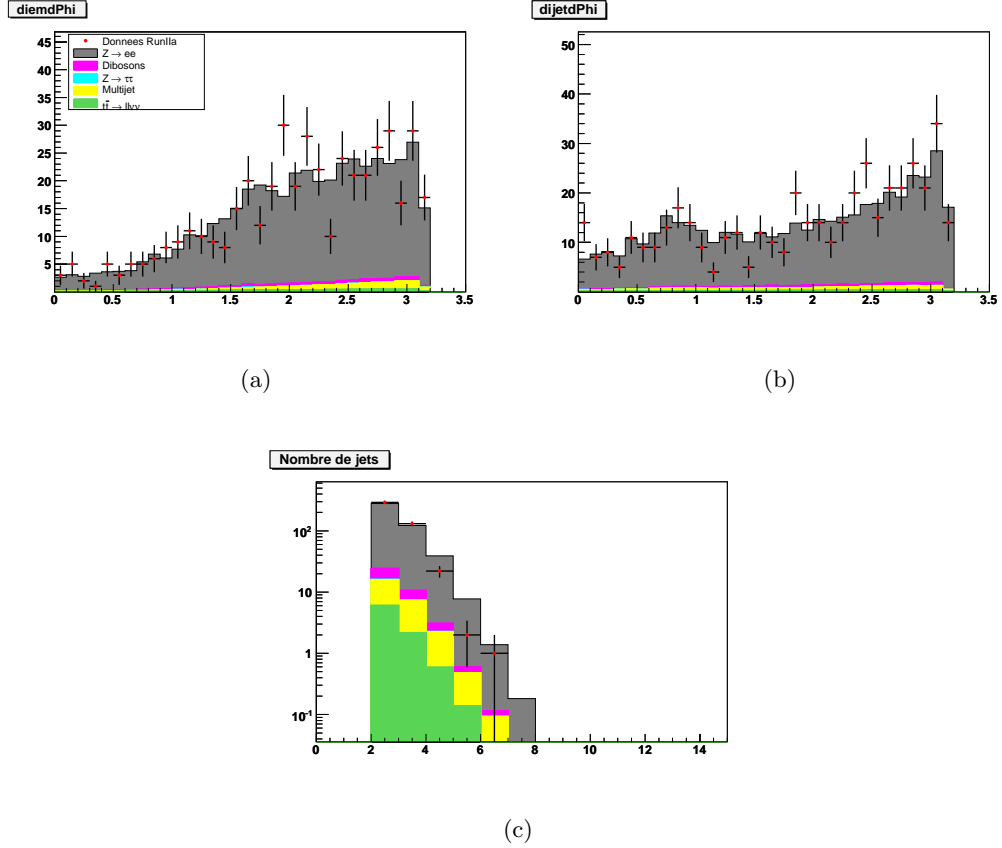
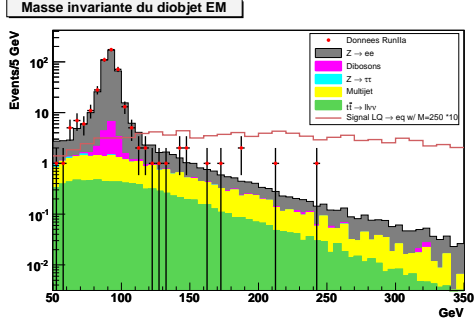


FIG. 6.10 – Distribution du $\Delta\phi$ entre les deux premiers électrons (a), $\Delta\phi$ entre les deux premiers jets (b) et nombre de jets avec une impulsion transverse $p_T > 15$ GeV (c), pour des événements avec ≥ 2 jets.

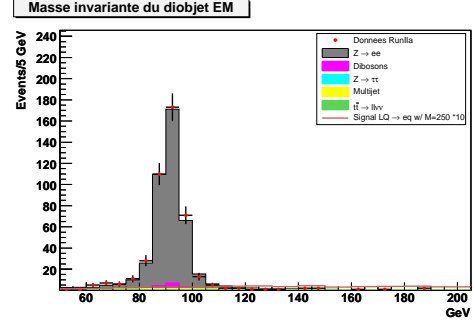
La Fig. 6.11a représente la masse invariante du diélectron sur une échelle logarithmique et en b) sur une échelle linéaire, c) est la masse invariante dijet sur une échelle logarithmique et en d) sur une échelle linéaire, e) et f) sont les distributions de S_T , l'énergie transverse scalaire définie comme :

$$S_T = p_T(\text{électron } 1) + p_T(\text{électron } 2) + E_T(\text{jet } 1) + E_T(\text{jet } 2)$$

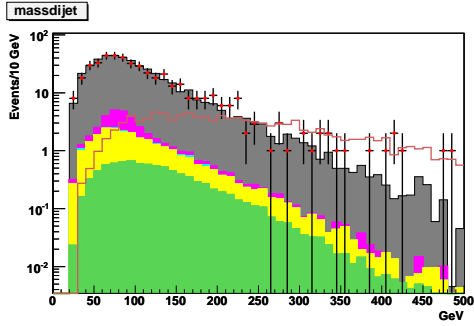
Sur les Fig. 6.11 et suivantes, on a superposé le signal pour un LQ scalaire de masse $M_{LQ} = 250$ GeV (cf. section 6.2). Les distributions des masses invariantes électron-jet sont montrées sur la Fig. 6.12. “E1” signifie l'électron de plus grande impulsion transverse et “J2” est le deuxième plus grand jet.



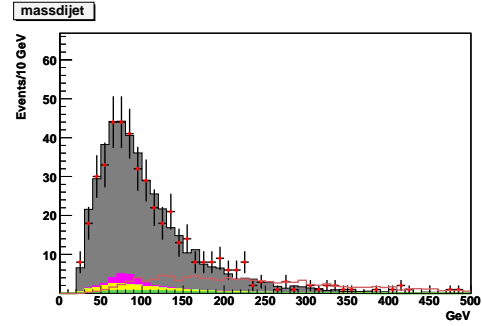
(a)



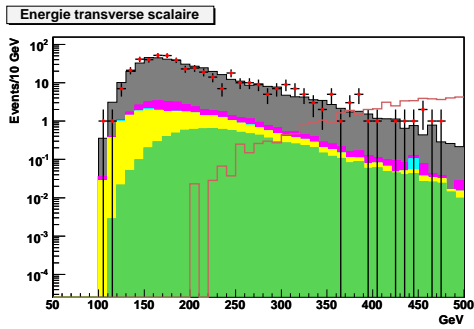
(b)



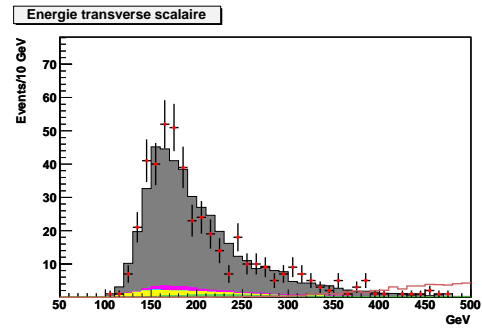
(c)



(d)



(e)



(f)

FIG. 6.11 – Masses invariantes du diélectron (a, b) et du dijet (c, d), et S_T (e, f) pour des événements avec ≥ 2 jets sur une échelle logarithmique (gauche) et sur une échelle linéaire (droite). Le signal pour un LQ scalaire de masse $M_{LQ} = 250$ GeV a été superposé.

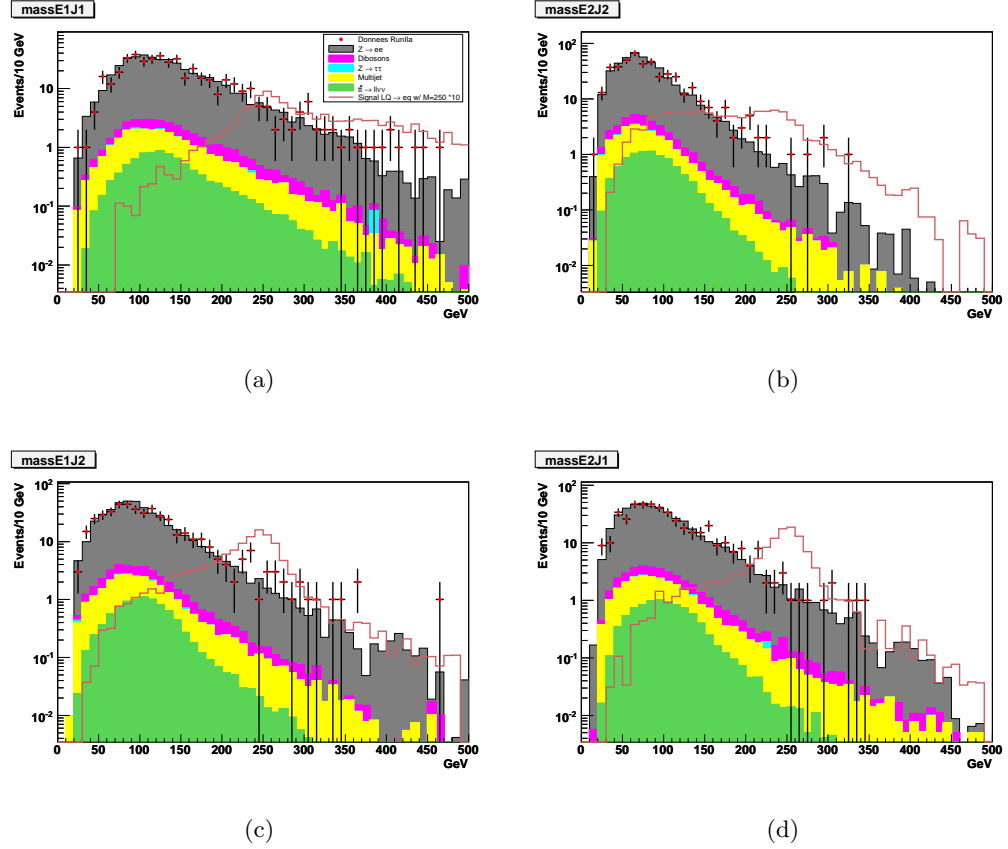


FIG. 6.12 – Masses invariantes électron-jet, pour des événements avec ≥ 2 jets. Le signal pour un LQ scalaire de masse $M_{LQ} = 250$ GeV a été superposé.

