



**Mesure de la section efficace de production de paires de
quarks top/anti-top dans des collisions
protons/anti-protons à $\sqrt{s}$ égale à 1.96 TeV auprès de
l'expérience D0.**

Jean-Roch Valéry Vlimant

► **To cite this version:**

Jean-Roch Valéry Vlimant. Mesure de la section efficace de production de paires de quarks top/anti-top dans des collisions protons/anti-protons à $\sqrt{s}$ égale à 1.96 TeV auprès de l'expérience D0.. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2005. Français. NNT: . tel-00011503

HAL Id: tel-00011503

<https://theses.hal.science/tel-00011503>

Submitted on 31 Jan 2006

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

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

UNIVERSITÉ PARIS VI - PIERRE ET MARIE CURIE

THÈSE de DOCTORAT

présentée par

Jean-Roch VLIMANT

pour obtenir le titre de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS VI

Spécialité : physique des particules

**Mesure de la section efficace de production de paires de
quarks top/anti-top dans des collisions protons/anti-protons à
 $\sqrt{s}$ égale à 1.96 TeV auprès de l'expérience DØ.**

Soutenue le 27 juin 2005, devant la commission d'examen composée de MM.

Barbro ASMAN	Président
Jean-Eudes AUGUSTIN	Directeur de thèse
Ursula BASSLER	
Jacques CHAUVÉAU	
Arnulf QUADT	Rapporteur
Sylvie ROSIER	Rapporteur

À Clotilde ...

Remerciements

Je remercie Jean-Eudes Augustin d'avoir présidé mon jury et d'avoir permis le bon déroulement de mon travail de thèse, tant au LPNHE qu'à Fermilab lors des missions . Je dois, comme chaque chercheur, énormément au personnel du LPNHE et du Fermilab pour l'encadrement qu'ils apportent.

Un grand merci à Ursula pour avoir dirigé mon travail de thèse. C'est une joie pour moi d'avoir été ton premier thésard.

Je suis reconnaissant à Jacques Chaveaux et Barbro Asman d'avoir accepté d'être dans mon jury. Merci à mes rapporteurs Arnulf Quadt et Sylvie Rosier pour leur corrections et leur attention.

Je tiens à remercier Gregorio Bernardi pour l'aide, l'intérêt et le soutien qu'il a apporté à mon travail durant ces trois années. J'adresse un chaleureux merci à tous le groupe DØ du LPNHE avec qui se fut un plaisir de travailler.

J'aimerais remercier Robert Zitoun pour sa bonne humeur, son savoir, sa gentillesse et pour les interminables discussions inter-génération. J'ai adoré à travailler avec toi. Merci Marumi Kado pour ton dynamisme et l'encadrement que tu nous as apporté à Emmanuel Busato et moi.

I thank the people who work closely with the DØ detector for the knowledge and experience I ow them. I would like to thank the DØ top group convenors for their work, support and trust.

J'aimerais remercier tout particulièrement les personnes qui ont relu et corrigé mon manuscrit : Bernard Andrieu, Ursula Bassler, Gregorio Bernardi, Clotilde Leclerc-Vallette, Sophie Trincaz-Duvold. C'est un travail considérable pour lequel je vous suis très reconnaissant.

Merci à toi Emmanuel pour ton sourire et ta bonne humeur au cours de ces trois années de thèse. Travailler avec toi est très enrichissant.

Merci à ma famille pour son soutien dans les moments difficiles et la confiance qu'ils ont en moi. Merci à Clotilde pour tout ce que je lui dois. Je te dédie ce manuscrit, toi qui as accepté d'être mon épouse.



Introduction

La compréhension de la structure de notre univers pousse à croire que tout aurait commencé lors du *Big Bang*. Au début de cette phase primordiale, la totalité de la matière se trouvait sous forme d'énergie. Les brefs moments suivants, encore peu compris par la communauté scientifique, ont dû voir se créer énormément de matière par des interactions fondamentales. Les forces mises en jeu durant cette naissance explosive sont supposées être les mêmes que celles en action à notre époque, à des échelles d'énergie bien supérieures cependant. Le Modèle Standard de la physique des particules est une théorie effective à basse énergie, il permet de modéliser tous les phénomènes élémentaires observés. L'étude du Modèle Standard et de ses extensions mènera probablement à la découverte et à la compréhension des lois agissant à plus grande échelle d'énergie et ainsi des processus ayant eu lieu à l'aube de notre univers. En particulier, le potentiel de découverte de nouvelles physiques est important dans l'étude des propriétés du quark top, dont la masse est de l'ordre de grandeur de la brisure de la symétrie électrofaible. Son étude permet aussi de vérifier les prédictions du Modèle Standard sur ce quark, découvert il y a 10 ans.

Depuis le premier cyclotron de Lawrence et Livingston (voir figure 1) en 1931, qui produisait des protons de 80 keV, la technologie des accélérateurs a connu une forte évolution. Le *Tevatron*, situé dans la banlieue de Chicago (IL, USA), permet aujourd'hui de produire des collisions entre



FIG. 1 – A gauche, image du premier cyclotron de 11.4 cm construit en 1931 par Lawrence et Livingston. A droite, photo aérienne du Tevatron de 2 km de diamètre, construit en 1982.

des protons et des anti-protons 10 millions de fois plus énergétiques (voir figure 1). A cette échelle d'énergie, la plupart des particules du Modèle Standard peuvent être produites ; le quark top est principalement créé sous forme de paires de quarks top/anti-top (production $t\bar{t}$). Dans le premier chapitre, après une introduction au Modèle Standard, les principes de la prédiction sur la production de paires de quarks top/anti-top ainsi que leurs modes de désintégration sont expliqués, en particulier le canal “électron+jets” dans lequel est effectué la mesure.

Les états finals de ces collisions sont étudiés à l'aide des détecteurs CDF et DØ. L'expérience DØ réunit environ 700 personnes venant de 80 institutions réparties dans une vingtaine de pays (voir figure 2). Le détecteur de DØ est constitué de trajectographes, d'un calorimètre et d'un système à muons. Le chapitre 2 est dédié à la description de la chaîne d'accélération et aux sous-parties du détecteur DØ.



FIG. 2 – Liste des pays et institutions membres de la collaboration DØ.

Le calorimètre de DØ joue un rôle primordial dans la mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$ dans le canal “électron+jets”, c’est pourquoi, dans le chapitre 3, seront expliqués en détail certains traitements du signal calorimétrique, en plus d’une description de la reconstruction des événements. Sont notamment expliqués :

- la calibration des gains des voies de lecture du calorimètre et la correction des effets de non-linéarité de l’électronique.
- la suppression de bruit électronique dans le calorimètre par l’algorithme T42.
- la correction d’un effet de détecteur dit “du *checkerboard*”.

La simulation des collisions $p\bar{p}$ permet de prédire la réponse du détecteur au signal recherché et aux bruits de fond possibles. Le chapitre 4 présente la génération de données simulées et apporte des précisions sur la construction d’un lot de données d’analyse ainsi que sur la probabilité de sélectionner les événements de signal dans ce lot de données.

La composition du lot de données sélectionné est estimée dans le chapitre 5. Les distinctions topologiques exsistantes entre le signal et les bruits de fond sont présentées (voir figure 3). Le nombre d'événements de signal est extrait statistiquement à l'aide d'un ajustement par maximum de vraisemblance du modèle sur les données. Les erreurs systématiques sur cette mesure sont évaluées par génération de pseudo-expériences. La mesure présentée au chapitre 5 est une mesure améliorée de la mesure publiée par la collaboration DØ [1].

Ce manuscrit se termine sur les conclusions de ce travail de thèse ainsi que sur les perspectives pour la suite de la prise de données de l'expérience DØ et pour les futures expériences sur accélérateurs.

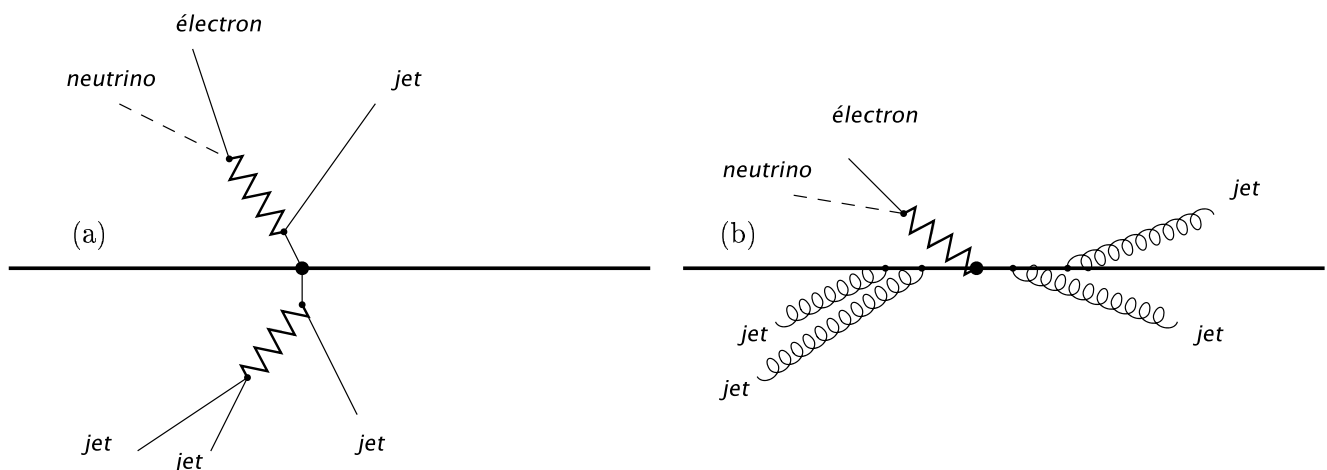


FIG. 3 – Diagrammes de production de paires $t\bar{t}$ se désintégrant dans le canal “électron+jets” (a) et bruit de fond W +jets (b) dominant dans ce canal.

Table des matières

Introduction	5
Liste des figures	12
Liste des tableaux	16
1 Théorie	19
1.1 Modèle Standard en physique des hautes énergies	20
1.1.1 Particules et forces élémentaires	20
1.1.2 Particules moins élémentaires	21
1.1.3 Modèle électro-faible	21
1.1.4 Modèle d'interaction forte	24
1.1.4.1 Les fonctions de structure du proton	25
1.1.4.2 Phénomène d'hadronisation	26
1.2 Section efficace, luminosité et taux de production	26
1.2.1 Luminosité et section efficace	26
1.2.2 Mesure du taux de production	26
1.3 Section efficace top/anti-top	27
1.3.1 Diagrammes de production de paires top/anti-top	28
1.3.2 Prédiction théorique	29
1.3.3 Motivations	29
1.3.4 Modes de désintégration	30
1.3.5 Le canal électron + jets de hadrons	31
1.3.5.1 Signature	33
1.3.5.2 Bruits de fond	33
1.3.5.3 Stratégie	35
2 Dispositif expérimental	37
2.1 L'accélérateur et le Tevatron	38
2.2 Le détecteur DØ	41
2.2.1 Le système de déclenchement	42
2.2.2 Le luminomètre	43
2.2.3 Trajectographes	44
2.2.3.1 Le détecteur à micropiste de silicium SMT	45
2.2.3.2 Le détecteur à fibres scintillantes CFT	46
2.2.4 Le détecteur de pieds de gerbes	47
2.2.5 Spectromètre a muons	48
2.2.5.1 Le système central	49

2.2.5.2	Les systèmes avant	51
2.2.6	Le calorimètre	51
2.2.6.1	Principe de détection	51
2.2.6.2	Constitution	52
2.2.6.3	Electronique de lecture	56
2.2.6.4	Fin du traitement du signal	60
3	Traitement du signal et reconstruction des évènements	61
3.1	Étalonnage de l'électronique du calorimètre, corrections de non-linéarité	62
3.1.1	Le système des générateurs d'impulsions	62
3.1.2	Prise de données d'étalonnage	64
3.1.3	Paramétrisation	66
3.1.4	Résultats	67
3.1.4.1	Traitements	67
3.1.4.2	Propagation de l'effet sur les données	70
3.2	Suppression de bruit hors-ligne par l'algorithme T42	71
3.2.1	La suppression de zéro hors-ligne	71
3.2.2	La suppression dynamique : l'algorithme T42	72
3.2.2.1	Fonctionnement	72
3.2.2.2	Aspect algorithmique	74
3.2.2.3	Effets et commentaires	74
3.3	Correction des problèmes liés au calorimètre	75
3.4	Reconstruction des évènements	79
3.4.1	Reconstruction des traces chargées	79
3.4.2	Vertex primaire d'interaction	80
3.4.3	La reconstruction des objets calorimétriques	80
3.4.3.1	Électrons et photons	81
3.4.3.2	Jets de hadrons	82
3.4.4	Muons	85
3.4.5	Energie Manquante	87
3.5	Effet de l'algorithme T42 sur la reconstruction calorimétrique	88
3.5.1	Effet sur les jets	88
3.5.2	Effet sur les électrons	90
3.5.3	Effet sur l'énergie transverse manquante	91
3.5.4	Effet sur l'énergie non regroupée	94
3.6	Qualité de données	95
4	Données et simulation	97
4.1	Simulation	98
4.1.1	Aspect algorithmique	98
4.1.2	Accord données/simulation	99
4.1.2.1	Reconstruction des jets	99
4.1.2.2	Résolution en énergie	99
4.1.2.3	Énergie transverse manquante	100
4.1.3	Évènements simulés	100
4.2	Constitution du lot de données	104
4.2.1	Déclenchement	104
4.2.2	Sélection sur le bruit dans le calorimètre	105