On a donc montré que les données sont en bon accord avec la simulation du Modèle Standard, même après l'ajout d'une condition sur l'impulsion transverse du second jet.

À présent, afin de réduire la principale source de bruit de fond, c'est-à-dire les processus $Z \rightarrow ee + \text{jets}$, on peut exclure les événements dont la masse invariante M_{ee} se situe dans le pic du Z . Un premier choix de coupure sur la variable M_{ee} peut être fait à $M_{ee} > 110$ GeV. Cette coupure est illustrée sur la Fig. 6.13 pour deux variables discriminantes : M_{ee} et S_T , l'énergie transverse scalaire. On peut remarquer sur la Fig. 6.13b que la plupart des événements de fond multijet se trouve dans l'intervalle $S_T < 300$ GeV.

La Table 6.12 résume le nombre d'événements de tous les lots après la coupure sur la masse invariante $M_{ee} > 110$ GeV, avec leur incertitude statistique.

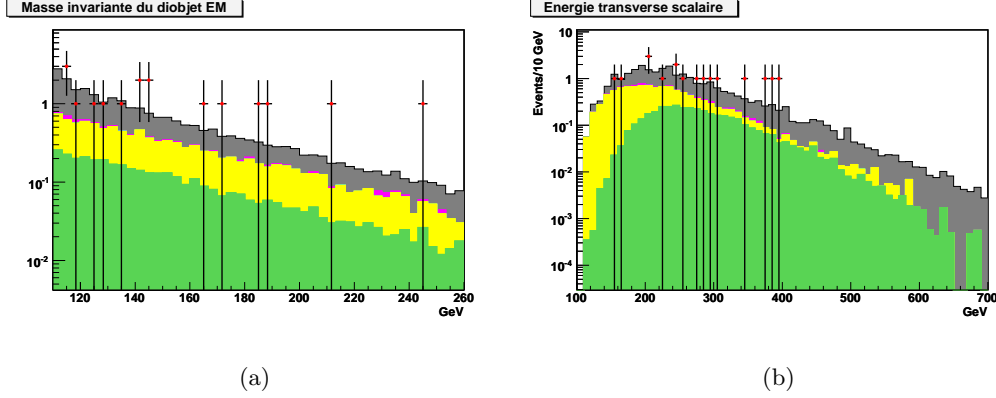


FIG. 6.13 – Masse invariante du diélectron (a) et énergie transverse scalaire (b) après le veto $M_{ee} > 110$ GeV.

TAB. 6.12 – Nombre d’événements dans les données, composition du bruit de fond et du signal scalaire pour $M_{LQ} = 250$ GeV, ainsi que leurs incertitudes statistiques pour $M_{ee} > 110$ GeV.

Lot	Nombre d’événements
Data	17
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	14.4 ± 0.8 (stat)
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$	0.02 ± 0.003 (stat)
$t\bar{t} \rightarrow 2l2\nu2b$	3.7 ± 0.1 (stat)
Dibosons	0.4 ± 0.05 (stat)
Multijet	7.2 ± 4.1 (stat)
Bruit de fond total	25.7 ± 4.1 (stat) ± 1.7 (syst)
Signal $M_{LQ} = 250$	10.4 ± 0.2

La Table 6.13 synthétise l’effet de l’application séquentielle des critères de sélection, sur les données et sur le lot signal simulé pour un LQ scalaire de masse $M_{LQ} = 250$ GeV. L’acceptance d’un critère **Ci** donné est mesurée relativement au critère **Ci-1**.

C0 consiste en la présélection d’événements avec 2 électrons *loose*. Les critères appliqués en **C1** sont décrits dans la section 6.1.2. Les principales coupures de **C1** sont l’exigence d’au moins un bon jet ($\sim 25\%$ accept.) et de la qualité *tight* pour les électrons de plus grand p_T ($\sim 50\%$ accept.). **C3** est appliquée dans le but de réduire le fond multijet. Avec **C4**, on impose aux événements d’avoir au moins un électron dans la partie centrale du calorimètre, afin de se placer dans les conditions optimales d’efficacité de reconstruction. Dans l’ensemble **C5**, on requiert au moins

TAB. 6.13 – Séquence de critères de sélection, événements restants et acceptances pour chaque critère relativement au précédent sur les données et le lot signal pour un LQ scalaire de masse $M_{LQ} = 250$ GeV.

Critères	Data		Signal
	evts	acc.(%)	acc.(%)
C0 : Présélection	121848	100	100
C1 : Sélection	13886	11.4	61.1
C2 : ≥ 2 EM, $p_T > 25$ GeV/ c	10607	76.4	97.9
C3 : + $M_{ee} > 50$ GeV/ c^2	10518	99.2	97.9
C4 : + ≥ 1 EM dans le CC	9924	94.4	99.3
C5 : + ≥ 1 jet avec $p_T > 25$ GeV/ c	4009	40.4	99.9
C6 : + ≥ 2 jets avec $p_T > 25$ GeV/ c	448	11.2	85.6
C7 : + $M_{ee} > 110$ GeV/ c^2 (veto du Z)	17	3.8	87.4

un bon jet d'impulsion transverse $p_T > 25$ GeV et avec $|\eta| < 2.5$. C'est à ce niveau que la normalisation est faite. Par l'ajout de **C6**, les événements doivent contenir ≥ 2 électrons *tight* et ≥ 2 bons jets, provenant tous les quatre du même vertex. Enfin, **C7** est un veto sur le boson Z dans le spectre ee qui permet de réduire fortement la principale source de bruit de fond. Le choix de la valeur de cette coupure sera étudié dans la section 6.7.2.

À cette étape de l'analyse, on peut estimer la part que représentent les événements issus des processus électrofaibles du MS dans le lot multijet comportant de faux électrons et deux jets. Pour ce faire, nous avons sélectionné des lots $Z \rightarrow ee +$ jets et $t\bar{t}$ de la même façon que les événements du lot multijet. Après normalisation à des sections efficaces NLO et à la luminosité des données, le nombre de ces événements comportant de faux électrons et deux jets a été estimée à $< 0.5\%$ du lot multijet.

6.5 Efficacité du signal

6.5.1 Efficacité des coupures pour les leptarquarks scalaires

L'acceptance des critères de sélection a été estimée pour les lots signal, dans le cas de LQ scalaires avec une masse comprise entre 120 et 320 GeV/c^2 . A partir de la Fig. 6.13b, on voit qu'une coupure minimale sur l'énergie transverse scalaire S_T à 300 GeV réduit considérablement le bruit de fond. La Fig. 6.14a représente l'effet de la variation de cette coupure sur l'acceptance du signal. Ce critère sera discuté un peu plus tard. Les valeurs de l'acceptance pour une LQ de masse $M_{LQ} = 250$ GeV sont données dans la Table 6.14.

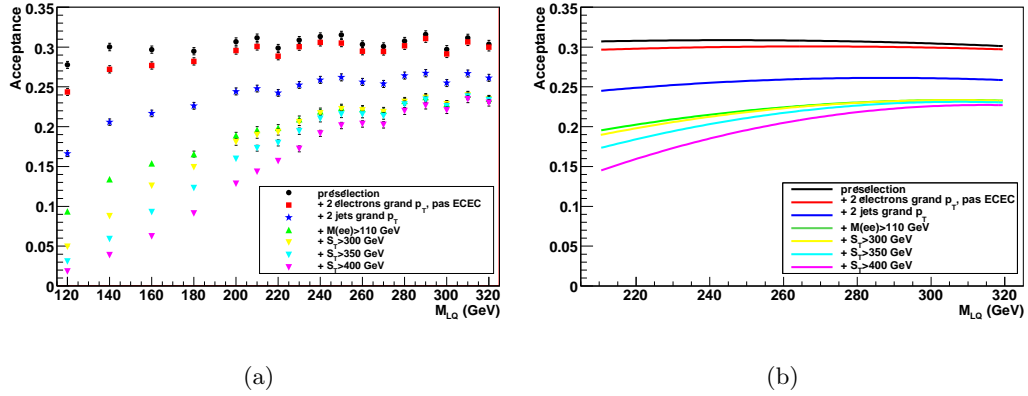


FIG. 6.14 – Acceptance des critères de sélection en fonction de la masse du LQ scalaire (gauche), et son ajustement dans l'intervalle $210 < M_{LQ} < 320$ GeV (droite). L'incertitude statistique sur l'acceptance est $< 2\%$

TAB. 6.14 – Séquence de critères de sélection et acceptance sur le lot signal pour $M_{LQ} = 250$ GeV.

Critère	Acceptance (%)
Présélection	31.5 ± 0.5
+ 2 électrons, pas ECEC	30.5 ± 0.5
+ 2 jets	26.2 ± 0.4
+ $M_{ee} > 110$ GeV	21.9 ± 0.4
+ $S_T > 300$ GeV	21.7 ± 0.4
+ $S_T > 350$ GeV	21.0 ± 0.4
+ $S_T > 400$ GeV	19.2 ± 0.4

On a ajusté l'acceptance du signal en fonction de la masse du leptarquark scalaire dans la région d'intérêt pour l'analyse, c'est-à-dire pour une masse M_{LQ} comprise

entre 210 et 320 GeV (voir Fig. 6.14b).

6.5.2 Efficacité des coupures pour les leptoquarks vecteurs

Afin de comparer l'acceptance des événements pour un LQ vecteur à celle d'événements pour un LQ scalaire, on a généré des événements pour les 3 couplages et pour une masse du LQ de 250 GeV (voir Fig. 6.15).