4.2.3	Sélection sur l'énergie transverse manquante moyenne	106
4.2.4	Luminosité intégrée	106
4.3	Présélection et efficacités	108
4.3.1	Critères sur les jets de hadrons	108
4.3.2	Critères sur le candidat électron	109
4.3.2.1	Reconstruction et identification de l'électron	109
4.3.2.2	Acceptance pour l'électron	109
4.3.2.3	La présence d'une trace associée à l'électron	109
4.3.2.4	Coupure cinématique sur la trace et le candidat électron	110
4.3.2.5	L'identification sur la probabilité de vraisemblance.	110
4.3.3	Facteurs de correction données/simulation pour l'électron	110
4.3.3.1	Reconstruction et identification	110
4.3.3.2	Présence d'une trace associée	111
4.3.3.3	Probabilité de vraisemblance	112
4.3.3.4	Facteur de correction des sélections de l'électron	114
4.3.4	Énergie transverse manquante	114
4.3.5	Orthogonalité aux autres analyses de $D\bar{O}$	115
4.3.6	Propriété du vertex primaire	115
4.3.6.1	La reconstruction du vertex primaire	115
4.3.6.2	Électron provenant du vertex	116
4.3.7	Facteurs de correction données/simulation associés au vertex primaire	116
4.3.7.1	Reconstruction du vertex primaire	116
4.3.7.2	Électron provenant du vertex	116
4.3.7.3	Facteur de correction pour les sélections sur le vertex primaire d'in- téraction	117
4.3.8	Efficacité de déclenchement	117
4.3.9	Récapitulatif et données présélectionnées	123
4.3.9.1	Efficacité de sélection	123
4.3.9.2	Lot de données sélectionné	123

5 Mesure de la section efficace top/anti-top 125

5.1	Composition du lot présélectionné	126
5.1.1	Evaluation du nombre d'évènements de signal	126
5.1.2	Evaluation des bruits de fond physique	127
5.1.2.1	Estimation de la contamination d'évènements Z +jets	127
5.1.2.2	Estimation de la contamination $t\bar{t} \rightarrow dilepton$	127
5.1.3	Évaluation du bruit de fond QCD : Méthode de la matrice	128
5.1.3.1	Détermination de ε_{sig}	129
5.1.3.2	Détermination de ε_{QCD}	129
5.1.3.3	Première estimation de la composition	130
5.1.4	Approche topologique	137
5.1.5	Extraction du signal	143
5.1.5.1	Probabilité de vraisemblance sur le discriminant topologique	143
5.1.5.2	Probabilité de vraisemblance sur l'estimation du bruit de fond QCD	145
5.1.5.3	Maximisation de vraisemblance	145
5.1.5.4	Nombre d'évènements de signal	145
5.2	Erreurs systématiques	146
5.2.1	Erreur attendue	147

5.2.2	Erreur observée	148
5.2.3	Erreurs sur ϵ_{signal} uniquement	148
5.2.3.1	Facteur de correction données/simulation pour les efficacités de sélection du candidat électron	148
5.2.3.2	Facteur de correction données/simulation pour les efficacité de reconstruction du vertex primaire	148
5.2.3.3	Limitation du nombre d'évènements de simulation	152
5.2.4	Erreurs sur $N_t^{t\bar{t}}$ et sur ϵ_{signal}	152
5.2.4.1	Efficacité de déclenchement	152
5.2.4.2	Correction de l'énergie des jets : JES	153
5.2.4.3	Efficacité de reconstruction et d'identification des jets : JiD	160
5.2.4.4	Correction sur la résolution en énergie des jets : JER	166
5.2.5	Erreurs sur $N_t^{t\bar{t}}$ uniquement	172
5.2.5.1	Modélisation des évènements W+jets	172
5.2.5.2	Méthode de la matrice	172
5.2.5.3	Limitation de la statistique des patrons de distribution de discriminant topologique	173
5.2.6	Conclusions	173
5.3	Contrôles de l'analyse	175
5.3.1	Distributions de contrôle	175
5.3.1.1	Evènements à un ou deux jets reconstruits	175
5.3.1.2	Evènements avec exactement trois jets reconstruits	175
5.3.1.3	Lot final d'analyse	182
5.3.2	Détail des évènements de données	193
5.4	Résultat	202
5.4.1	La section efficace $t\bar{t}$	202
5.4.2	Conclusion	202

Table des figures

1	Le premier cyclotron et le <i>Tevatron</i>	5
2	Liste des pays et institutions membres de la collaboration DØ.	6
3	Production de paires $t\bar{t}$ dans le canal “électron+jets” et du bruit de fond W+jets.	7
1.1	Représentation des trois familles de leptons et de quarks du Modèle Standard.	20
1.2	Diagramme de changement de saveur par l’échange d’un boson chargé.	23
1.3	Vertex du boson Z^0	23
1.4	Variation de la valeur de la constante de couplage fort α_S en fonction de Q	25
1.5	Densité de partons du proton CTEQ5L pour $Q^2 = 175^2$ GeV.	25
1.6	Illustration du phénomène d’hadronisation.	26
1.7	Diagramme de fusion de quarks pour la production de paires $t\bar{t}$	28
1.8	Diagramme de fusion de gluons pour la production de paires $t\bar{t}$	28
1.9	Diagramme de diffusion quark-gluon pour la production de paires $t\bar{t}$	29
1.10	Illustration de l’importance de la mesure de la production de paires $t\bar{t}$	30
1.11	Diagramme de désintégration de paire $t\bar{t} \rightarrow W^+ + q + W^- + \bar{q}$	31
1.12	Diagramme de désintégration du boson W en paire ℓ, ν_ℓ ou en paire de quarks $q1, q2$	31
1.13	Rapport d’embranchement des différents canaux d’observation de production de paires $t\bar{t}$	32
1.14	Diagramme de désintégration électrofaible du lepton τ en électron.	32
1.15	Diagramme de désintégration d’une paire $t\bar{t}$ dans le canal “électron+jets”.	32
1.16	Diagramme de désintégration d’une paire $t\bar{t}$ dans le canal “électron+jets”.	33
1.17	Diagramme du processus Drell-Yan.	34
2.1	Schéma de la chaîne d’accélération au Fermilab.	37
2.2	Répartition des paquets de protons et d’anti-protons du <i>Tevatron</i>	39
2.3	Luminosité intégrée (a) et instantanée (b) par semaine depuis le 5 Mars 2001	40
2.4	Luminosité instantanée lors du <i>store</i> numéro 3460 (mai 2004)	40
2.5	Schéma global du détecteur DØ	41
2.6	Schéma global du système de déclenchement.	42
2.7	Schéma luminomètre.	43
2.8	Schéma global de la partie centrale du détecteur.	45
2.9	Lignes de champ et intensité en Gauss des champ magnétiques dans le détecteur DØ.	46
2.10	Schéma du trajectographe à micropistes de silicium.	47
2.11	Schéma du CPS et du CFT.	48
2.12	Schéma global des sous-systèmes du détecteur à muons	49
2.13	Schéma du système à muons.	50
2.14	Diagramme de perte relative d’énergie d’un électron dans le plomb.	51
2.15	Vue globale des cryostats du calorimètre.	53
2.16	Schéma d’une cellule élémentaire du calorimètre de DØ.	53
2.17	Schéma de répartition des couches du calorimètre.	54

2.18	Schéma en coupe longitudinale d'un quart du calorimètre.	55
2.19	Schéma de la chaîne d'électronique du calorimètre.	57
2.20	Différents signaux d'un canal du calorimètre électromagnétique.	58
2.21	Répartition des quartiers du calorimètre.	60
3.1	Schéma de répartition des signaux issus des <i>pulseurs</i>	63
3.2	Différents signaux physique d'un canal du calorimètre.	64
3.3	Résultats provenant de l'étude de la réponse à un signal de <i>pulseur</i>	65
3.4	Fonction universelle ε de non-linéarité de l'électronique de lecture du calorimètre	66
3.5	Distribution du seuil de fonctionnement des générateurs de courant.	66
3.6	Évolution dans le temps d'un paramètre de linéarité.	67
3.7	Valeurs moyennes du paramètre de gain 8 : effet de peigne.	68
3.8	Valeurs moyennes du paramètre de gain 8 : correction de l'effet de peigne.	68
3.9	Distribution de la moyenne de a_8 sur les canaux électromagnétiques.	69
3.10	Distribution de masses invariantes $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ et $J/\psi \rightarrow e^+e^-$	70
3.11	Schéma général des voisines d'une cellule souche.	72
3.12	Schéma des voisines pour dans les couches électromagnétiques fines.	72
3.13	Schéma des voisines d'une cellule souche	73
3.14	Distribution du temps de calcul de l'algorithme T42	74
3.15	Effet de T42 sur nombre de cellules dans un lot de données <i>ZeroBias</i>	75
3.16	Distribution en η , φ des électron : effet <i>checkerboard</i>	76
3.17	Illustration du schéma de lecture de l'information du choix de gain.	77
3.18	Distribution de la différence en énergie transverse entre la lecture de précision et la lecture du système de déclenchement.	77
3.19	Distributions de la masse invariante $Z^0 \rightarrow e^+e^-$: correction du <i>checkerboard</i>	78
3.20	Densité d'énergie sous-jacente dans le calorimètre.	84
3.21	Diagrammes du processus Compton QCD.	84
3.22	Distribution du nombre de jets reconstruits : effet de T42.	88
3.23	Distributions d'estimateur des jets : effet de T42.	89
3.24	Distributions d'estimateur des jets : effet de T42.	89
3.25	Courbe de résolution en énergie des jet : effet de T42.	90
3.26	Distribution de la somme des impulsions transverses des cellules supprimées par T42.	90
3.27	Distribution de la masse invariante de système $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$: effet de T42.	91
3.28	Distribution de la masse invariante de système $Z^0 \rightarrow e^+e^-$: effet de T42.	92
3.29	Distributions de l'énergie transverse manquante : effet de T42.	93
3.30	Distribution de $sig_{MET} = MET/\sqrt{SET}$: effet de T42.	94
3.31	Distribution de l'impulsion transverse du boson Z^0 : effet de T42.	95
3.32	Largeur de la calibration du recul mou : effet de T42.	95
4.1	Paramétrisation des facteurs de correction pour la reconstruction des jets.	99
4.2	Reconstruction de la masse invariante du boson Z^0 : effet de description du solénoïde.	100
4.3	Distribution des variables de l'électron : première multiplicité de jets.	102
4.4	Distribution de variables de jet : première multiplicité de jets.	103
4.5	Représentation du bruit dans le calorimètre.	105
4.6	Efficacité de la prise de données de DØ.	107
4.7	Distribution en η des électron issu du signal.	109
4.8	Spectre en impulsion transverse des électron issu du signal.	110
4.9	Efficacité de reconstruction des électron en fonction de ΔR	111

4.10	Efficacité d'association de trace à l'électron en fonction de η et φ .	112
4.11	Efficacité d'identification strict des électron en fonction de η et φ .	113
4.12	Spectre en impulsion transverse des neutrinos issus du signal.	114
4.13	Efficacité de déclenchement pour les versions de liste v8 et v9.	120
4.14	Efficacité de déclenchement pour les versions de liste v10 et v11.	121
4.15	Efficacité de déclenchement pour les versions de liste v12 et v13.	122
4.16	Distribution de l'efficacité de déclenchement du signal.	123
5.1	Diagramme schématisant la composition du lot d'analyse.	128
5.2	Efficacité ε_{QCD} en fonction de l'énergie transverse manquante	130
5.3	Efficacité ε_{QCD} en fonction de l'impulsion transverse du candidat électron.	131
5.4	Illustration de l'estimation du bruit de fond QCD.	132
5.5	Distribution des variables topologiques : deuxième multiplicité de jets.	133
5.6	Distribution des variables de l'électron : deuxième multiplicité de jets.	134
5.7	Distribution des cinq variables topologique : deuxième multiplicité de jets.	135
5.8	Distribution des variables de jets : deuxième multiplicité de jets.	136
5.9	Distribution des six variables topologiques dans la simulation.	139
5.10	Paramétrisation du rapport signal sur bruit pour les six variables topologiques.	141
5.11	Distributions du discriminant topologique $\mathcal{D}$ pour les bruit de fond et le signal.	142
5.12	Distribution du discriminant topologique $\mathcal{D}$: résultat de l'ajustement.	146
5.13	Distribution de l'écart relatif du nombre d'évènements de signal : pseudo-expériences (1).	149
5.14	Distribution de l'écart relatif du nombre d'évènements de signal : pseudo-expériences (2).	150
5.15	Distribution de l'écart relatif du nombre d'évènements de signal : pseudo-expériences (3).	151
5.16	Distribution du discriminant topologique $\mathcal{D}$: effet de l'échelle d'énergie des jets.	154
5.17	Distribution des six variables topologiques : effet de l'échelle d'énergie des jets.	155
5.18	Distribution de six variables topologiques : effet de l'échelle d'énergie des jets.	156
5.19	Distribution de variables de l'électron : effet de l'échelle d'énergie des jets.	157
5.20	Distribution de variables de jets : effet de l'échelle d'énergie des jets.	158
5.21	Distribution de variables de jets : effet de l'échelle d'énergie des jets.	159
5.22	Distribution du discriminant topologique $\mathcal{D}$: effet de l'identifications des jets.	160
5.23	Distribution des six variables topologique : effet de l'identifications des jets.	161
5.24	Distribution de six variables topologique : effet de l'identifications des jets.	162
5.25	Distribution des variables de l'électron : effet de l'identifications des jets.	163
5.26	Distribution des variables de jets : effet de l'identifications des jets.	164
5.27	Distribution des variables de jets : effet de l'identifications des jets.	165
5.28	Distribution du discriminant topologique $\mathcal{D}$: effet de la résolution en énergie des jets.	166
5.29	Distribution des six variables topologique : effet de la résolution en énergie des jets.	167
5.30	Distribution de six variables topologique : effet de la résolution en énergie des jets.	168
5.31	Distribution des variables de l'électron : effet de la résolution en énergie des jets.	169
5.32	Distribution des variables de jets : effet de la résolution en énergie des jets.	170
5.33	Distribution des variables de jets : effet de la résolution en énergie des jets.	171
5.34	Variation relative du nombre d'évènements de signal : effet de statistique limitée.	173
5.35	Distribution du discriminant topologique $\mathcal{D}$: troisième multiplicité de jets.	176
5.36	Distribution des variables topologiques : troisième multiplicité de jets.	177
5.37	Distribution des variables de l'électron : troisième multiplicité de jets.	178
5.38	Distribution de six variables topologiques : troisième multiplicité de jets.	179
5.39	Distribution des variables de jet : troisième multiplicité de jets.	180
5.40	Distribution des variables de jet : troisième multiplicité de jets.	181