Sur la Fig. 6.15, le cas scalaire correspond au lot PYTHIA pour $M_{LQ} = 250 \text{ GeV}/c^2$ déjà présenté sur la Fig. 6.14. Comme le montre la Fig. 6.15, les acceptances relatives des critères de sélection sur le lots de LQ scalaire et vecteurs pour la même masse de LQ sont tout à fait comparables, et les différences entre elles peuvent être facilement comprises. Sur la Fig. 6.16 est comparée l'impulsion transverse des électrons au niveau de la génération pour des configurations CCCC (a) et CCEC (b) pour un LQ scalaire et un LQ vecteur (couplage de Yang-Mills). La Fig. 6.17 est la masse invariante du diélectron. Les différences entre les distributions des LQ scalaire et vecteurs expliquent la variation d'acceptance des coupures sur l'impulsion transverse des objets EM au niveau de la présélection et du veto du boson Z correspondant à la coupure $M_{ee} > 110 \text{ GeV}$.

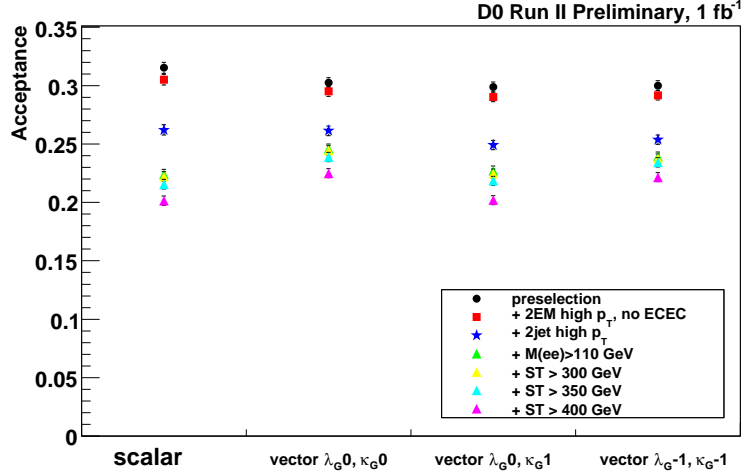


FIG. 6.15 – Acceptance des critères de sélection pour différents types de LQ de masse 250 GeV/c².

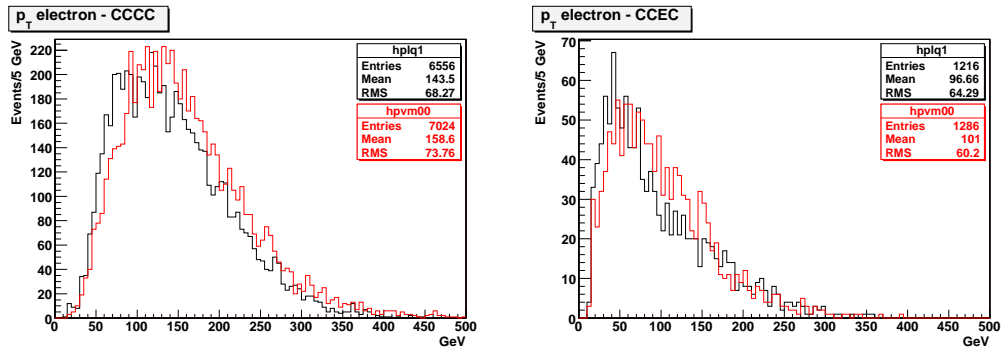


FIG. 6.16 – Distribution de l'impulsion transverse p_T de l'électron au niveau de la génération pour les topologies CCCC (gauche) et CCEC (droite). La courbe noire correspond au LQ scalaire, alors que la courbe rouge est celle du LQ vecteur, pour λ_G et $\kappa_G = 0$.

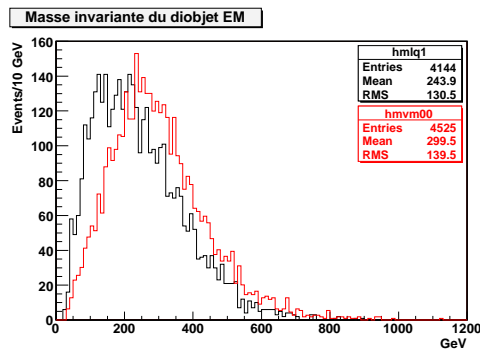


FIG. 6.17 – Distribution de la masse invariante du diélectron. La courbe noire correspond au LQ scalaire, alors que la courbe rouge est celle du LQ vecteur, pour λ_G et $\kappa_G = 0$.

6.6 Incertitudes systématiques

La Table 6.15 résume les différentes sources d'incertitudes systématiques et leur estimation pour le bruit de fond et le signal.

TAB. 6.15 – Table des incertitudes systématiques.

Source	SM	Signal
Sections efficaces (NLO)	+1.2 – 1.1%	–
PDF (acceptance)	–	~ 5%
JES	+1.7 – 2.0%	+0.1 – 0.5%
Identification des jets	0.4%	0.7%
Identification des objets EM	0.2%	8%
Normalisation	1.2%	–
Luminosité	–	6.1%
Total	+2.5 – 2.6%	±11.3%

- les sections efficaces LO utilisées pour normaliser entre eux les lots ALPGEN de différentes multiplicités de jets avec différents intervalles de masse du boson Z , et pour les normaliser à la luminosité des données, portent une incertitude que l'on cherche à déterminer. En utilisant la référence [82], on connaît l'incertitude totale $\Delta\sigma_{NLO}$ sur la section efficace NLO des processus $Z + n lp$ dans l'intervalle $60 < M_{\gamma/Z} < 130$ GeV. Lorsque cette incertitude $\Delta\sigma_{NLO}$ est appliquée à tous les événements Z , on obtient une incertitude globale de $^{+1.2}_{-1.1}\%$ sur l'acceptance. Cette variation de l'acceptance totale est partiellement absorbée par la normalisation globale des événements de bruits de fond aux données, d'où sa faible valeur absolue.
- l'effet du choix de la fonction de densité partonique (PDF) sur l'efficacité du signal est évalué en utilisant un ensemble de PDF NLO (CTEQ6.1M) sur une base de 20 vecteurs propres positifs et négatifs [78, 79]. On suppose que l'incertitude calculée en utilisant CTEQ6.1M et les 40 vecteurs propres est du même ordre de grandeur que celle que l'on calculerait à l'ordre dominant. Les résultats obtenus pour une masse de LQ $M_{LQ} = 250$ GeV donnent une incertitude systématique de $^{+3.6}_{-5.8}\%$. Comme l'acceptance est comparable pour des masses de LQ $M_{LQ} \geq 250$ GeV, on prendra conservativement $\pm 5\%$ d'incertitude totale sur l'acceptance due au choix de la PDF.
- l'incertitude sur la correction de JES a été mesurée en faisant varier le *shifting* (de JSSR, voir section 4.4.3) de ± 1 déviation standard pour les événements simulés. Cela mène à $^{+1.7}_{-2.0}\%$ d'incertitude relative sur la prédiction du bruit de fond du MS, et à $^{+0.13}_{-0.51}\%$ d'incertitude relative sur le signal. L'effet de résolution dû à JSSR, lui, est négligeable à la fois sur le bruit de fond et sur le signal.
- la correction de l'efficacité d'identification des jets est fonction de la zone du calorimètre dans laquelle le jet est détecté : CC ou ICR. Cette correction porte une incertitude systématique pour chaque zone, estimée en faisant varier la correction de ± 1 déviation standard. Nous avons évalué l'incertitude maximale

dans notre cas à $\pm 0.44\%$ sur les bruits de fond et de $\pm 0.74\%$ sur le signal, en modifiant de ± 1 déviation standard la paramétrisation de l'efficacité dans le CC et l'ICR simultanément.

- l'incertitude systématique sur les facteurs de correction de l'efficacité d'identification des électrons est évaluée à $\pm 0.7\%$ du bruit de fond et $\pm 8\%$ du signal. Cette incertitude provient de deux sources : la première est reliée au choix de la paramétrisation de la correction d'efficacité (en fonction de η_{det} et ϕ_{det}); un autre choix de paramétrisation (e.g en fonction de η_{det} seulement) implique une différence de $\pm 0.16\%$ sur l'acceptance des bruits de fond et d'environ $\pm 0.2\%$ sur l'acceptance du signal. Deuxièmement, l'incertitude statistique (± 1 déviation standard) sur les coefficients de correction contribue également à l'incertitude globale : avant renormalisation du bruit de fond aux données, le nombre d'événements $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ avec $+1\sigma$ est de 8.6% supérieur à l'acceptance de l'analyse dans sa configuration nominale, et de 8.1% inférieur avec -1σ . Cependant, après renormalisation, l'ajout ou le retrait d'un écart standard mène à une variation négligeable du nombre d'événements de bruit de fond, alors que la variation d'acceptance est proche de 8% pour le signal. Pour mesurer l'incertitude totale, les deux sources d'erreur ont été ajoutées quadratiquement².
- la normalisation des événements de bruits de fond s'appuie sur une méthode de la matrice, qui dépend de la taille des deux intervalles du spectre de masse invariante, choisis pour mesurer le nombre d'événements dans ces deux régions. En faisant varier les bornes de ces intervalles de $5 \text{ GeV}/c^2$, on obtient une différence maximale de 1.2% par rapport à l'acceptance globale du cas nominal.
- l'incertitude systématique sur la luminosité a été évaluée par la collaboration [84] à $\pm 6.1\%$.

²On peut comparer ce nombre à celui de 5.5% habituellement utilisé dans les analyses de mesure des propriétés du quark top : la différence induite par le choix d'une incertitude de 5.5% au lieu de 8% est négligeable au niveau du calcul de la limite. De façon à rester dans une approche conservative, on utilisera le nombre de 8% .

6.7 Optimisation et calcul des limites

En fin de section 6.4, on observe un accord satisfaisant entre les données et les prédictions du MS. Deux coupures principales ont alors été considérées : un veto sur la source principale de bruit de fond, i.e. les processus $Z/\gamma^* \rightarrow ee+\text{jets}$, en ne conservant que les événements ayant une masse invariante diélectron au-delà du pic du Z , et une coupure sur l'énergie transverse scalaire, S_T , afin de réduire la contribution du bruit de fond et en particulier celle des événements multijet.

Dans ce qui suit, l'acceptance du signal et la section efficace limite attendue correspondante ont été calculées en faisant varier les coupures sur la masse invariante M_{ee} et sur l'énergie transverse S_T .

6.7.1 Méthode de calcul de la section efficace limite

On utilise l'outil TLimit [85] implémenté dans ROOT et fondé sur une méthode fréquentiste de calcul de niveaux de confiance (CL_s) à partir d'hypothèses sur la compatibilité des données avec un niveau de signal et de bruit estimé.

On compare la configuration des données observées avec les prédictions pour deux hypothèses : soit les données sont compatibles avec un niveau de bruit de fond et une petite fluctuation de la somme du signal et du bruit de fond (hypothèse $s + b$), soit les données observées sont une fluctuation du bruit de fond uniquement (hypothèse b). Ceci requiert donc une bonne estimation des niveaux de bruit de fond et de signal.

Pour tester l'une ou l'autre des hypothèses de compatibilité des données, on définit un test statistique Q qui va donner le résultat de tirages d'expériences aléatoires (selon une probabilité poissonnienne) pour les hypothèses b ou $s + b$:

$$Q = \frac{P_{poiss}(data|(s+b))}{P_{poiss}(data|b)}$$

A partir du test Q , on définit le niveau de confiance $1 - CL_b$ qui s'interprète comme la non-compatibilité des données avec l'hypothèse b , et CL_{s+b} le niveau de confiance de compatibilité des données avec l'hypothèse $s + b$. Une hypothèse $s + b$ est exclue si CL_{s+b} est inférieur à 0.05.

Cependant, comme il se peut que le signal fluctue "vers le bas" et donc que dans ce cas CL_{s+b} et CL_b soient petits, on préférera utiliser le rapport

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b}$$

afin de prendre en compte cette éventualité. Un niveau de confiance CL_s de 0.05 exclura la présence d'un signal à 95% de niveau de confiance (C.L.).

TLimit peut prendre en entrée des histogrammes du signal, du bruit de fond total et des données, comme ce sera le cas pour la détermination de la limite sur la

masse du LQ scalaire. On peut également fournir à l'algorithme le nombre d'événements dans les trois lots et c'est ce que nous ferons pour déterminer une limite sur la masse des LQ vecteurs.

On peut obtenir une limite supérieure sur la section efficace attendue, c'est-à-dire indépendamment des données. En revanche, pour le calcul de la limite sur la section efficace observée, le nombre d'événements dans les lots de données importe.

6.7.2 Limite sur la section efficace du LQ scalaire

On a étudié les coupures en masse invariante M_{ee} et en énergie transverse S_T sur la distribution de la variable $\langle M_{ej} \rangle$, qui est la moyenne des deux masses invariantes électron-jet, et définie comme suit :

$$\langle M_{ej} \rangle = (M_{ej1} + M_{ej2})/2$$

Puisqu'on se place dans le cadre d'une production de paires de LQ, on s'attend à ce que la masse du LQ soit égale à celle de son antiparticule. Pour chaque événement, M_{ej1} et M_{ej2} sont les deux masses invariantes électron-jet qui minimisent la différence de masse entre le leptoquark et l'anti-leptoquark reconstruits. La Fig. 6.18 représente la masse invariante M_{ej2} en fonction de M_{ej1} au niveau du critère de sélection **C4** et **C5**, pour les données et pour les événements simulés avec une masse de LQ $M_{LQ} = 290$ GeV.

Les acceptances et les sections efficaces attendues correspondantes ont été déterminées pour chaque masse de LQ et pour chaque couple de coupures sur la masse diélectron M_{ee} et l'énergie transverse S_T : on a choisi 4 valeurs de la coupure en M_{ee} ($M_{ee} > 105, 110, 115$ and 120 GeV) et 5 valeurs de coupure sur S_T ($S_T > 300, 350, 400, 450$ and 500 GeV). Nous avons comparé pour les 20 cas possibles, les sections efficaces attendues calculées avec TLimit pour une masse de leptoquark M_{LQ} comprise entre 270 and 320 GeV, comme le montre la Table 6.16.

Quatre combinaisons $\{M_{ee}, S_T\}$ se sont détachées des 20 cas considérés : $\{M_{ee} > 105, S_T > 350\}$, $\{M_{ee} > 105, S_T > 400\}$, $\{M_{ee} > 110, S_T > 350\}$ et $\{M_{ee} > 110, S_T > 400\}$ donnent les meilleurs résultats. La Table 6.17 présente, pour ces quatre solutions, le nombre d'événements dans les lots de bruit de fond et de signal généré pour une masse de LQ $M_{LQ} = 290$ GeV et normalisé à la luminosité des données avec une section efficace à l'ordre suivant l'ordre de l'arbre σ_{NLO} .

La section efficace attendue à 95% C.L. pour un leptoquark de masse $M_{LQ} = 290$ GeV en fonction de la masse M_{ee} et de la variable S_T est représentée sur la Fig. 6.19. On voit ici que dans ce cas, les quatre ensembles de coupures sur M_{ee} et S_T GeV semblent à peu près autant favorables.

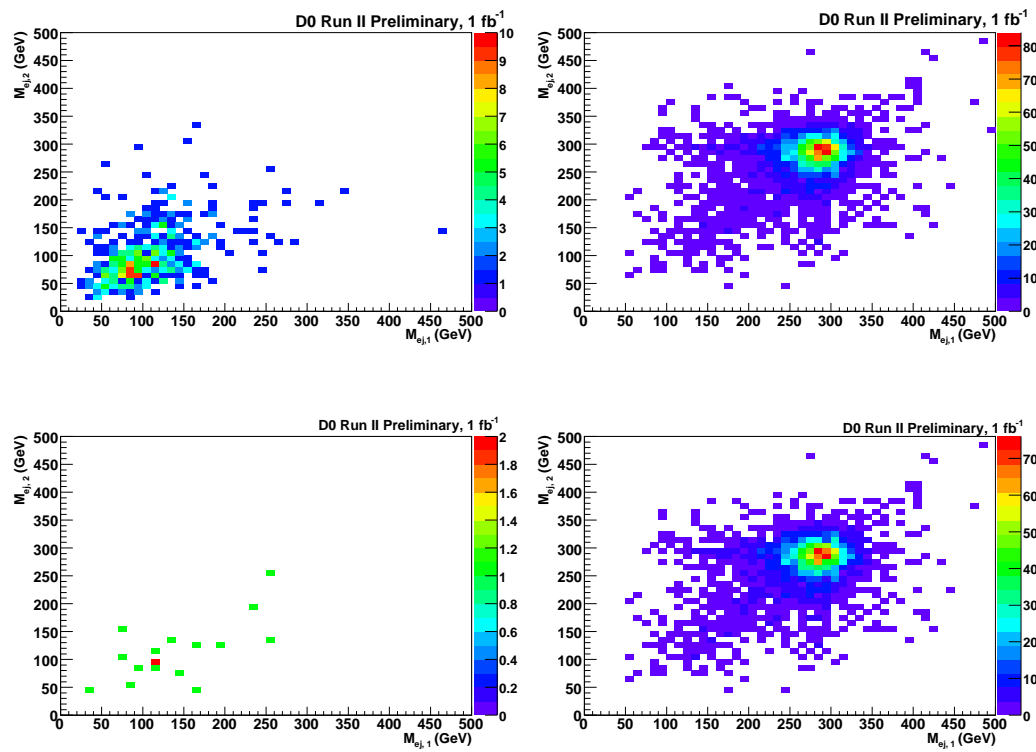


FIG. 6.18 – M_{ej1} en fonction de M_{ej2} au niveau du critère **C4** (haut) et **C5** (bas) pour les données (gauche) et le signal avec un masse de LQ $M_{LQ} = 290$ GeV (droite).

TAB. 6.16 – Limites attendues sur la section efficace du signal (en pb) obtenues avec TLimit, pour atteindre 95% CL.

M_{LQ} (GeV)	$M_{ee} > 105$ GeV	$M_{ee} > 110$ GeV	$M_{ee} > 115$ GeV	$M_{ee} > 120$ GeV
$S_T > 300$ GeV				
270	0.0156	0.0155	0.0157	0.0160
280	0.0144	0.0144	0.0146	0.0148
290	0.0138	0.0140	0.0141	0.0143
300	0.0143	0.0143	0.0145	0.0147
310	0.0134	0.0136	0.0136	0.0137
320	0.0135	0.0137	0.0138	0.0140
$S_T > 350$ GeV				
270	0.0155	0.0155	0.0156	0.0157
280	0.0144	0.0144	0.0144	0.0146
290	0.0137	0.0138	0.0140	0.0141
300	0.0143	0.0143	0.0145	0.0145
310	0.0132	0.0134	0.0136	0.0137
320	0.0135	0.0135	0.0138	0.0138
$S_T > 400$ GeV				
270	0.0156	0.0155	0.0157	0.0159
280	0.0144	0.0142	0.0144	0.0146
290	0.0138	0.0138	0.0140	0.0141
300	0.0141	0.0143	0.0145	0.0145
310	0.0132	0.0132	0.0134	0.0136
320	0.0134	0.0135	0.0135	0.0138
$S_T > 450$ GeV				
270	0.0167	0.0165	0.0167	0.0167
280	0.0148	0.0148	0.0150	0.0152
290	0.0143	0.0143	0.0145	0.0147
300	0.0145	0.0147	0.0147	0.0149
310	0.0134	0.0136	0.0136	0.0137
320	0.0137	0.0138	0.0138	0.0139
$S_T > 500$ GeV				
270	0.0190	0.0192	0.0195	0.0197
280	0.0170	0.0172	0.0174	0.0176
290	0.0157	0.0159	0.0162	0.0165
300	0.0157	0.0159	0.0162	0.0164
310	0.0144	0.0146	0.0147	0.0149
320	0.0145	0.0148	0.0149	0.0150