5.41	Distribution des variables topologiques : quatrième multiplicité de jets.	183
5.42	Distribution des variables de l'électron : quatrième multiplicité de jets.	184
5.43	Distribution de six variables : quatrième multiplicité de jets.	185
5.44	Distribution des variables de jet : quatrième multiplicité de jets.	186
5.45	Distribution des variables de jet : quatrième multiplicité de jets.	187
5.46	Distribution des variables topologiques : quatrième multiplicité de jets avec modèle W iqopt.	188
5.47	Distribution des variables de l'électron : quatrième multiplicité de jets avec modèle W iqopt.	189
5.48	Distribution de six variables topologiques : quatrième multiplicité de jets avec modèle W iqopt.	190
5.49	Distribution des variables de jet : quatrième multiplicité de jets avec modèle W iqopt.	191
5.50	Distribution des variables de jet : quatrième multiplicité de jets avec modèle W iqopt.	192
5.51	Dépôt d'énergie dans le calorimètre pour l'évènement 176843 30412438.	194
5.52	<i>Event Scan</i> de l'évènement 176843 30412438.	195
5.53	Dépôt d'énergie dans le calorimètre pour l'évènement 191281 17809269.	197
5.54	<i>Event Scan</i> de l'évènement 191281 17809269.	198
5.55	Dépôt d'énergie dans le calorimètre pour l'évènement 192562 23395572.	200
5.56	<i>Event Scan</i> de l'évènement 192562 23395572.	201

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des bosons de jauge du Modèle Standard.	21
1.2	Nombres quantiques des quarks et des leptons de chiralités droite et gauche.	22
1.3	Tableau des amplitudes des éléments de la matrice CKM.	24
1.4	Processus et rapport d'embranchement pris en compte dans le canal "électron+jets".	33
2.1	Caractéristiques des faisceaux du Tevatron.	39
2.2	Caractéristique des différentes sections du calorimètre.	56
2.3	Valeurs moyennes du bruit (σ_{ped}) en MeV dans les différentes sections du calorimètre.	59
3.1	Probabilité gaussienne normalisée pour une valeur à moins de $\pm x \sigma$ de la moyenne.	71
3.2	Paramétrisation de la résolution des électrons et des jets reconstruits dans le calorimètre.	86
3.3	Paramétrisation de la résolution en énergie des muons.	87
4.1	Luminosité et efficacité de prise de données.	107
4.2	Luminosité recueillie avec les méthodes de déclenchement utilisées.	107
4.3	Répartition des événements $t\bar{t}$ dans les multiplicités de jets.	108
4.4	Efficacité et facteur de correction d'association de trace à l'électron.	113
4.5	Efficacité et facteur de correction de la sélection strict de l'électron.	114
4.6	Efficacité et facteur de correction de reconstruction d'un bon vertex primaire.	116
4.7	Efficacité de reconstruction d'un bon vertex primaire.	117
4.8	Efficacité et facteur de correction d'association électron/vertex primaire.	117
4.9	Liste des termes aux trois niveaux des différentes méthodes de déclenchement utilisées.	118
4.10	Résumé des efficacités de présélection du signal.	124
5.1	Rapports d'embranchement dans le canal "bi-lepton" avec un électron dans l'état final.	127
5.2	Valeur de ε_{QCD} et de ε_{sig} dans les différentes multiplicités de jet.	129
5.3	Nombre d'événements présélectionnés dans les lots L et T.	131
5.4	Corrélations entre les variables topologiques.	140
5.5	Résultats de l'extraction statistique du signal.	146
5.6	Efficacité de reconstruction d'un bon vertex primaire dans les données.	152
5.7	Efficacité d'association électron/vertex primaire dans les données.	152
5.8	Efficacité ε_{QCD} obtenue avec une méthode alternative.	172
5.9	Résumé des erreurs systématiques sur la mesure de section efficace $t\bar{t}$	174
5.10	Description des objets présents dans l'événement 176843 30412438.	193
5.11	Description des objets présents dans l'événements 191281 17809269.	196
5.12	Description des objets présents dans l'événement 192562 23395572	199

Chapitre 1

Théorie

Ne prends pas le soin de nous l'apprendre, on savait cela depuis dix ans.

Rudyard Kipling dans *Le livre de la jungle*.

Le premier chapitre de ce manuscrit est une introduction au Modèle Standard de la physique des particules. La hiérarchie des particules élémentaires et des interactions fondamentales dans le cadre du modèle standard est présentée. Le modèle électrofaible sera décrit en premier. Suivra une description des phénomènes de chromodynamique quantique pour introduire la structure du proton et le phénomène d'hadronisation des quarks. Après une brève description d'une méthode de mesure du taux de production de processus physique, la prédiction de la section efficace de production $t\bar{t}$ est présentée. Les modes de désintégration seront donnés et le canal d'observation utilisé, "électron+jets", sera décrit en détail.

1.1 Modèle Standard en physique des hautes énergies

Le Modèle Standard de la physique des particules, échafaudé à partir des années 1970, permet de décrire avec précision l'ensemble des phénomènes expérimentaux actuels. Ses concepts essentiels seront introduits dans cette partie.

1.1.1 Particules et forces élémentaires

La compréhension de notre monde a beaucoup évolué depuis les premières hypothèses atomistes de Leucippe et Démocrite. Aujourd'hui, les résultats expérimentaux indiquent que les composants élémentaires sont séparés en deux familles : les quarks et les leptons. Chaque famille compte trois générations hiérarchisées par leur masse (voir figure 1.1). Les leptons et quarks de la première génération sont présents à l'état naturel dans l'atome¹. Le quark top forme avec le quark b la troisième génération de quarks. Avec une masse de presque 200 fois celle du proton, c'est le quark le plus lourd.

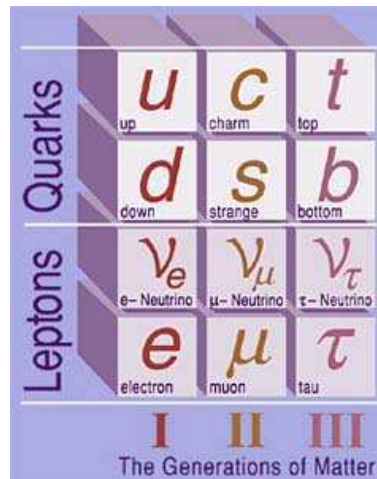


FIG. 1.1 – Représentation des trois familles de leptons et de quarks du Modèle Standard.

Par ailleurs, le Modèle Standard compte 12 particules vecteurs des forces élémentaires de la nature² :

- Le photon (noté γ) pour la force électromagnétique.
- Les bosons Z^0 et $W^\pm$ pour la force faible.
- Huit gluons (g) pour la force forte.

Le boson de Higgs est supposé être le vecteur de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible donnant ainsi leur masse aux leptons et aux quarks. Il n'a pas encore été observé.

Les bosons sont des constituants élémentaires de la matière, c'est par l'interaction qu'ils véhiculent entre les fermions et autres bosons qu'ils constituent la majeure partie de la masse³ des objets composites tels le noyau des atomes. Les quarks et les leptons sont des objets ponctuels, leur taille est inférieure à la meilleure résolution expérimentale de $\sim 10^{-18}$ m. La table 1.1 résume les caractéristiques des bosons de jauge du Modèle Standard.

¹Néanmoins les quarks ne peuvent pas être observés à l'état libre.

²La gravitation n'est pas prise en compte par le modèle standard. L'unification des quatre forces : faible, électromagnétique, forte et gravitationnelle est un des grands courants scientifiques de ce début de siècle.

³Environ 99 % de la masse baryonique est issue de l'interaction forte.

Force	Charge	Boson	Intensité relative
Faible	Saveur	bosons intermédiaires : Z^0 , $W^\pm$	10^{-4}
électromagnétique	électrique	photon : γ	1
Forte	couleur	gluon : g	60

TAB. 1.1 – Caractéristiques des bosons de jauge du Modèle Standard. L'intensité est donnée relativement à l'intensité de la force électromagnétique pour deux quarks distants de 3×10^{-17} .

1.1.2 Particules moins élémentaires

Les particules décrites ci-dessus sont considérées comme élémentaires car aucune sous-structure n'a été observée. Il existe cependant de nombreuses particules qui furent pendant longtemps considérées comme élémentaires telles le proton et le neutron qui sont les deux composants du noyau atomique. Ces particules sont des hadrons qui sont des états liés de quarks séparés en deux classes :

- les mésons sont les états liés d'un quark et d'un anti-quark tels les pions π^0 et $\pi^\pm$ composés du mélange des quarks u et d.
- Les baryons sont les états liés de trois quarks tels le proton (uud) et le neutron (udd).

Seul le proton est stable à l'état libre. Le neutron est stable lorsqu'il est dans le noyau atomique, sauf dans le cas de noyaux radioactifs. Les autres baryons ainsi que les mésons ne sont pas stables.

1.1.3 Modèle électro-faible

Le phénomène électromagnétique a été établi de façon classique au XVIII^e et XIX^e siècles avec par exemple T. Young, A. Fresnel et J.C. Maxwell. La découverte et la compréhension de la radio-activité ont débuté à la fin du XIX^e siècle avec les travaux de M. et P. Curie. Le début du XX^e fut très riche en découvertes, avec un grand nombre de travaux aboutissant à des théories vérifiées telle que la quantification de M. Planck, la structure atomique de E. Rutherford et N. Bohr et, avant 1930 W. Pauli, L. de Broglie, E. Schrödinger et P. Dirac auront développés la mécanique quantique. Les années 50-60 ont vu beaucoup de propositions théoriques pour expliquer les interactions nucléaires et la composition du noyau. La théorie électrofaible est confirmée en 1973 avec l'observation de courant neutre par échange de boson Z^0 peu après les travaux de S. Glashow, A. Salam et S. Weinberg qui leur vaudrons le prix Nobel de physique en 1979 pour l'unification des théories électromagnétique et faible.

La modélisation des phénomènes électromagnétiques classique et quantique est une des grandes réussites de la physique moderne. L'accord entre la théorie et l'observation du moment magnétique du proton atteint un accord à la 12^e décimale! Avec la découverte du quark top au *Tevatron* en 1995, la famille des quarks est considérée comme complète.

D'un point de vue théorique [2], sous l'hypothèse que la symétrie d'isospin et d'hypercharge⁴ $SU(2)_G \otimes U(1)_Y$ est une symétrie de la nature, elle requiert la présence de quatre bosons de jauge⁵ : $\mathcal{W}_i^\mu$, $i=\{1, 2, 3\}$ correspondant aux trois degrés de libertés de $SU(2)_G$ et $\mathcal{B}^\mu$ pour $U(1)_Y$. Les nombres quantiques sont l'isospin T qui a trois composantes et Y l'hypercharge. Cependant, seule la symétrie $U(1)_{EM}$ est observée. La supposition est faite que la symétrie $SU(2)_G \otimes U(1)_Y$ est brisée

⁴L'isospin et l'hypercharge sont des nombres quantiques d'une particule au même titre que le spin ou la charge électrique.

⁵L'indice μ est l'indice d'espace-temps

spontanément vers la symétrie $U(1)_{EM}$ par le boson de Higgs. Les quatre champs résultant sont :

$$\begin{aligned}
 W^{+\mu} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathcal{W}_1^\mu - i\mathcal{W}_2^\mu) \\
 W^{-\mu} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathcal{W}_1^\mu + i\mathcal{W}_2^\mu) \\
 A_\gamma^\mu &= \sin\theta_W \mathcal{W}_3^\mu + \cos\theta_W \mathcal{B}^\mu \\
 Z^{0\mu} &= -\cos\theta_W \mathcal{W}_3^\mu + \sin\theta_W \mathcal{B}^\mu
 \end{aligned} \tag{1.1}$$

où A_γ est le champ du photon, de masse nulle. Les vecteurs de la force faible sont les bosons Z^0 , W^+ et W^- . Les nombres quantiques de charge électrique Q , la troisième composante d'isospin T_3 et l'hypercharge Y vérifient la relation :

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \tag{1.2}$$

La table 1.2 donne les nombres quantiques des quarks et des leptons.

		Q	T	T_3	Y
lepton	$\begin{pmatrix} l \\ \nu_l \end{pmatrix}_{Gauche}$	-1	1/2	-1/2	-1
	l_{Droite}	0	1/2	1/2	-1
	$\nu_{lDroite}$	-1	0	0	-2
	$\nu_{lDroite}$	0	0	0	0
quark	$\begin{pmatrix} up \\ down' \end{pmatrix}_{Gauche}$	2/3	1/2	1/2	1/3
	up_{Droite}	-1/3	1/2	-1/2	1/3
	$down_{Droite}$	2/3	0	0	4/3
	$down_{Droite}$	-1/3	0	0	-2/3

TAB. 1.2 – Nombres quantiques des quarks et des leptons de chiralités droite et gauche.