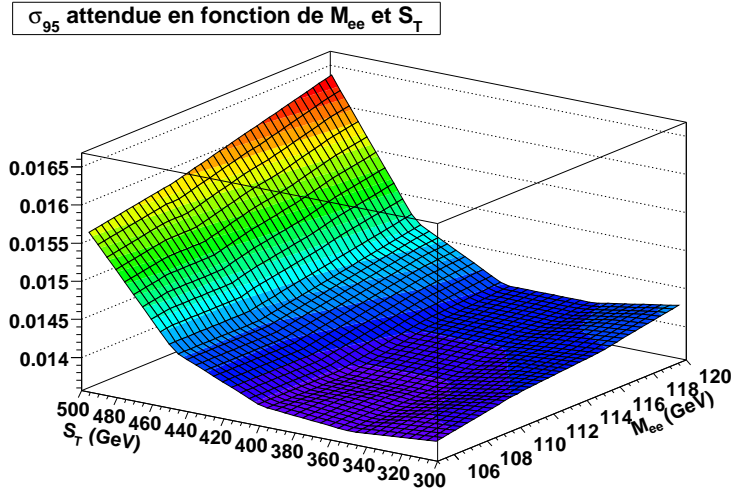


FIG. 6.19 – Section efficace attendue à 95% C.L. pour un leptarquark de masse $M_{LQ} = 290$ GeV en fonction de M_{ee} et S_T .

TAB. 6.17 – Nombre d'événements de bruit de fond et de signal pour différentes coupures sur la masse invariante diélectron et l'énergie transverse scalaire.

M_{ee} (GeV)	S_T (GeV)	Bruit de fond	Signal NLO ($M_{LQ} = 290$ GeV)
105	350	3.03 ± 0.20 (stat) ± 0.08 (syst)	4.20 ± 0.08 (stat) ± 0.47 (syst)
110	350	2.87 ± 0.19 (stat) ± 0.08 (syst)	4.14 ± 0.08 (stat) ± 0.47 (syst)
105	400	1.63 ± 0.14 (stat) ± 0.04 (syst)	4.07 ± 0.07 (stat) ± 0.46 (syst)
110	400	1.51 ± 0.12 (stat) ± 0.04 (syst)	4.01 ± 0.07 (stat) ± 0.45 (syst)

À partir des valeurs ajustées de l'acceptance du signal après les coupures sur les variables M_{ee} et S_T (cf. Fig. 6.14b), on a calculé (avec TLimit) les sections efficaces attendues correspondantes. Ces nouvelles valeurs sont données dans la Table 6.19 montrées sur la Fig. 6.20. En utilisant le programme TLimit sur des histogrammes de la variable $\langle M_{ej} \rangle$ pour données, bruits de fond et signal, pour chaque masse du LQ et chaque valeur des coupures sur M_{ee} et S_T , on a dérivé les sections efficaces limites attendue correspondantes (voir Fig. 6.20) .

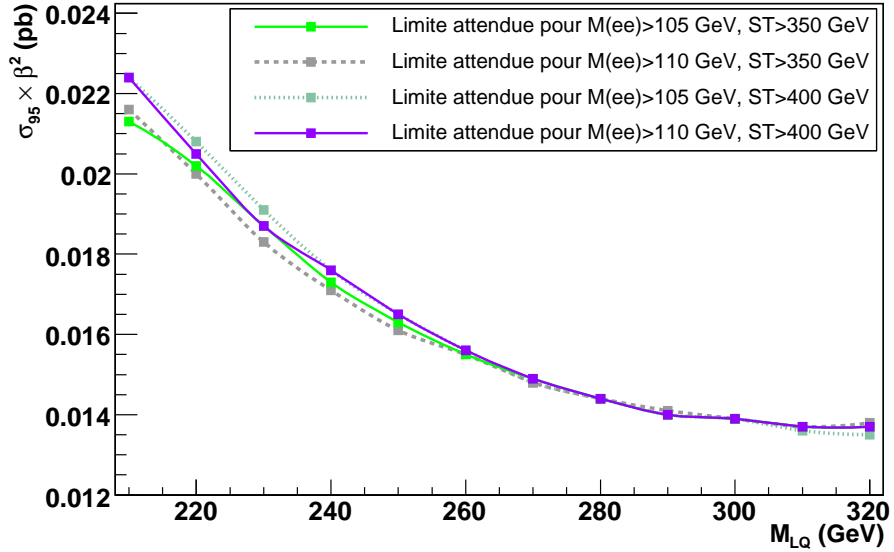


FIG. 6.20 – Sections efficaces limites attendues en fonction de la masse du LQ scalaire et pour différentes coupures sur M_{ee} et S_T .

Nous observons que les résultats à haute masse de leptoquark sont très stables et dépendent peu des différentes valeurs des coupures sur les variables M_{ee} et S_T . Hormis pour le couple de coupures $\{M_{ee} > 110 \text{ GeV}, S_T > 350 \text{ GeV}\}$ au voisinage d'une masse de leptoquark $M_{LQ} = 290 \text{ GeV}$, les sections efficaces attendues sont à peu près égales dans l'intervalle de masse $280 < M_{LQ} < 305 \text{ GeV}$.

La valeur minimale de la limite sur la section efficace pour une grande masse de leptoquark est obtenue pour le couple de coupures $\{M_{ee} > 110 \text{ GeV}, S_T > 400 \text{ GeV}\}$. De plus, puisqu'elles sont les plus grandes valeurs choisies des coupures sur les variables M_{ee} et S_T , elles correspondent au cas où le bruit de fond est minimal. Par conséquent, ce couple de coupures sera utilisé pour déterminer la limite sur la masse du LQ. La composition du lot de bruit de fond pour ce jeu de coupures est détaillée dans la Table 6.18. Il ne reste plus aucun événement de données à ce stade de l'étude. La distribution des valeurs de la masse invariante moyenne

$\langle M_{ej} \rangle$ pour les événements de bruit de fond et de signal (pour une masse de leptoquark $M_{LQ} = 290$ GeV) avec une masse diélectron $M_{ee} > 110$ GeV et une énergie transverse $S_T > 400$ GeV est présentée sur la Fig. 6.21.

TAB. 6.18 – Composition du bruit de fond pour $M_{ee} > 110$ GeV et $S_T > 400$ GeV.

Lot	Nombre d'événements
Data	0
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	1.11 ± 0.10 (stat)
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$	$1 \text{ E}^{-3} \pm 1 \text{ E}^{-4}$ (stat)
$t\bar{t} \rightarrow 2l2\nu2b$	0.29 ± 0.01 (stat)
Dibosons	0.01 ± 0.01 (stat)
Multijet	0.10 ± 0.06 (stat)
Bruit de fond total	1.51 ± 0.12 (stat) ± 0.04 (syst)
Signal $M_{LQ} = 250$	4.01 ± 0.07 (stat) ± 0.45 (syst)

La Fig. 6.22 représente les sections efficaces théoriques à l'ordre suivant l'ordre de l'arbre et la limite sur la section efficace expérimentale à 95% C.L. multipliée par β^2 en fonction de la masse du LQ scalaire. Pour $\beta = 1$, l'intersection de la plus basse section efficace théorique (pour une échelle de renormalisation $\mu = 2M_{LQ}$) donne une limite sur la masse du LQ scalaire à 292 GeV, et une masse de 299 GeV pour $\mu = M_{LQ}$.

6.7.3 Limite sur la section efficace du LQ vecteur

Pour calculer la limite sur la section efficace des LQ vecteurs, le nombre d'événements dans les lots de données, bruits de fond et signal ont été utilisées en entrée de TLimit, avec des coupures appliquées sur M_{ee} à 110 GeV et pour différentes coupures sur S_T .

On a déterminé les acceptances pour chaque couplage à partir des lots de LQ vecteurs générés avec une masse de LQ de 250 GeV. Comme l'illustre la figure 6.15, les acceptances des critères de sélection sur les lots de LQ scalaire et vecteurs pour la même masse du LQ sont tout à fait comparables. Dans le cas scalaire, l'acceptance croît avec la masse du LQ (cf. Fig. 6.14) et nous avons supposé que les acceptances pour le LQ vecteur suivent le même comportement. Donc, il est conservatif de choisir pour le calcul de la limite, les acceptances de lots générés pour une masse de 250 GeV. Après avoir appliqué les coupures, et pour chaque valeur de S_T , le nombre de données, d'événements de bruit de fond total attendu et l'acceptance pour chaque couplage VM sont donnés dans la Table 6.20 avec les sections efficaces à 95% C.L. attendue et observée correspondantes. La meilleure limite sur la section efficace attendue, pour chacun des couplages, correspond à la coupure sur S_T à 400 GeV; nous allons donc appliquer cette coupure dans la suite. Les limites sur M_{LQ} peuvent alors être déterminées à partir de la Fig. 6.23, représentant les sections efficaces

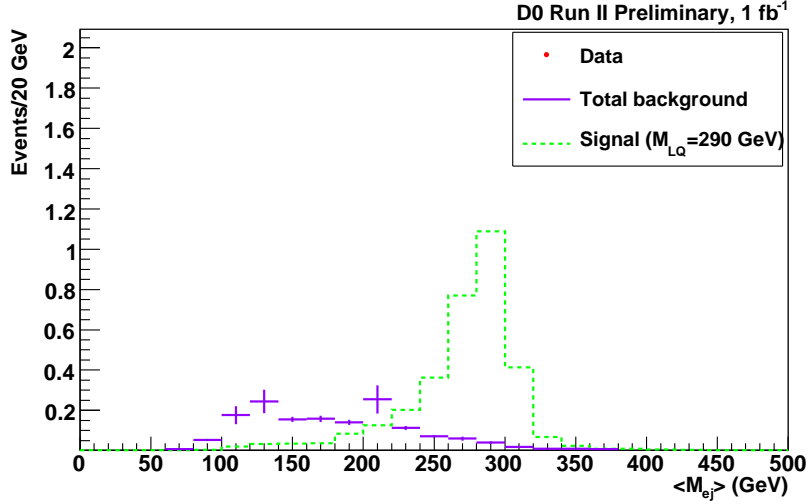


FIG. 6.21 – Distribution des valeurs de la variable $\langle M_{ej} \rangle$ pour le bruit de fond et le signal (avec une masse de LQ $M_{LQ} = 290$ GeV) avec une masse invariante $M_{ee} > 110$ et une énergie transverse $S_T > 400$ GeV. Il ne reste plus aucun événement de données à ce stade de l'étude.

théoriques des 3 couplages et les sections efficaces attendue et observée. Ces résultats sont résumés dans la Table 6.21.

6.8 Conclusion

Nous avons analysé un échantillon d'événements $eejj$ correspondant à une luminosité de 1.02 fb^{-1} . Le nombre d'événements observés est en accord avec le niveau de bruit de fond prédit par le Modèle Standard : nous avons donc pu poser une limite sur la section efficace de production multipliée par le carré du rapport de branchement d'une paire de leptoquarks scalaires et vecteurs de première génération décroissant en un électron et un jet, en fonction de la masse du leptoquark. Nous avons interprété ces limites en terme de limite sur la masse du leptoquark ; nous avons exclu un LQ scalaire de première génération d'une masse de 292 GeV, repoussant cette limite de 50 GeV par rapport à la précédente étude sur 252 pb^{-1} de données, et un LQ vecteur d'une masse entre 350 et 458 GeV, selon le type de couplage.

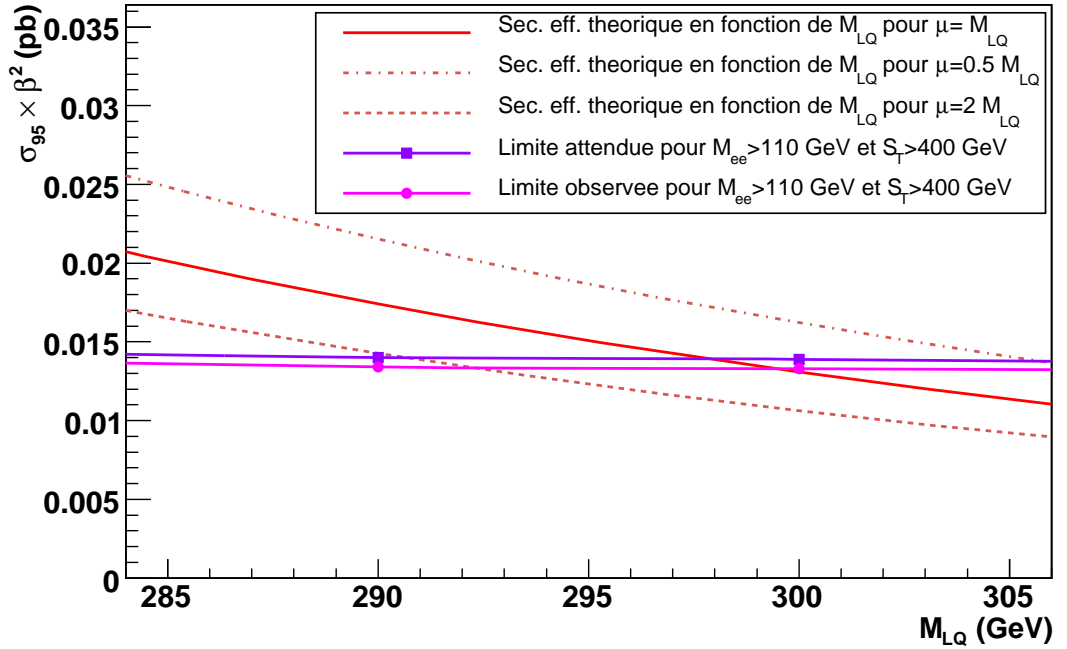
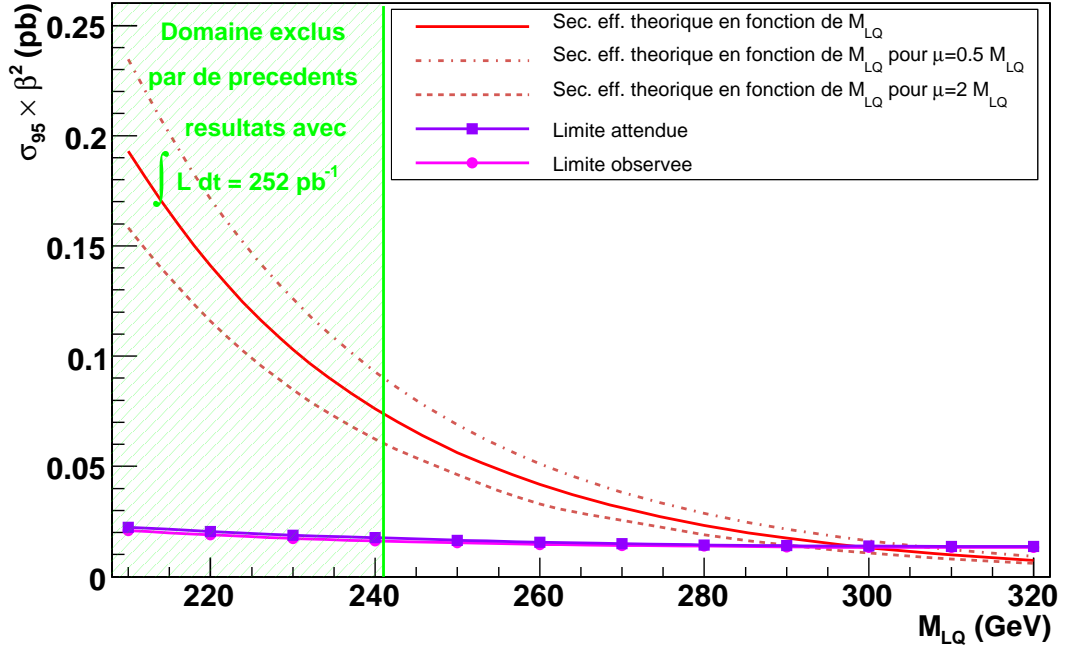


FIG. 6.22 – Limite sur la section efficace expérimentale à 95% C.L. \times le rapport de branchement en fonction de la masse du LQ scalaire. Les sections efficaces NLO théoriques sont tracées pour différentes valeurs de l'échelle de renormalisation : M_{LQ} (ligne pleine), $M_{LQ}/2$ (ligne mixte) et $2M_{LQ}$ (pointillés), l'incertitude due au choix de la PDF étant incluse. Une limite sur la masse du LQ scalaire à 292 GeV/ c^2 est obtenue pour $\beta = 1$ et $\mu = 2M_{LQ}$.

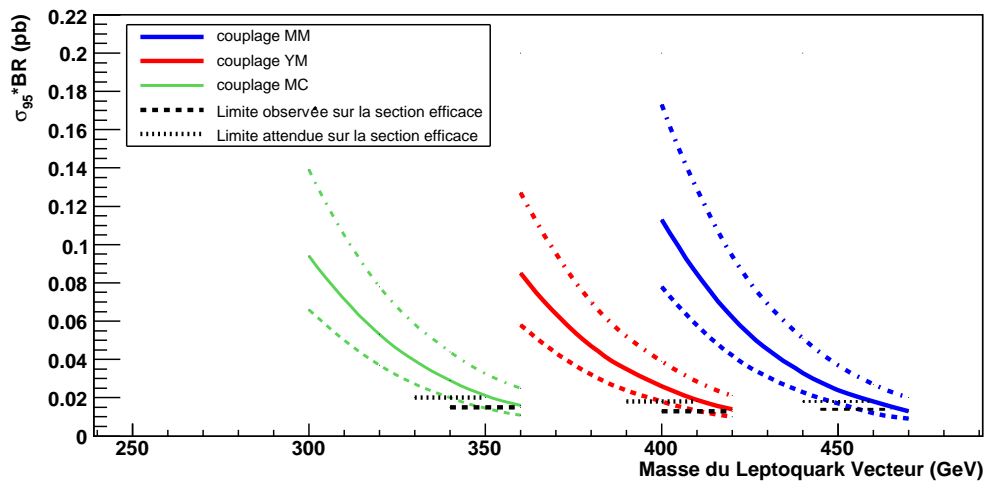


FIG. 6.23 – Sections efficaces en fonction de la masse du LQ vecteur pour les trois différents couplages VM. Les sections efficaces NLO théoriques sont tracées pour différentes valeurs du facteur de renormalisation : M_{LQ} (ligne pleine), $M_{LQ}/2$ (ligne mixte) et $2M_{LQ}$ (pointillés). Les lignes noires horizontales correspondent aux sections efficaces limites attendue (pointillés) et observée (tirets) pour chaque couplage.

TAB. 6.19 – Sections efficaces limites attendues (à gauche) et observées (à droite) à 95% CL (en pb) obtenues avec TLimit.

M_{ee} (GeV)	S_T (GeV)	Sections efficaces limites attendues 95% CL											
		Signal (M_{LQ} in GeV)											
		210	220	230	240	250	260	270	280	290	300	310	320
105	350	0.0213	0.0202	0.0187	0.0173	0.0163	0.0155	0.0149	0.0144	0.0140	0.0139	0.0137	0.0137
110	350	0.0216	0.0200	0.0183	0.0171	0.0161	0.0155	0.0148	0.0144	0.0141	0.0139	0.0137	0.0138
105	400	0.0224	0.0208	0.0191	0.0176	0.0165	0.0156	0.0148	0.0144	0.0140	0.0139	0.0136	0.0135
110	400	0.0224	0.0205	0.0187	0.0176	0.0165	0.0156	0.0149	0.0144	0.0140	0.0139	0.0137	0.0137

M_{ee} (GeV)	S_T (GeV)	Sections efficaces limites observées 95% CL											
		Signal (M_{LQ} in GeV)											
		210	220	230	240	250	260	270	280	290	300	310	320
110	400	0.0209	0.0189	0.0173	0.0162	0.0154	0.0146	0.0141	0.0138	0.0134	0.0133	0.0132	0.0133

TAB. 6.20 – Sections efficaces limites attendues et observées en pb pour des leptoquarks vecteur (VM) produits en paire pour les trois types de couplage et différentes valeurs de la coupure en S_T . Les erreurs données sont les incertitudes statistiques.