Le vecteur de la force électromagnétique est le photon. Il ne porte pas de charge électrique mais possède un spin unité. A la différence des bosons $W^\pm$, le photon ne change pas la saveur des fermions en interagissant avec eux et ne possède pas de masse.

L'action des bosons Z^0 et $W^\pm$ s'effectue dans un espace non physique, l'espace d'isospin dans lequel les leptons et les quarks de chiralité⁶ gauche sont classés en doublet. Par exemple l'électron et le neutrino électron sont partenaires d'isospin, l'échange d'un boson chargé permet de passer d'un état à l'autre comme le montrent les diagrammes 1.2. C'est aussi le cas pour les quarks *up* et *down*.

Les leptons et quarks de chiralité droite sont classés dans des singulets d'isospin et n'interagissent pas avec le boson $W^\pm$.

Le boson Z^0 ne permet pas d'échange de saveur. La figure 1.3 montre le vertex d'interaction avec une ligne de quark ou une ligne de lepton.

Du fait de la brisure de la symétrie d'isospin et d'hypercharge $SU(2)_G \otimes U(1)_Y$, les bosons de jauge faible acquièrent une masse. Les masses des bosons Z^0 et $W^\pm$ sont [3] :

$$\begin{aligned}
 M_{Z^0} &= 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV} \\
 M_{W^\pm} &= 80.425 \pm 0.038 \text{ GeV}
 \end{aligned} \tag{1.3}$$

⁶La chiralité est la polarisation du spin d'une particule sur sa direction de propagation lorsque cette particule se déplace à la vitesse de la lumière.

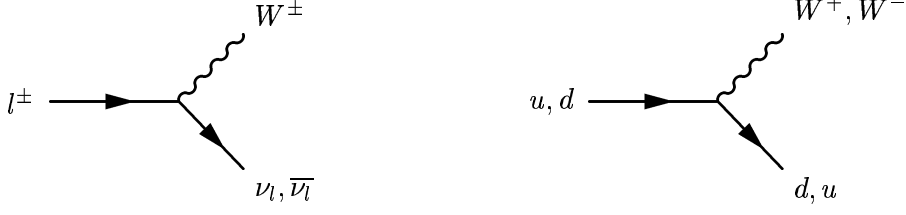


FIG. 1.2 – Diagramme de changement de saveur par l'échange d'un boson chargé pour les leptons et pour les quarks de chiralité gauche.



FIG. 1.3 – Vertex de production de Z^0 à partir d'une paire de quarks et vertex de création de paire lepton/anti-lepton par le biais d'un Z^0 .

Les expressions théoriques pour ces masses sont :

$$\begin{aligned} M_{Z^0} &= \frac{v}{2} \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \\ M_{W^\pm} &= \frac{v}{2} g_2 = M_{Z^0} \cos \theta_W \end{aligned} \quad (1.4)$$

où v est liée à la valeur moyenne du champ de Higgs standard dans le vide, θ_W est appelé "l'angle de Weinberg" ou bien "angle de mélange faible". g_1 et g_2 sont les constantes de couplage de $U(1)_Y$ et de $SU(2)_G$ respectivement. Ces quatre quantités sont des paramètres du Modèle Standard dont les valeurs mesurées sont :

$$\begin{aligned} \sin^2 \theta_W &\sim 0.23 \\ v &\sim 246.221 \text{ GeV} \\ g_1 &\sim 0.154 \\ g_2 &\sim 0.653 \end{aligned} \quad (1.5)$$

Il n'y a pas dans la théorie d'interaction faible d'échange possible entre les générations. Cependant dans le cas des quarks⁷, les états propres électrofaibles⁸ et les états propres de masse sont différents. Bien qu'il n'y ait pas de mélange de génération possible au vertex électrofaible, il se produit un mélange entre les saveurs par la relation :

$$\begin{pmatrix} d'_{Gauche} \\ s'_{Gauche} \\ b'_{Gauche} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{cd} & V_{td} \\ V_{us} & V_{cs} & V_{ts} \\ V_{ub} & V_{cb} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d_{Gauche} \\ s_{Gauche} \\ b_{Gauche} \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

où la matrice $V_{\alpha\beta}$ est la matrice CKM⁹. C'est l'origine de la violation de CP. Par exemple, la probabilité d'observer un quark u dans la désintégration électrofaible d'un quark s est non nulle.

⁷Le mélange existe aussi dans le secteur des neutrinos.

⁸Les états propres électrofaibles sont notés avec un '.

⁹Cabibbo, Kobayashi, Maskawa

Cette probabilité est proportionnelle au module de l'élément V_{us} de la matrice CKM (voir table 1.3).

$ V_{ud} = 0.9745 \pm 0.0006$	$ V_{cd} = 0.224 \pm 0.003$	$ V_{td} = 0.0094 \pm 0.0046$
$ V_{us} = 0.224 \pm 0.003$	$ V_{cs} = 0.9737 \pm 0.0007$	$ V_{ts} = 0.040 \pm 0.003$
$ V_{ub} = 0.0036 \pm 0.0007$	$ V_{cb} = 0.042 \pm 0.002$	$ V_{tb} = 0.9991 \pm 0.0001$

TAB. 1.3 – Tableau des amplitudes des éléments de la matrice CKM. La valeur de $|V_{tb}|$ est une déterminée indirectement.

Le mélange des quarks des deux premières générations est relativement important, alors que les quarks de troisième génération ne se mélangent que très peu. Dans ce modèle, le quark top a une désintégration électrofaible quasiment à 100% en quark b, et ce dans l'hypothèse de seulement 3 générations et d'unitarité de la matrice CKM.

L'analyse présentée dans ce manuscrit ne tiendra pas compte de la saveur du quark issue de la désintégration du quark top. c'est à dire qu'aucune méthode d'étiquetage des jets de hadrons beaux n'est utilisé [55].

En revanche, on supposera que le quark top ne se désintègre que de façon électrofaible soit $BR(t \rightarrow qW^+) = 100\%$.

1.1.4 Modèle d'interaction forte

La composition des noyaux par des protons et des neutrons est connue dans les années 1920-1930. Pendant longtemps le proton a été considéré comme une particule élémentaire bien que possédant une distribution de charge non ponctuelle comme le montrent dans les années 1950 des expériences sondant le noyau avec des électrons. C'est en 1964 que M. Gell-Mann et G. Zweig émettent pour la première fois l'idée des quarks, identifiée plusieurs années après au modèle de partons de J. Bjorken et R. Feynman. Les quarks sont découverts en 1968; pour cela, J. Friedman, H. Kendall et R. Taylor se veront decerné le prix Nobel de physique 1990. L'interaction forte est modélisée par la chromodynamique quantique (QCD¹⁰) qui est établie en 1973 et dès lors, on commence à pouvoir interpréter les phénomènes nucléaires et en particulier la composition des mésons et des baryons.

En théorie quantique des champs, les calculs analytiques exacts sont rarement possibles; le calcul perturbatif permet d'obtenir des approximations par le développement en puissance de la constante de couplage. Les constantes électrofaibles restent suffisamment petites pour que ce développement soit une bonne approximation du résultat aux premiers ordres de perturbation. La constante de couplage de l'interaction forte α_s diminue en fonction du moment de transfert Q (voir figure 1.4). La QCD est donc perturbative et ainsi calculable à faible distance (grand Q): c'est la liberté asymptotique. Cependant, à grande distance (faible Q), la constante de couplage devient trop importante est les calculs perturbatifs ne sont plus valides.

Le vecteur de la force forte est le gluon, il a une masse et une charge électrique nulles. Les gluons sont les bosons de jauge de la symétrie $SU(3)_C$ de couleur. Il y a 3 charges de couleurs différentes nommées arbitrairement rouge, vert et bleu. Les gluons véhiculent et portent deux charges de couleur (à la différence du photon qui ne porte pas de charge électrique); il y a 8 gluons. Ils n'interagissent qu'avec d'autres gluons et avec les quarks, à la différence des bosons électrofaibles qui interagissent avec les leptons et les quarks mais pas avec eux-mêmes¹¹.

¹⁰Quantum Chromo Dynamics

¹¹Hormis le cas $Z^0 \rightarrow W^+W^-$

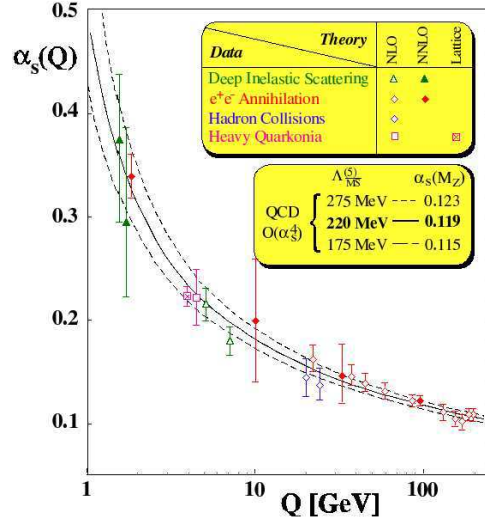


FIG. 1.4 – Variation de la valeur de la constante de couplage fort α_s en fonction de Q .

1.1.4.1 Les fonctions de structure du proton

L'étude des collisions lepton/nucléon a permis d'améliorer la compréhension de la structure du proton. La composition du proton est paramétrée par des distributions de probabilités nommées fonctions de densité de partons (PDF) : $f_{parton}(x, Q^2)$ où Q est le moment de transfert échangé avec le parton et x la fraction de l'impulsion du proton emportée¹² par le parton. Une représentation des PDFs est donnée sur la figure 1.5 pour Q égale à 175 GeV. Pour x supérieur à 0.2, ce sont les quarks de valence u et d qui prédominent, alors que à x inférieur à 10^{-2} , c'est la densité de gluons qui domine. Il y a aussi une faible contribution des quarks de la mer.

Les paramétrisations de ces fonctions de distribution partoniques sont effectuées par plusieurs collaborations : CTEQ [4], MRS [5] et GRV [6]. La paramétrisation utilisée pour la simulation des évènements est notée CTEQ5L.

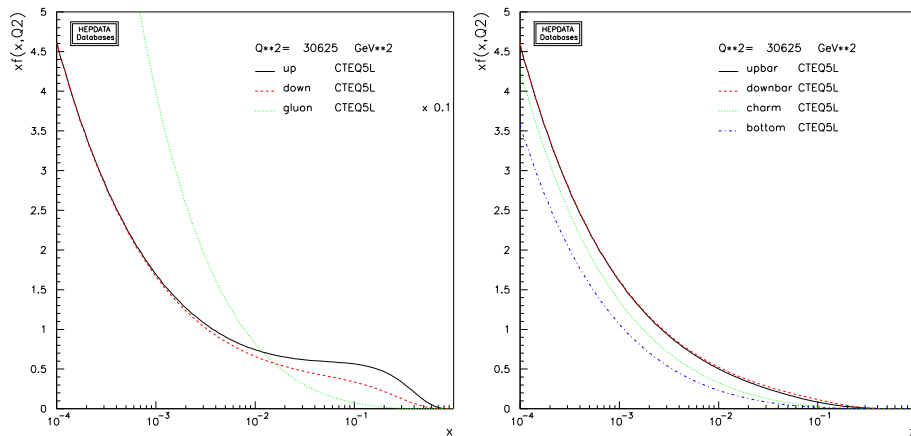


FIG. 1.5 – Densité de partons du proton CTEQ5L pour $Q^2 = 175^2$ GeV. La distribution de probabilité du gluon est divisée par 10.

¹²Dans un référentiel où le proton a une impulsion infinie.

1.1.4.2 Phénomène d'hadronisation

Expérimentalement, ni charge de couleur ni charge fractionnaire ne sont observées : les quarks et les gluons ne sont pas présents à l'état libre. La fragmentation et le confinement des quarks ne sont pas encore calculables car relevant du domaine non-perturbatif. Des modèles phénoménologiques sont donc utilisés. Les quarks se présentent toujours sous la forme de hadrons : c'est le phénomène d'hadronisation (voir figure 1.6). Par émissions successives de partons, les quarks et les gluons se transforment en un jet de hadrons.

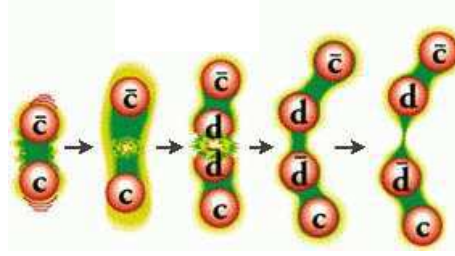


FIG. 1.6 – Illustration du phénomène d'hadronisation.

1.2 Section efficace, luminosité et taux de production

Les concepts de luminosité et de section efficace, liés à la mesure du taux de production d'une classe d'événements sont introduits dans cette partie.

1.2.1 Luminosité et section efficace

Si un flux uniforme et étendu d'objets est incident sur une cible qui offre une surface $\mathcal{S}_1$ et qu'il se produit N_1 collisions, alors pour un objet de surface $\mathcal{S}_2$, le nombre de collisions attendu N_2 vaut $\frac{\mathcal{S}_2}{\mathcal{S}_1} N_1$. Le nombre $\frac{N_1}{\mathcal{S}_1}$ est donc une mesure du nombre de collisions total par unité de surface de l'objet cible.

En portant cette analogie dans le domaine des collisions de particules élémentaire qui n'ont cependant pas de "surface" élémentaire, la probabilité de collision est donnée par l'inverse d'une surface. L'unité de surface adaptée est le barn qui équivaut à 10^{-28} m^2 . Par la suite, le pico barn ($\text{pb} = 10^{-12} \text{ b}$) sera utilisé.

A chaque processus physique est donc associée une section efficace (noté σ) et qui a la dimension d'une surface. Plus cette quantité est grande, plus le processus physique a des chances de se produire.

Pour un faisceau donné, le taux de collisions possible par unité de section efficace est appelé luminosité (notée $\mathcal{L}$), exprimée en inverse de barn. La luminosité instantanée est donnée en $\text{pb}^{-1}\text{s}^{-1}$ et la luminosité intégrée en pb^{-1} .

1.2.2 Mesure du taux de production

L'expression du nombre d'événements détectés, en l'absence de bruit de fond, pour un processus X donné est :

$$N_X^{obs} = \sigma_X \cdot \mathcal{L} \cdot \mathcal{A} \cdot \epsilon \quad (1.7)$$

où σ est la section efficace du processus et $\mathcal{L}$ est la luminosité enregistrée pour l'ensemble des données analysées. $\mathcal{A}$ est l'acceptance géométrique du détecteur, c'est-à-dire le pourcentage des événements

du signal qui peuvent être détectés parce qu'atteignant des parties instrumentées. L'efficacité de sélection ϵ est la probabilité que les événements issus du processus voulu passent les différentes sélections de l'analyse.

L'équation 1.7 permet deux applications :

- Lorsque la luminosité est mesurée et un nombre d'événements observé, cette équation donne la mesure de la section efficace. C'est la méthode employée pour la mesure de $\sigma_{t\bar{t}}$ décrite dans ce manuscrit.
- Si la section efficace est connue, la luminosité peut être mesurée à partir d'un comptage d'événements. C'est la méthode employée pour la mesure de la luminosité de l'expérience DØ (voir paragraphe 2.2.2).

1.3 Section efficace top/anti-top

Pour des faisceaux d'électrons où l'état initial des particules de collision est entièrement déterminé, les prédictions théoriques sont simplifiées du fait de l'absence de structure de l'électron.

Dans le cas des interactions lepton/proton, le comportement des leptons est connu, ce qui permet notamment de sonder les états initiaux hadroniques et plus particulièrement la structure du proton [11].

Dans le cas de collisions hadroniques, les deux états initiaux ne sont pas connus avec certitude.

Echelle de renormalisation : μ_R

Les prédictions en théorie quantique des champs ne sont généralement pas analytiquement solubles. Des termes infinis apparaissent dans les calculs perturbatifs, ces termes n'ont aucun sens physique et sont annulés par d'autres termes infinis apparaissant aux ordres suivants du développement. La procédure de renormalisation des calculs permet d'éliminer ces divergences, ce qui nécessite de choisir une échelle d'énergie μ_R , l'échelle de renormalisation, qui sert de borne d'intégration.

Echelle de factorisation : μ_F

Pour effectuer les prédictions théoriques dans les collisions proton/anti-proton, le théorème de factorisation permet de séparer le calcul de la section efficace en une partie perturbative de l'interaction entre partons et une partie relevant des densités de partons. L'échelle de factorisation μ_F est la valeur limite du moment de transfert au-delà de laquelle les partons sont considérés comme libres (liberté asymptotique).

Les fonctions de densité partonique permettent de prédire la probabilité de trouver des quarks ou gluons à x et Q donnés. La partie perturbative comprend toutes les interactions prédites par le modèle standard entre les deux partons. Grâce au théorème de factorisation, la formule de la section efficace $t\bar{t}$ s'écrit :

$$\sigma_{t\bar{t}} = \sum_{i \in p} \sum_{j \in \bar{p}} \int \int dx_i dx_j f_i^p(x_i, \mu_F^2) f_j^{\bar{p}}(x_j, \mu_F^2) \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, \mu_R^2, m_t) \quad (1.8)$$

où les sommes sur i et j se font respectivement sur les partons du proton et de l'anti-proton. x_i est la fraction de la quantité de mouvement emportée par le parton i . f_i^p et $f_j^{\bar{p}}$ sont respectivement les distributions partoniques du proton et de l'anti-proton. La partie perturbative est donnée par $\hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, \mu^2, m_t)$ qui est la section efficace parton-parton à $\hat{s} = x_i x_j s$. La dépendance accidentelle en μ_R est due à la limitation aux premiers ordres de perturbation auxquels sont faits les calculs.

Généralement, l'échelle de renormalisation μ_R et de factorisation μ_F sont choisies égales ; μ est alors définie par $\mu \equiv \mu_F = \mu_R$.

1.3.1 Diagrammes de production de paires top/anti-top

En considérant les deux constituants élémentaires du proton, les quarks et les gluons, les interactions possibles sont les interactions quark-gluon, quark-quark et gluon-gluon.

Dans les diagrammes d'annihilation d'une paire quark/anti-quark, le boson intermédiaire peut être un photon, un Z^0 ou un gluon. Le boson peut alors se désintégrer en une paire de quarks et en particulier en une paire $t\bar{t}$. La contribution des diagrammes électrofaibles à $\hat{\sigma}_{ij}$ est fortement supprimée face aux diagrammes dus à l'interaction forte. Le diagramme de la figure 1.7 y contribue principalement.

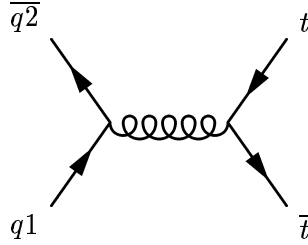


FIG. 1.7 – Diagramme de fusion de quarks pour la production de paires $t\bar{t}$ à l'ordre dominant (LO)

Dans la production de paires $t\bar{t}$ par fusion de gluons, les trois diagrammes de la figure 1.8 contribuent à $\hat{\sigma}_{ij}$.

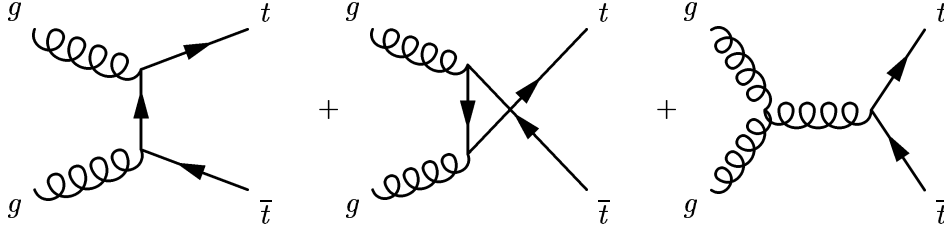


FIG. 1.8 – Diagramme de fusion de gluons pour la production de paires $t\bar{t}$ à l'ordre dominant (LO)

Les diagrammes d'interaction quark-gluon sont des diagrammes de diffusion et aboutissent à la création de jets d'hadronisation originaires du parton diffusé. A l'ordre dominant il n'y a pas de diagramme possible pour la production de paires $t\bar{t}$. A l'ordre suivant (voir figure 1.9), un gluon de radiation du parton diffusé peut aboutir à la création d'une paire $t\bar{t}$.

A l'ordre dominant, pour une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV, l'annihilation de quarks prédomine pour 85% [7] tandis que la fusion de gluons contribue pour 15% à la section efficace. Lors de la phase de *Run I*, avec une 1.8 TeV dans le centre de masse, la proportion d'annihilation de quarks était de 90% pour 10% de fusion de gluons. Cette évolution est due à l'augmentation de la densité de probabilité du gluon dans la proton avec l'augmentation du moment de transfert Q (voir paragraphe 1.1.4.1). Au *LHC* les proportions seront respectivement 10% et 90% pour l'annihilation de quarks et la fusion de gluons.

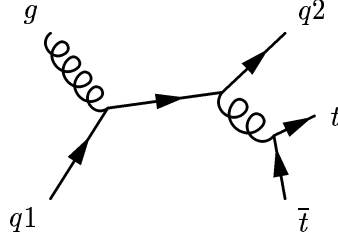


FIG. 1.9 – Diagramme de diffusion quark-gluon pour la production de paires $t\bar{t}$ à l'ordre suivant du dominant (NLO)

1.3.2 Prédiction théorique

Le *Tevatron* produit des collisions proton/anti-proton avec une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV. Pour le calcul de la prédiction de la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ dans ce cas de figure, on fera l'hypothèse que la valeur mesurée de la masse du quark top est de 175 GeV. La masse du quark top est de 178 ± 4.3 GeV/c² [12].

Le calcul à l'ordre suivant du dominant (NLO¹³) donne [10] :

$$\sigma_{t\bar{t}}(m_t = 175 \text{ GeV}, \sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}) = 6.7_{-0.88}^{+0.71} \text{ pb} \quad (1.9)$$

Les erreurs théoriques ont trois sources principales :

- Les incertitudes dans la mesure des PDFs du proton et l'extrapolation à Q égal à 175 GeV.
- Le calcul de l'évolution de la constante de couplage fort α_s à la valeur $\alpha_s(\mu^2)$.
- Le choix de l'échelle de renormalisation, qui contribue majoritairement à l'erreur. L'erreur théorique due au choix arbitraire de l'échelle de renormalisation est prise en compte en faisant varier μ_R entre $m_t/2$ et $2m_t$.

L'augmentation de l'énergie dans le centre de masse de 1.8 TeV à 1.96 TeV produit une augmentation de la section efficace de 22%.

Prochaine prédiction

Etant donné la taille des erreurs expérimentales actuelles, la prédiction de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ par le calcul aux ordres supérieurs de perturbation n'est pas encore nécessaire. Ces calculs devront être pris en compte dans le futur et plus particulièrement au *LHC* et au sein des expériences sur les futures générations d'accélérateurs, tel que l'*ILC*, permettant d'atteindre de meilleures précisions.

Pour le *LHC*, la prévision donne une section efficace de 760 pb [8] à $\sqrt{s}$ égale à 14 TeV. Il est à noter que la proportion de fusion de gluon et d'annihilation de quark s'inverse alors. D'une part, par le fait que dans les collisions protons/protons, les quarks de valence en présence ne sont pas anti-particule l'un de l'autre et d'autre part, la valeur seuil $x_{seuil} \equiv \frac{2m_t}{\sqrt{s}}$ pour la production de paires $t\bar{t}$ est de l'ordre de 0.2 au *Tevatron* et de l'ordre de 0.025 au *LHC*. A cette valeur de x , les PDFs font état de la prédominance des gluons à faible x (voir paragraphe 1.1.4.1).

1.3.3 Motivations

La mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ permet de s'assurer de la composition des lots de données utilisés pour la mesure des propriétés du quark top telles que la masse et l'hélicité.

¹³Next to Leading Order

La comparaison entre mesure et prédiction de la section efficace $t\bar{t}$ permet de s'assurer que les modèles et hypothèses de calculs sont valables dans le but d'effectuer des prédictions pour les prochaines générations d'expériences.

Il existe pléthore de processus possédant des signatures physiques similaires à celles de la production de paires $t\bar{t}$. La mesure de ces processus rares à l'échelle d'énergie du TeV nécessite la connaissance du bruit de fond physique que représente alors la production de paires $t\bar{t}$. Par exemple la production électrofaible du quark top [13] est environ 2 fois moins fréquente que la production de paires $t\bar{t}$ qui représente 30% du bruit de fond (voir figure 1.10). Pour ne citer que deux exemples, dans la recherche du processus WH [14] environ 15% du bruit de fond est issu de la production $t\bar{t}$ (voir figure 1.10). Le bruit de fond $t\bar{t}$ sera encore plus important au *LHC*, dans les analyses de physique au-delà du modèle standard.

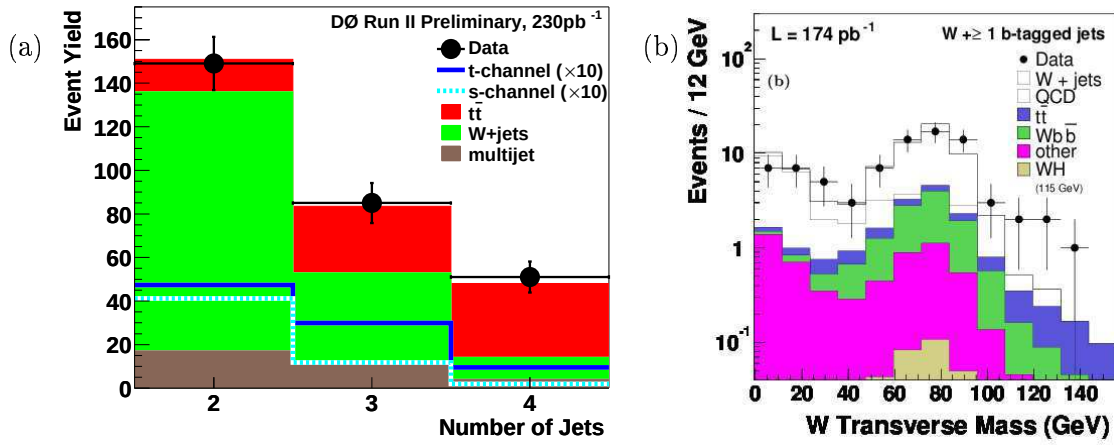


FIG. 1.10 – Distribution du nombre de jets (a) dans des événements sélectionnés pour la recherche de production électrofaible du quark top et distribution de la masse transverse du W (droite) dans des événements sélectionnés pour la recherche de production WH. La production de paires $t\bar{t}$ représente respectivement environ 30 % et 15 % du bruit de fond.