S_T (GeV)	> 300	> 350	> 400	> 450	> 500
Données	5	3	0	0	0
Bruits de fond	5.27 ± 0.35	2.87 ± 0.19	1.51 ± 0.12	0.79 ± 0.08	0.35 ± 0.02
MM accept. (%)	23.8 ± 0.4	23.4 ± 0.4	22.2 ± 0.4	19.9 ± 0.4	16.8 ± 0.3
MM att. σ_{95}	0.026	0.024	0.018	0.021	0.018
MM obs. σ_{95}	0.026	0.024	0.013	0.015	0.018
YM accept. (%)	24.4 ± 0.4	23.9 ± 0.4	22.5 ± 0.4	19.9 ± 0.4	16.6 ± 0.3
YM att. σ_{95}	0.025	0.023	0.018	0.021	0.018
YM obs. σ_{95}	0.026	0.023	0.013	0.015	0.018
MC accept. (%)	22.5 ± 0.4	21.9 ± 0.4	20.2 ± 0.4	17.4 ± 0.3	13.9 ± 0.3
MC att. σ_{95}	0.027	0.025	0.020	0.024	0.022
MC obs. σ_{95}	0.027	0.025	0.015	0.017	0.022

TAB. 6.21 – Limites sur la masse du leptoquark vecteur (VM) produit en paires pour trois couplages et $S_T > 400$ GeV.

Couplage	Masse limite (GeV)	Masse limite (GeV)	Masse limite (GeV)
	pour σ_{95} att.	pour σ_{95} obs. et $\mu = 2M_{LQ}$	pour σ_{95} obs. et $\mu = M_{LQ}$
MM	448	458	467
YM	400	410	421
MC	340	350	361

Conclusion

Dans l'imminence du démarrage du LHC, la recherche de phénomènes nouveaux est plus active que jamais auprès du Tevatron. Les détecteurs ont enregistré un peu plus de 4 fb^{-1} de luminosité et leur potentiel de découverte présage un programme de recherches encore très fructueux pour les quelques années à venir.

Afin d'augmenter la sensibilité des expériences comme DØ à des signatures de physique exotique et du boson de Higgs, on a pu développer des méthodes de pondération de l'énergie qui ont fait la preuve de leur efficacité au moins sur des événements simulés. En poursuivant également les études d'amélioration de la qualité des données en ligne, on assure un maintien de l'efficacité de détection des expériences avec l'augmentation de la luminosité. Nous avons détaillé dans ce manuscrit quelques unes des hypothèses utilisées pour l'étude du bruit calorimétrique *Purple Haze*.

Nous avons mené une recherche de leptoquarks scalaires et vecteurs de première génération dans le canal $eejj$ sur un lot de données du Run IIa du Tevatron correspondant à une luminosité de 1.02 fb^{-1} . Aucun excès d'événements n'a été observé et nous avons pu poser une limite sur la section efficace de production d'un leptoquark scalaire ($\sigma_{obs} = 0.0154 \text{ pb}$) excluant un leptoquark de masse inférieure à $292 \text{ GeV}/c^2$. Ce résultat peut éventuellement se comparer au dernier résultat publié par la collaboration, obtenu à partir de l'étude de 252 pb^{-1} du Run IIa, et qui donne pour l'état final $eejj$, une limite sur la masse du LQ scalaire à $241 \text{ GeV}/c^2$, correspondant à une limite sur la section efficace observée de 0.06 pb . Nous avons alors extrapolé ce résultat pour une luminosité 4 fois plus grande (i.e. 1 fb^{-1}) et prévu d'obtenir, pour les mêmes conditions d'analyse, une limite sur la masse du LQ scalaire à $282 \text{ GeV}/c^2$. Cependant, nous avons pu calculer dans l'analyse récente, la contribution du bruit de fond à partir d'une meilleure statistique d'événements simulés et de plus, les coupures appliquées sont sensiblement différentes des coupures de la précédente analyse. Donc cela peut expliquer la meilleure limite obtenue ici.

Nous avons également posé une limite sur la section efficace de production de trois types de leptoquarks vecteurs se traduisant en termes de limites sur la masse de ces leptoquarks : nous avons exclu des leptoquarks vecteurs jusqu'à une masse de 458 GeV pour le couplage le plus favorable.

Cette analyse peut cependant souffrir quelques améliorations. La première amélioration peut être apportée par une augmentation de la statistique, c'est-à-dire le traitement des données du Run IIb du Tevatron. On pourra également étudier l'impact de vetos sur l'énergie transverse manquante ou sur les leptons isolés supplémentaires.

Cette analyse sera publiée en combinaison avec l'analyse du canal de désintégration de la paire de leptoquarks en un électron, un jet et de l'énergie transverse manquante.

Bibliographie

- [1] J.C. Pati et A. Salam, Phys. Rev. D **8**, 1240 (1973) ; Phys. Rev. Lett. **31**, 661 (1973) ; Phys. Rev. D **10**, 275 (1974).
- [2] C. Adloff *et al.* (H1 Collaboration), Z. Phys. C **74**, 191 (1997).
- [3] J. Breitweg *et al.* (ZEUS Collaboration), Z. Phys. C **74**, 207 (1997).
- [4] F.J. Hasert *et al.* Phys. Lett. B **46**, 138 (1973).
- [5] V.M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration), arXiv :hep-ex/0808.0703 (2008).
- [6] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961) ; S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).
- [7] G. Gabrielse *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 030802 (2006).
- [8] P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964) ; *ibid.* Phys. Rev. **145**, 1156 (1966) ; F. Englert et R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964) ; G.S. Guralnik, C.R. Hagen et T. Kibble, Phys. Rev. Lett. **13**, 585 (1965) ; T. Kibble, Phys. Rev. **155**, 1554 (1967).
- [9] The TEVNPH Working Group, FERMILAB-PUB-08-270-E (2008).
- [10] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998) ;
Pour le dernier résultat concernant la mesure des paramètres des oscillations :
S. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 221803 (2008).
- [11] D.E. Acosta and S.K. Blessing, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **49**, 389 (1999) and
references therein ;
W.-M. Yao *et al.*, J. Phys. G **33**, 1 (2006) and 2007 partial update for the 2008
edition available on the PDG WWW pages (URL : pdg.lbl.gov/)
- [12] V.M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration), Phys. Rev. D **71**, 071104(R) (2005).
- [13] D.E. Acosta *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **72**, 051107 (2005).
- [14] S. Davidson, D. Bailey et B.A. Campbell, arXiv :hep-ph/9309310 (1993).
- [15] W. Buchmüller, R. Rückl et D. Wyler, Phys. Lett. B **191**, 442 (1987) [Erratum-
ibid. B **448**, 320 (1999)]
- [16] A. Belyaev *et al.*, *Leptoquark Single and Pair production at LHC with Cal-
cHEP/CompHEP in the complete model*, hep-ph/0502067.
- [17] J.L. Hewett et S. Pakvasa, Phys. Rev. D **37** 3165 (1988).
- [18] T.G. Rizzo, arXiv :hep-ph/9609267 (1996).

- [19] J. Blümlein, E. Boos et A. Kryukov, *Z. Phys. C* **76**, 137 (1997).
- [20] A. Schwartzmann et M. Narain, Primary Vertex Selection, DØNote 3906 (2001).
- [21] A. Aktas *et al.* (H1 Collaboration), H1prelim-07-164 (2007).
- [22] T. Abe *et al.* (ZEUS Collaboration), *Phys. Rev. D* **68**, 052004 (2003).
- [23] S. Davidson, D.C. Bailey et B.A. Campbell, *Z. Phys. C* **61**, 613 (1994).
- [24] M. Leurer, *Phys. Rev. D* **49**, 333 (1994) ;
Phys. Rev. D **50**, 536 (1994).
- [25] J.L. Hewett et T. Rizzo, *Phys. Rev. D* **36** 3367 (1987).
- [26] G. Abbiendi *et al.* (OPAL Collaboration), *Eur. Phys. J. C* **13**, 15 (2000).
- [27] P. Bruce Straub, arxiv :hep-ex/0212023v1, (2002).
- [28] V.M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration), *The Upgraded DØ Detector*, *Nucl. Instrum. Methods A* **565**, 463 (2006).
- [29] The EMID Group, Single Electron Efficiencies in p17 Data and Monte Carlo Using d0correct from Release p18.05.00, DØNote 5105, (2006) ;
www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/EM_Particle_Documentation_EMID.html
- [30] Particle Data Group, *Particle Physics* (2008).
- [31] Volker Buescher, Junjie Zhu, *em_CERT : EM Certification Tools*, DØNote 4171 (2003).
- [32] DØ Muon Algorithm and Identification group, Muon Identification Certification for p17 data, DØNote 5157 (2007).
- [33] www-d0.hef.kun.nl//askArchive.php?base=agenda&categ=a061033&id=a061033s1t1/transparencies/QCD060620.pdf
- [34] The JES Group, *Jet Energy Scale Determination at DØ Run II (final p17 version)*, DØNote 5382 (2007).
- [35] N. Makovec, J.-F. Grivaz, *The Relative Data-Monte Carlo Jet Energy Scale*, DØNote 4807 (2005).
- [36] N. Makovec, J.-F. Grivaz, *Shifting, Smearing and Removing Simulated Jets*, DØNote 4914 (2005).
- [37] C. Ochando, J.-F. Grivaz, *SSR for p17*, DØNote 5609 (2008).
- [38] The CAF Analysis Packages, www-d0.fnal.gov/Run2Physics/cs/caf/Packages.html
- [39] www.root.cern.ch/
- [40] T. Sjöstrand *et al.*, *PYTHIA 6.2 Physics and Manual*, arxiv :hep-ph/0108264.
- [41] M.L. Mangano *et al.*, *ALPGEN, a generator for hard multiparton process in hadronic collisions*, *JHEP* **07**, 001 (2003).
- [42] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini and M. Treccani, “*Matching matrix elements and shower evolution for top-quark production in hadronic collisions*,” *JHEP* **0701** (2007) 013 ;
S. Hoche *et al.*, “*Matching parton showers and matrix elements*,” arXiv :hep-ph/0602031 (2006).