La mesure présentée dans ce manuscrit permet en outre de vérifier que le quark top se désintègre principalement en Wq et qu'il n'existe donc pas de désintégration encore inconnue du quark top. Par ailleurs, l'existence de production exotique de paires $t\bar{t}$ peut être testée.

1.3.4 Modes de désintégration

La largeur partielle du quark top $\Gamma(t \rightarrow Wq)$ est d'environ 1.5 GeV, ce qui lui confère un temps de vie inférieur à $5 \cdot 10^{-25}$ s. Ce temps de vie est inférieur au temps typique d'hadronisation qui est de l'ordre de 10^{-23} s.

Dans le cadre du modèle standard, il n'y a pas de processus compétitif à la désintégration électrofaible du quark top. On fait donc l'hypothèse que le quark top se désintègre de façon électrofaible en quark b, s ou d avec émission d'un boson chargé W^+ . Le premier processus de désintégration intervenant (voir figure 1.11) est ainsi :

$$t\bar{t} \rightarrow W^+ + q + W^- + \bar{q} \quad (1.10)$$

Dans le cadre du Modèle Standard, le quark q est principalement un quark b.

Le boson W se désintègre en paire de leptons ou en paire de quarks suivant le diagramme 1.12.

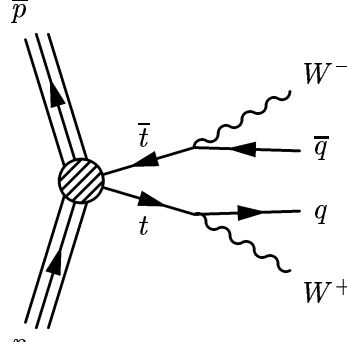


FIG. 1.11 – Diagramme de désintégration de paire $t\bar{t} \rightarrow W^+ + q + W^- + \bar{q}$

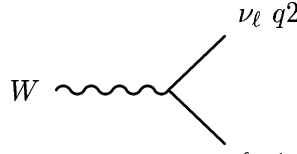


FIG. 1.12 – Diagramme de désintégration du boson W en paire ℓ, ν_ℓ ou en paire de quarks $q1, q2$.

- Le rapport d'embranchement de production d'une paire quark/anti-quark $BR(W \rightarrow hadrons)$ est de $67.96 \pm 0.35 \%$ [3].
- Dans l'approximation de masse négligeable pour les leptons, les rapports d'embranchement $BR(W \rightarrow leptons)$ pour les 3 leptons sont identiques. Ce rapport d'embranchement est de $10.68 \pm 0.12 \%$ [3].

Classification

Les modes d'observation de la production de paires de quarks top/anti-top sont donc classés par les modes de désintégration du boson W suivant :

- Le canal dominant en statistique est le canal “hadronique” : les deux $W^\pm$ se désintègrent en paires de quarks. Le rapport d'embranchement est de 45 %. Ce canal souffre d'un important bruit de fond QCD qui peut être diminué par l'utilisation de l'étiquetage des jets de hadrons beaux [15].
- Les canaux les moins importants statistiquement sont les canaux dilepton : les deux $W^\pm$ se désintègrent en paires de leptons. Ces canaux ont cependant un très bon rapport signal sur bruit. Les canaux di-électron, di-muon et électron-muon sont étudiés à DØ [57]. Le rapport d'embranchement de chacun de ces six canaux est de l'ordre de 1.2 %.
- Les canaux intermédiaires “lepton+jets” : l'un des W se désintègre en paire de quarks, l'autre en paire de lepton. Ce canal possède un bon compromis entre statistique et bruit de fond QCD. Le rapport d'embranchement pour chacune des trois saveur du lepton est de l'ordre de 15 %.

La figure 1.13 représente les rapports d'embranchement relatifs des différents canaux.

1.3.5 Le canal électron + jets de hadrons

L'analyse présentée dans ce manuscrit se place dans le canal de désintégration avec un électron dans l'état final et quatre quarks. Les quarks s'hadronisent (voir paragraphe 1.1.4.2), formant des jets de hadrons. Le canal étudié est donc dénommé canal “électron + jets” dont le diagramme est donné sur la figure 1.15.

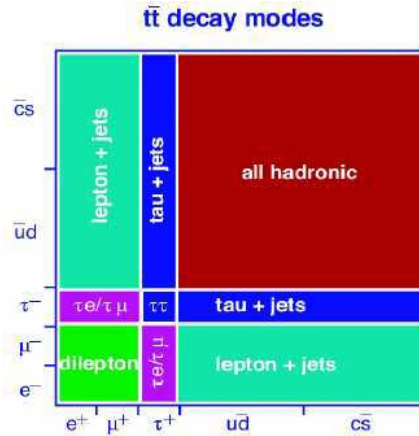


FIG. 1.13 – Rapport d'embranchement des différents canaux d'observation de production de paires $t\bar{t}$. Les deux axes représentent les rapports d'embranchement de désintégration du boson W . L'aire des différentes parties représente le rapport d'embranchement du canal d'observation correspondant.

La masse du lepton τ est suffisamment importante pour permettre sa désintégration électrofaible en un électron par le diagramme 1.14. Le rapport d'embranchement $BR(\tau \rightarrow e + X)$ est de $17.84 \pm 0.06 \%$. La désintégration du muon n'est pas prise en compte car le temps de vie du muon dans

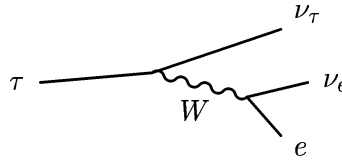


FIG. 1.14 – Diagramme de désintégration électrofaible du lepton τ en électron.

le référentiel du laboratoire est suffisamment important pour que le muon soit détecté avant sa désintégration. Le rapport d'embranchement $BR(W \rightarrow e + X)$ est donc de :

$$BR(W \rightarrow e + X) = BR(W \rightarrow e) + BR(W \rightarrow \tau) \cdot BR(\tau \rightarrow e) = 12.58 \pm 0.12\% \quad (1.11)$$

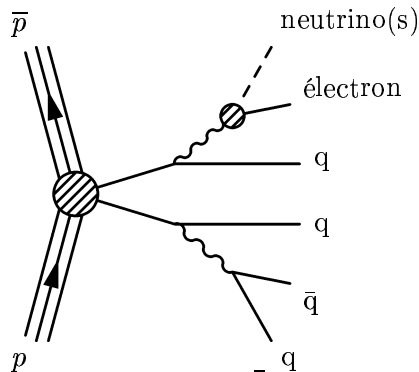


FIG. 1.15 – Diagramme de désintégration d'une paire $t\bar{t}$ avec dans l'état final un électron et 4 quarks. Le processus caché est la désintégration du boson W en électron ou en $\tau \rightarrow \text{électron}$.

Suivant le diagramme 1.15, le rapport d'embranchement du canal de détection, où un des W se désintègre pour donner un électron dans l'état final et le deuxième W se désintègre en hadrons,

s'écrit :

$$\begin{aligned} BR_{e+jets} &= 2 \cdot BR(W \rightarrow e + X) \cdot BR(W \rightarrow hadrons) \\ BR_{e+jets} &= 17.106\% \end{aligned} \quad (1.12)$$

Le facteur 2 vient du fait que la charge du lepton n'est pas distinguée. La table 1.4 donne les deux processus considérés et leur rapport d'embranchement.

Processus	Rapport d'embranchement
$W \rightarrow hadrons$ $W \rightarrow e$	$0.1068 \times 0.6796 \times 2$
$W \rightarrow hadrons$ $W \rightarrow \tau$	$0.1068 \cdot 0.1784 \times 0.6796 \times 2$

TAB. 1.4 – Processus et rapport d'embranchement pris en compte dans le calcul de 1.12, rapport d'embranchement dans le canal e+jets.

1.3.5.1 Signature

Les quarks du diagramme 1.15 ne seront pas dans un état libre et isolé. Ils hadronisent pour former des jets de hadrons. Les neutrinos n'étant pas détectés, il manque de l'énergie dans le bilan d'énergie transverse de l'évènement. La signature expérimentale est donc caractérisée par la présence d'un électron de grande énergie, de quatre jets de hadrons et par une quantité significative d'énergie transverse manquante. La signature du canal "électron+jets" est représentée sur la figure 1.16.

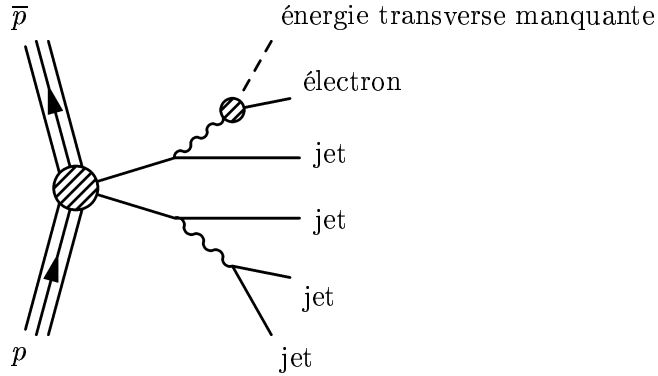


FIG. 1.16 – Diagramme de désintégration d'une paire $t\bar{t}$ avec dans l'état final un électron, de l'énergie transverse manquante et 4 jets de hadrons dont 2 jets issus de quarks b. Le processus caché est la désintégration du boson W en $\tau \rightarrow \text{électron}$ ou directement en électron.

1.3.5.2 Bruits de fond

Les bruits de fond sont de deux types :

- le bruit de fond irréductible est issu d'un processus physique qui se caractérise par une signature expérimentale identique et indiscernable du signal. C'est le cas du bruit de fond W+jets.
- le bruit de fond réductible qui ne possède une signature identique au signal que parce que le détecteur n'est pas parfait. C'est le cas du bruit de fond Z+jets, de la contamination du canal dilepton et du bruit de fond QCD.

Pour ne pas violer la conservation du nombre leptonique, les processus aboutissant à un électron dans l'état final à partir de l'état initial hadronique proton/anti-proton doivent produire un deuxième lepton électronique. C'est l'origine des bruits de fond W+jets, Z+jets et la contamination du canal dilepton.

L'évaluation des bruits de fond considérés est donnée au chapitre 5.

Bruit de fond W+jets

Les processus de production d'au moins un boson W avec des jets de hadrons constituent une source de bruit de fond irréductible du signal recherché lorsqu'on se limite à la préselection sur les critères cinématiques des objets dans l'évènement. La production d'un boson $W^\pm$ et de trois ou quatre partons dans l'état initial est le bruit de fond physique principal pour la mesure présentée dans ce manuscrit. Les processus avec production de bosons W supplémentaires ont une moindre importance du fait de la présence de vertex électrofaibles supplémentaires.

Bruits de fond $X \rightarrow e^+e^-$

Lors de la production de plusieurs jets de hadrons et d'une paire électron/positron où l'un des leptons échappe à la détection, la signature expérimentale est similaire à la signature du signal. Les processus de désintégration de résonance d'état lié de quark tels $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ ne produisent pas des électrons de très haute énergie. Il en est de même pour le processus de Drell-Yann (voir figure 1.17).

Le processus $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ produit des électrons de haute énergie dos à dos en φ .

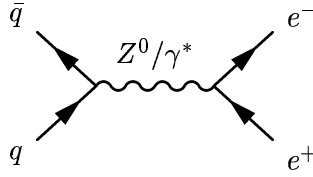


FIG. 1.17 – Diagramme du processus Drell-Yann, aboutissant à la production d'une paire électron/positron.

Contamination de $t\bar{t} \rightarrow \text{dilepton}$

Comme il a été vu au paragraphe 1.3, les deux bosons W issus de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$ peuvent se désintégrer en paires lepton/neutrino. Seules sont considérées les désintégrations où au moins l'un des W produit un électron. Ces évènements possèdent une grande énergie transverse manquante provenant de la non-détection des neutrinos. Des jets supplémentaires peuvent provenir de la radiation de l'état initial hadronique ou des jets existants. Lorsqu'un des électrons échappe à la reconstruction ou à la détection, ce signal possède une signature très similaire au signal semi-leptonique recherché.

Bruit de fond QCD

Dans les collisions hadroniques se produisant au *Tevatron*, la production de jets par interaction forte est le processus dominant. L'hadronisation des partons produit une grande diversité de hadrons. Des hadrons tels le π^0 se désintègrent principalement [3] en particules électromagnétiques. Certains jets sont donc susceptibles de duper la reconstruction et l'identification des électrons (voir paragraphe 3.4.3.1). Alors, en appliquant les corrections d'énergie pour un électron à un objet qui

est en fait un jet de hadrons, il se crée un déficit artificiel d'énergie identifié à tort comme la production de neutrinos. La signature expérimentale est alors similaire à la désintégration semi-leptonique d'une paire $t\bar{t}$. Le bruit de fond QCD est le second plus important bruit de fond de l'analyse.

1.3.5.3 Stratégie

L'analyse comporte principalement deux étapes (chapitres 4 et 5).

- Dans un premier temps, un lot de données de bonne qualité est sélectionné de façon à obtenir un lot de données enrichi en désintégration leptonique de boson W. Un lot de données *Loose* (L) est construit avec une sélection lâche du candidat électron. Le lot *Tight* (T) sera défini par les événements passant une coupure plus stricte sur le candidat électron et servira de lot final d'analyse. Les événements du lot L rejetés par la coupure stricte constitueront le lot test QCD. Le lot QCD et le lot T sont donc deux ensembles complémentaires du lot L.
 - Le lot L contient des événements de bruit de fond QCD, de bruit de fond physique W/Z+jets et d'événement de production $t\bar{t}$.
 - Le lot T comporte les mêmes composantes mais dans des fractions différentes. En particulier la composante de bruit de fond QCD est bien moins importante car la sélection du candidat électron est plus stricte.
 - Le lot QCD a une grande composante QCD, mais une faible fraction de signal et de W+jets s'y trouve également, dû à l'inefficacité de la coupure stricte sur l'électron. Comme la simulation du bruit de fond QCD est difficile, la quantité d'événements avec un faux candidat électron est estimée à partir des données.

La probabilité de vraisemblance entre cette estimation et l'observation permet de discerner le bruit de fond QCD et les événements avec un vrai électron (W+jets et signal).

- Dans un deuxième temps, un discriminant topologique est construit pour discerner le bruit de fond W+jets et le signal. Une probabilité de vraisemblance entre le modèle et les données pour la distribution de ce discriminant est calculée, plutôt que d'effectuer une coupure sur ce dernier pour améliorer le rapport signal sur bruit de fond.

La maximisation de la combinaison des deux probabilités de vraisemblance permet ainsi de mesurer le nombre d'événements des trois principales composantes considérées et en particulier le nombre de signal $N_t^{t\bar{t}}$. Ceci permet la mesure de la section efficace $t\bar{t}$ suivant la reformulation de l'équation 1.7 :

$$\sigma_{t\bar{t}} = \frac{N_t^{t\bar{t}}}{\mathcal{L} \cdot \epsilon_{signal} \cdot BR_{e+jets}} \quad (1.13)$$

où ϵ_{signal} représente le produit $\mathcal{A}\epsilon$ de l'équation 1.7.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Eppur, si muove !

Galileo Galilei, dit Galilée.

Dans ce chapitre, la chaîne d'accélération aboutissant aux faisceaux du *Tevatron* (figure 2.1) est décrite dans un premier temps. Dans un deuxième temps, une description du détecteur DØ est donnée, plus particulièrement celle du calorimètre, pièce principale dans la prise de données pour la mesure de la section efficace $t\bar{t}$.

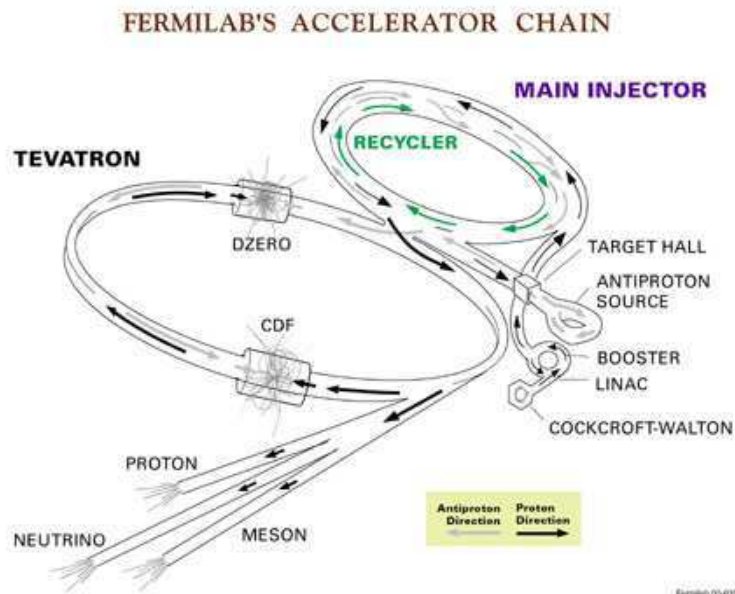


FIG. 2.1 – Schéma de la chaîne d'accélération au Fermilab.

Le premier anneau du Fermilab¹ est le *Main Ring*. Construit dans les années 70, il a été en fonctionnement durant la même période que le SPS² du CERN³. Le *Main Ring* est alors un synchrotron conventionnel à proton permettant des expériences sur cibles fixes. Il est modifié au début des années 80 pour adopter la technologie des aimants supraconducteurs afin d'obtenir une énergie de faisceau de l'ordre du TeV. Au même moment se construit la source d'anti-proton visant à réaliser un collisionneur proton/anti-proton avec une énergie de centre de masse de 2 TeV.

La construction du *Tevatron* dans le même tunnel que le *Main Ring* débute en Juin 1982, pour aboutir un an plus tard au premier faisceau de protons. Le détecteur CDF⁴ est alors construit et commence à prendre des données en 1987 lors de collisions protons/anti-protons avec une énergie dans le centre de masse de 1.8 TeV jusqu'en 1990. Les résultats combinés de l'expérience CDF et de celles menées aux CERN permettront les premières mesures des propriétés du boson W.

C'est en 1992 que la construction du détecteur DØ est achevée. Le temps de croisement des faisceaux du *Tevatron* est alors de $3.56 \mu\text{s}$ et la luminosité peut atteindre $2.3 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Lors de la phase de prises de données de 1992 à 1996 dénommée *Run I*, le quark top sera découvert [50] en 1995 conjointement par CDF et DØ. Le *Main Injector* est construit dans un plus petit tunnel afin de remplacer les fonctions du *Main Ring* pour la deuxième phase de prise de donnée, la phase *Run II* qui a débuté en 2001. Le *Tevatron* atteint une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV (contre 1.8 TeV au *Run I*). Les deux détecteurs sont alors améliorés pour s'adapter à l'augmentation de la luminosité et à la diminution du temps de croisement des faisceaux à 396 ns. Des luminosités supérieures à $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ sont possibles.

Le *Tevatron* se trouve être aujourd'hui l'instrument idéal pour rechercher des processus encore non observés du modèle standard, telle la production du boson de Higgs et la production électrofaible du quark top. Avant l'avènement prochain du LHC⁵, c'est aussi l'accélérateur disposant de la plus grande énergie dans le centre de masse pour la recherche des particules signes d'interaction encore inconnues.

2.1 L'accélérateur et le Tevatron

La source primaire des faisceaux est une bonbonne d'hydrogène liquide alimentant un canon à ions H^- au Césium.

Le premier étage d'accélération est un Cockcroft-Walton qui fonctionne par étapes successives d'accélération statique sur cinq étages de condensateurs. Il injecte en discontinu des ions hydrogène H^- de 750 KeV dans l'accélérateur linéaire, succession de cavités radio-fréquences classiques. Le faisceau est porté à une énergie de 400 MeV et regroupé par paquets de 6.3×10^{12} ions H^- à une fréquence d'environ 100 Mhz.

En bout de l'accélérateur linéaire, ces paquets d'ions sont injectés dans l'anneau du synchrotron qu'est le *Booster*, succession de cavités radio-fréquences et d'aimants courbant la trajectoire des particules. Les ions passent au travers d'une feuille de carbone permettant de capter les électrons des ions H^- pour produire des protons tout en offrant suffisamment peu de matière pour ne pas éteindre le faisceau de protons. Le faisceau de protons est porté à une énergie de 8 GeV avec une segmentation en paquets par 12 cycles successifs.

Le *Main Injector* est un synchrotron à aimants conventionnels dans lequel est injecté le faisceau. Il augmente l'énergie des protons jusqu'à 150 GeV et produit un sous-faisceau de protons de 120

¹Fermi National Accelerator Laboratory - FNAL, Batavia IL, USA

²Super Proton Synchrotron

³Conseille Européen de Recherche Nucléaire, Genève, Suisse

⁴Collider Detector at Fermilab

⁵Large Hadron Collider

2.1. L'ACCÉLÉRATEUR ET LE TEVATRON

GeV dirigé sur une cible de Nickel pour la production d'anti-protons. Les anti-protons produits sont collectés et focalisés par le *Debuncher* pour être réinjectés dans le *Main Injector* et être accélérés dans le sens opposé des protons jusqu'à 150 GeV.

Le faible taux de production d'anti-protons par ce processus est un des facteurs limitant pour l'intensité du faisceau. Celui-ci a une durée de vie limitée à quelques heures [16].

Le tunnel principal de 2 km de diamètre abrite un synchrotron à aimant supra-conducteur, le *Tevatron*. Les faisceaux de protons et d'anti-protons tournant en sens inverse l'un de l'autre sont accélérés jusqu'à 980 GeV. Les faisceaux sont déviés aux points de croisement pour assurer une collision "face à face" avec une énergie de 1.96 TeV dans le centre de masse. Les paquets de protons et d'anti-protons sont répartis sur 3 super-paquets de 12 sous-paquets comme le montre la figure 2.2. A l'intérieur de ces sous-paquets, les amas de protons entrent en présence d'un amas d'anti-protons

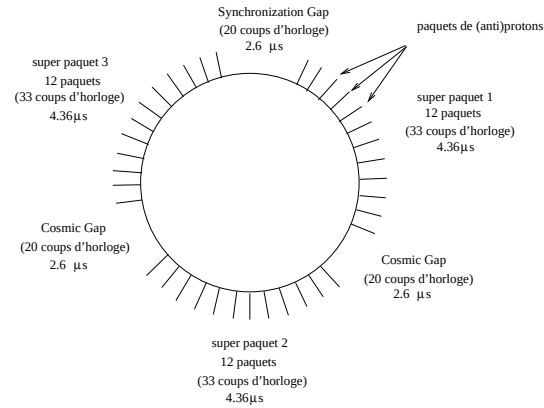


FIG. 2.2 – Répartition des paquets de protons et d'anti-protons du *Tevatron*.

toutes les 396 ns. Les principaux paramètres du *Tevatron* durant le *Run I* et le *Run II* sont résumés dans le tableau 2.1. La figure 2.3 montre l'évolution des performances du Tevatron depuis le debut du *Run II*.

Caractéristique	Run Ia (1992-1993)	Run Ib (1993-1996)	Run II (2001-20xx)
Energie des faisceaux [GeV]	900		980
Nombre de paquets	6x6		36x36
Protons par paquet (10^{10})	20	23	26
Emittance des protons [π mm mr]	12	13	19
Anti-protons par paquet (10^{10})	3.1	6.5	3.4
Emittance des anti-protons [π mm mr]	12	14	17
Espacement des paquets	3.56 μ s		396 ns
Longueur des paquets [m]	0.6		0.3
Luminosité typique ($10^{31}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$)	0.5	1.9	8.5
Luminosité record ($10^{31}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$)	0.9	2.3	11.7
Nombre d'interactions par croisement	0.85	2.98	2.3

TAB. 2.1 – Caractéristiques des faisceaux du Tevatron.

Depuis 2004, le *Recycler* sert au stockage des anti-protons avant que ceux-ci ne soient injecté

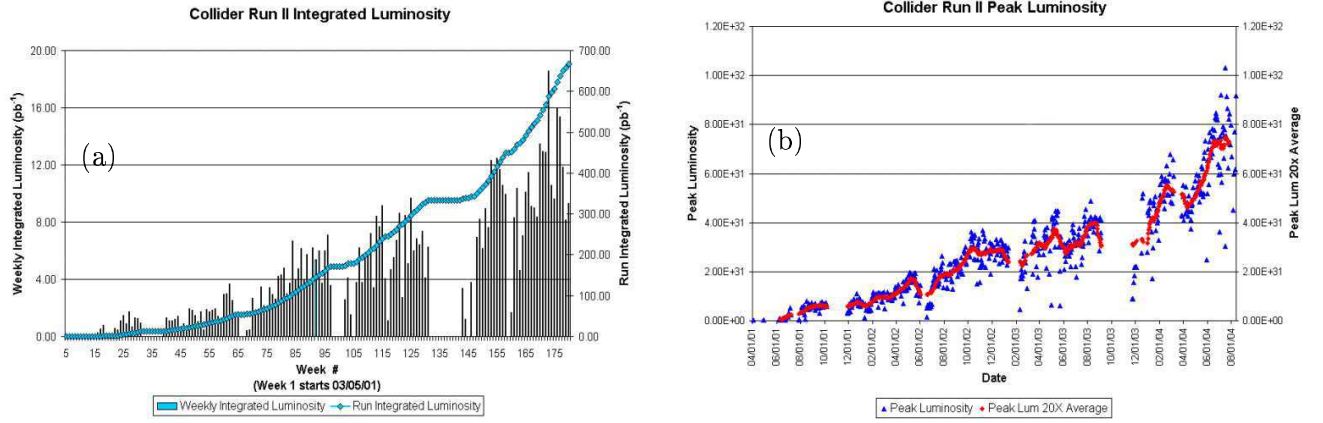


FIG. 2.3 – Luminosité intégrée (a) et instantanée (b) par semaine depuis le 5 Mars 2001

<http://www-bdnew.fnal.gov/operations/lum/lum.html>

dans le *Tevatron*. La fonctionnalité de récupération des anti-protons non collisionnés n'est cependant pas disponible.

La mise en fonctionnement d'un système de refroidissement par faisceau d'électrons, ou *electron cooling*, permettra une plus grande focalisation du faisceau d'anti-protons et ainsi d'augmenter la luminosité instantanée.

Le temps de vie des faisceaux dans la machine définit la durée d'un *store*. La prise de données est partitionnée en *runs* de quelques centaines de milliers d'événements, afin d'une part de pouvoir adapter le protocole de déclenchement à la variation de luminosité qui diminue de façon exponentielle au cours du *store* (voir figure 2.4) et d'autre part de disposer de suffisamment d'événements pour pouvoir détecter significativement de possibles effets indésirables dans les sous-détecteurs lors de la surveillance en ligne du détecteur.