- [43] G. Grenier, *Z mass Reweighting for Alpgen p17 production*, DØNote 5410 (2007).
- [44] S. Calvet *et al.*, *New bug in Alpgen / More on QCD background in Zee*, Higgs/NP meeting, March 1st 2007 (Internal DØ meeting).
- [45] A. Pukhov *et al.*, preprint INP MSU 98-41/542, hep-ph/9908288.
- [46] J. Campbell and K. Ellis - *MCFM - Monte Carlo for FeMtobarn processes*, mcfm.fnal.gov/
- [47] <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/pdfdir/geant.pdf>
- [48] Y. Fisyak et J. Womersley, DØNote 3191 (1997).
- [49] <http://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/simulation/d0sim.html>
- [50] J. Simkin et C. Trowbridge, RL-79-097, Rutherford Laboratory (1979).
- [51] D. Adams *et al.*, *The DØ Upgrade : Central Fiber Tracker, TDR*, DØNote 4164 (2003).
- [52] S. Abachi *et al.* (DØ Collaboration), *The DØ Detector*, Nucl. Instrum. Methods A **338**, 185 (1994).
- [53] S. Crépe-Renaudin, DØNote 4023 (2002).
- [54] M. Agelou, J.-L. Agram et C. Royon, DØNote 4775 (2005).
- [55] J. Zhu, DØNote 4323 (2003).
- [56] M. Abolins *et al.*, IEEE Tran. Nucl. **51**, 340 (2004); J. Bystricky *et al.*, IEEE Tran. Nucl. **51**, 351 (2004).
- [57] A. Lo, C.-C. Miao et R. Partridge, DØNote 3320 (1997).
- [58] U. Bassler et G. Bernardi, DØNote 4124 (2003); G. Bernardi, E. Busato et J.-R. Vlimant, DØNote 4335 (2004).
- [59] C. Biscarat, présentation au meeting DØ CALGO du 11 septembre 2007.
- [60] L. Duflot, V. Shary, R. Zitoun & I. Torchiani, `cal_event_quality` package, DØNote 4614 (2004).
- [61] A.-F. Barfuss, Purple Haze study : energy in the calorimeter cells at the precision readout level, CALOP meeting, December 8th, 2005.
- [62] S. Park and M. Begel, Efficiency of the Data Quality Calorimeter Flags, DØNote 5324 (2007).
- [63] V.I. Shekelyan, “New technique for hadron shower energy reconstruction in non-compensating segmented calorimeters”, H1 Note H1-test-ITEP/89-02 (1989).
- [64] H.P. Wellish, J.P. Kubenka, H. Oberlach, P.Schacht, “Hadronic Calibration of the H1 LAr Calorimeter using Software Weighting Techniques”, H1 Note MPI-PhE/94-03 H1-02/94-346 (1994).
- [65] Ç. İşsever, D. Wegener, “An Improved Weighting Algorithm to Achieve Software Compensation in a Fine Grained LAr Calorimeter”, arXiv :physics/0408129v2 (2004).

- [66] M.P. Casado, M. Cavalli-Sforza, “H1-inspired analysis of the 1994 combined test of the Liquid Argon and Tilecal calorimeter prototypes”, ATLAS Internal Note TILECAL (1996).
- [67] M. Cavalli-Sforza et al., “Analysis results of the first combined test of the LArgon and TILECAL barrel calorimeter prototypes”, ATLAS Internal Note TILECAL-No-67 (1995).
- [68] E. Busato, B. Andrieu, “Jet Algorithms in the DØRun II Software : Description and User’s Guide”, DØNote 4457 (2004).
- [69] J. BackusMayes, DØ Jet Resolution internal meetings.
- [70] M. Cobal *et al.*, “Analysis results of the April 1996 combined test of the LArgon and TILECAL barrel calorimeter prototypes”, ATLAS Internal Note TILECAL-98-168 (1998).
- [71] V. Castillo, S. González, “Analysis of the 1998 test of the TILECAL barrel prototype”, ATLAS Internal Note TILECAL-99-020 (1999).
- [72] R. Lefèvre, C. Santoni, “A study of the jet energy reconstruction”, ATLAS Internal Note PHYS-2001-011 (2001).
- [73] DØ JES Group, “Final p17 JES samples”
www-d0.fnal.gov/phys_id/jes/d0_private/samples/mc_p17_finaljes.html
- [74] www-d0.fnal.gov/computing/data_quality/d0_private/forusers.html#dqdefs
- [75] www-d0.fnal.gov/computing/data_quality/d0_private/DataQualityChecker/doc/html/index.html
- [76] DØ Triggers Studies Group,
<https://plone4.fnal.gov/P1/D0Wiki/tdaq/tsg/cafrigger/singletriggers>
- [77] H.L. Lai *et al.* (CTEQ Collaboration), *Eur. Phys. J. C* **12**, 375 (2000) and references therein.
- [78] J. Pumplin *et al.*, *JHEP* **07**, 012 (2002).
- [79] D. Stump *et al.*, *JHEP* **10**, 046 (2003).
- [80] M. Kramer *et al.*, *Pair Production of Scalar Leptoquarks at the Fermilab Tevatron*, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 341 (1997).
- [81] www-clued0.fnal.gov/~nunne/cross-sections/nvlo_xsect.html
- [82] S. Muanza, *A Compilation of MCFM v5.1 Cross Sections*, DØNote 5300 (2006).
- [83] V.M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **100**, 102002 (2008).
- [84] T. Andeen *et al.*, *The DØ Experiment’s Integrated Luminosity for Tevatron Run IIa*, DØNote 5398 (2007).
- [85] T. Junk, *Confidence Level Computation for Combining Searches with Small Statistics*
NIM A **434**, (1999);
<http://root.cern.ch/root/html/TLimit.html>

Index

Symbols	
η , Coordonnée.....	39
ϕ , Coordonnée.....	39
z , Coordonnée.....	39
A	
Aimants.....	42, 50
Algorithmes de reconstruction (jets)	75
C	
CAFTrees.....	105
Calorimètre.....	44
CFT.....	41
Corrections du MC.....	112
CPS.....	43
CTEQ61X.....	22, 107, 110, 132
D	
Déclenchement, Système de.....	51
Déclenchement, Système de.....	105
Données.....	105
E	
Électrons.....	71
F	
Fake (électron ou photon).....	73
FPS.....	43
J	
JES.....	78, 106
JSSR.....	78
L	
Loose (électron ou photon).....	73
Luminosité.....	36, 52, 105
M	
Matching (MLM).....	81
Multijet.....	voir QCD
Muons (chambres à).....	51
N	
Normalisation.....	113
O	
Objets reconstruits.....	69
P	
p_T du Z	voir Repondération
PDF.....	110
Purple Haze.....	57
Q	
QCD, bruit de fond.....	113
QUALITÉ	
des données.....	53, 68, 105
des objets.....	71–73, 75, 105
R	
Repondération de l'impulsion transverse	
du Z	110
Runs du Tevatron.....	36, 105
S	
Simulation.....	80
SMT.....	40
T	
T42.....	54, 60
Tight (électron ou photon).....	73
Traces.....	69
Triggers.....	voir Déclenchement
V	
Vertex.....	69
Z	
Zéro (suppression de).....	54

Recherche de leptoquarks de première génération au sein de l'expérience DØ au Tevatron.

La mise en évidence de leptoquarks (LQ) serait la preuve de l'existence de théories complémentaires du Modèle Standard (MS). La recherche de leptoquarks de première génération présentée dans cet ouvrage a été effectuée par l'analyse d'un lot de 1.02 fb^{-1} de données de DØ pour des états finals composés de deux électrons et de deux jets légers. En l'absence d'excès d'événements par rapport aux prévisions du MS, nous avons pu exclure les masses de LQ scalaire jusqu'à 292 GeV et des masses de LQ vecteurs de 350 à 458 GeV, selon le type de couplage $LQ - l - q$.

L'importance de la mesure de l'énergie des jets a motivé une étude des bruits de fonds instrumentaux corrélés au calorimètre ainsi que l'étude de la résolution sur l'énergie des gerbes hadroniques d'événements $\gamma + jets$.

Mots-clés : *leptoquarks, phénomènes extra-MS, dilepton, résolution sur l'énergie des jets, DØ, Tevatron.*

Search for First Generation leptoquarks at DØ at Tevatron. Studies on the jet energy resolution.

An evidence of the existence of leptoquarks (LQ) would prove the validity of various extensions of the Standard Model of Particle Physics (SM). The search for first generation leptoquarks presented in this dissertation has been performed by analyzing a 1.02 fb^{-1} sample of data collected by the DØ detector, events with a final state comprising two light jets and two electrons. The absence of an excess of events in comparison to SM expectations leads to exclude scalar LQ masses up to 292 GeV and vector LQ masses from 350 to 458 GeV, depending on the $LQ - l - q$ coupling type.

The great importance of a good jet energy measurement motivated the study of the instrumental backgrounds correlated to the calorimeter, as much as studies of the hadronic showers energy resolution in $\gamma + jets$ events.

Keywords : *leptoquarks, SM extensions, dilepton, jet energy resolution, DØ, Tevatron.*