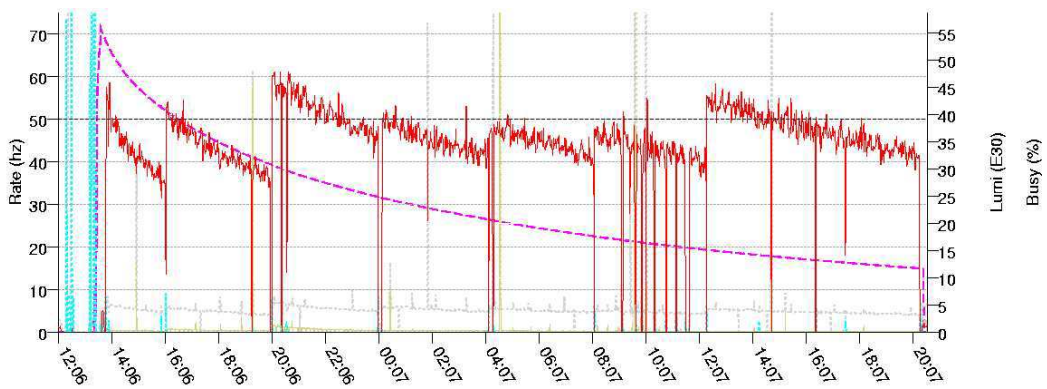


FIG. 2.4 – Luminosité instantanée lors du *store* numéro 3460 (mai 2004). La ligne pointillée montre la décroissance de la luminosité instantanée. La courbe en trait plein est le taux d'écriture sur bande. Chaque discontinuité correspond à un changement de configuration du système de déclenchement pour le démarrage d'un nouveau *run*.

2.2 Le détecteur DØ

Le détecteur DØ a été assemblé au début des années 1990 pour débiter la phase *Run I* du *Tevatron*. Lors de la préparation de la phase *Run II* qui correspondait à une évolution de l'accélérateur, les sous-détecteurs ont subi des modifications. Ainsi, la chambre à dérive dépourvue de champ magnétique a été remplacée par un détecteur de vertex, un trajectographe à fibres scintillantes et un solénoïde supra-conducteur délivrant un champ magnétique de 2 Tesla. Le système à muons a été étoffé alors qu'une majeure partie de l'électronique du calorimètre a été remplacée par un système plus rapide afin de palier à la diminution du temps de croisement entre les faisceaux d'un facteur 10 (de $3.56 \mu\text{s}$ à 396 ns).

Les faisceaux ne sont pas polarisés et sont symétriques en énergie; le détecteur DØ [17, 18] possède donc une symétrie de révolution axiale (hormis pour le système à muons) par rapport à l'axe des faisceaux et il est symétrique suivant le plan médian normal à l'axe du faisceau (voir figure 2.5), à la différence de détecteurs placés sur des faisceaux asymétriques.

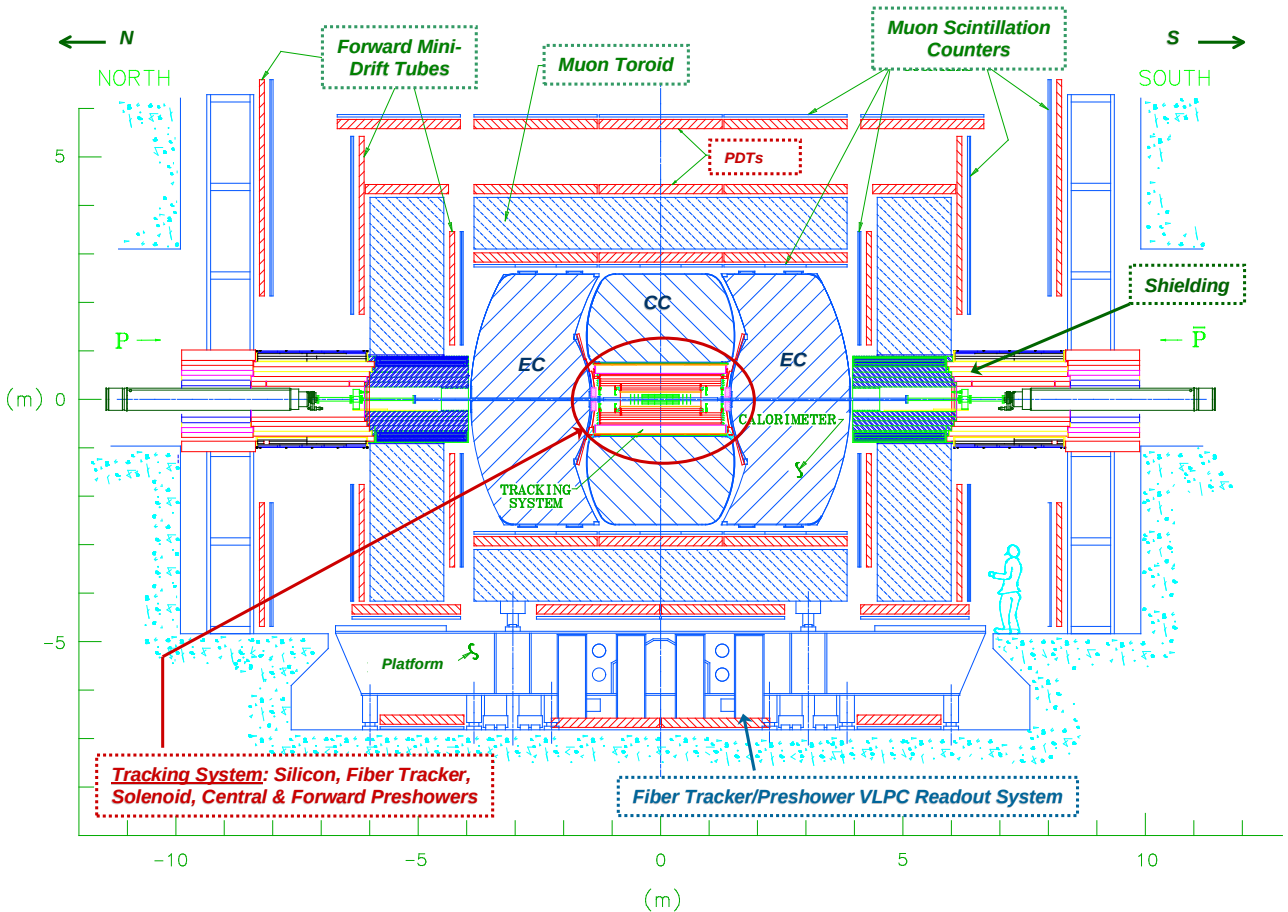


FIG. 2.5 – Schéma global du détecteur DØ

Le système de coordonnées cartésien est défini avec l'axe z suivant l'axe des faisceaux orienté dans le sens de la propagation des protons qui s'avère être vers le sud. L'axe y est orienté vers le haut, laissant l'axe x pointé vers l'est. Les systèmes (x, y, z) ou (φ, θ, z) étant suffisants pour la modélisation géométrique du détecteur, ils ne sont cependant pas adaptés pour les expériences en

physique hadronique où la rapidité Y est utilisée. Y est définie par :

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.1)$$

L'approximation hyper-relativiste ($p \gg m$) s'applique puisque l'énergie des particules mesurée est bien supérieure à leur masse. Sous cette hypothèse, la rapidité est équivalente à la pseudo-rapacité η définie par :

$$Y \sim \eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.2)$$

Les coordonnées pseudo-projectives (φ, η, z) sont utilisées pour repérer les signaux et les objets identifiés dans le détecteur.

Le point d'origine fixe utilisé pour les coordonnées détecteurs $(\varphi_{det}, \eta_{det}, z_{det})$ est le point théorique de croisement des faisceaux. Les différents détecteurs sont alignés suivant ce choix d'origine. Un alignement minutieux est à respecter, que ce soit pour l'alignement des détecteurs par rapport au faisceau mais aussi pour le positionnement relatif des différents sous-détecteurs.

Le point d'interaction $p\bar{p}$ reconstruit est l'origine des coordonnées physiques $(\varphi_{phys}, \eta_{phys}, z_{phys})$ qui s'écrivent simplement (φ, η, z) pour le repérage des objets reconstruits.

2.2.1 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement de l'expérience DØ comporte trois niveaux comme le montre la figure 2.6. Ce système électronique complexe dirige la prise de données en filtrant les événements par

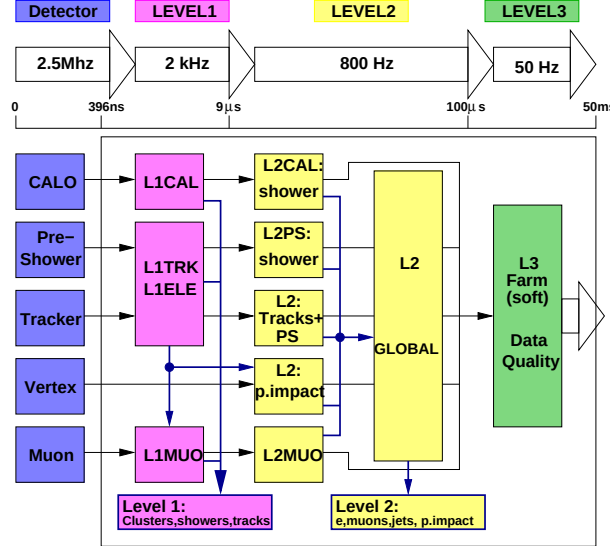


FIG. 2.6 – Schéma global du système de déclenchement.

leur pertinence physique à plusieurs niveaux de précision. Il est impossible et inutile d'enregistrer toutes les collisions (taux de 2.5 Mhz) qui ont lieu car la plupart d'entre elles sont des événements QCD à basse énergie ou issus du bruit de fond machine. Sur la base de la signature physique, des événements rares à l'étude sont sélectionnés. Un exemple d'utilisation du système de déclenchement sera précisé au paragraphe 4.2.4, pour la mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$.

Les tâches des trois niveaux de déclenchement sont les suivantes :

- Le déclenchement de niveau 1 élabore sa décision sur les informations non croisées des différents sous-détecteurs, excepté le trajectographe à micropistes de silicium. En effet, la reconstruction de vertex basée sur les informations de ce détecteur nécessite des algorithmes de reconstruction complexes, trop lents pour supporter le taux de décision de 2 kHz.
- Le déclenchement de niveau 2 dispose de près de $100\ \mu\text{s}$ pour combiner les informations des différents sous-détecteurs et du détecteur de vertex pour formuler une décision plus spécifique sur l'évènement. Le taux de décision est de 800 Hz.
- Le déclenchement de niveau 3 s'effectue sur les informations provenant de la ferme de reconstruction en ligne procurant des informations plus précises mais encore grossières sur l'évènement. Le taux limite de reconstruction des évènements est de 50 Hz, ce qui limite le taux de déclenchement niveau 3.

L'électronique du système de déclenchement possède des circuits programmables qui sont configurés avec différentes versions du protocole de déclenchement. Ces différentes versions sont établies de façon d'une part à permettre l'acquisition de données suivant des signatures physiques précises, d'autre part à pouvoir respecter le taux maximum d'acquisition de données. Ce taux serait dépassé du fait de l'augmentation de la luminosité instantanée délivrée par le *Tevatron* qui n'a cessé de s'améliorer.

Les deux méthodes de déclenchements suivantes sont utilisées pour étalonner le détecteur ou faire des études sur le bruit de fond machine.

- La méthode *ZeroBias* déclenche sur le croisement de faisceau en se basant uniquement sur l'information de l'horloge.
- La méthode *MinimumBias* déclenche sur le croisement de faisceau en se basant sur l'information de l'horloge et une coïncidence dans les luminomètres (voir paragraphe suivant).

Les évènements sélectionnés par ces méthodes ne vont pas contenir beaucoup d'évènements de physique et principalement des évènements sans interaction dure du tout.

2.2.2 Le luminomètre

La majorité des interactions inélastiques protons/anti-protons donne lieu à des jets de particules à grande pseudo-rapacité. Au plus proche du faisceau, (voir figure 2.7) à l'avant comme à l'arrière, des disques de 24 secteurs de scintillateurs sont disposés, permettant un comptage rapide de ces évènements pour des pseudo-rapidités entre 2.7 et 4.4.

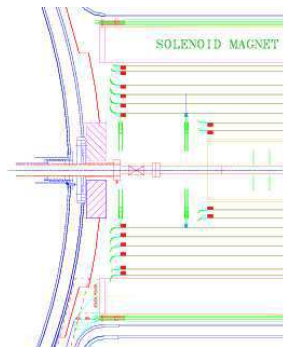


FIG. 2.7 – Blocs de scintillateurs du luminomètre (rectangle rayé oblique), accolés à la paroi du cryostat bouchon.

La résolution temporelle de ce détecteur est de l'ordre de 0.3 ns, permettant la mesure de la cohérence temporelle entre des impulsions à l'avant, à l'arrière et le temps d'horloge du faisceau.

Le produit de l'acceptance géométrique et de l'efficacité du détecteur est pris en compte [27] pour le calcul de la section efficace effective des processus de collisions proton/anti-proton détectées par les luminomètres :

$$\sigma_{pp}^{eff} = 46.0 \pm 2.6 \text{ mb} \quad (2.3)$$

Le comptage du nombre de coups dans les scintillateurs est séparé [28] suivant la structure en paquets du faisceau du Tevatron pour tenir compte des fluctuations de constitution de ces derniers. Le nombre moyen d'interactions μ au cours d'un nombre $N_{croisement}$ de croisements d'une certaine paire de paquets s'écrit :

$$\mu = -\ln \left(1 - \frac{N_{coup}}{N_{croisement}} \right) \quad (2.4)$$

où N_{coup} est le comptage positif dans les luminomètres au cours de ces croisements.

Le système de mesure de luminosité commande la segmentation de la prise de données en unité d'environ mille événements répertoriée par un numéro de bloc de luminosité (LBN⁶).

La luminosité instantanée $\mathcal{L}_{paquet}$ est obtenus pour un certain croisement de paquets (supposée constante au cours d'un bloc de luminosité) par la formule :

$$\mathcal{L}_{paquet} = -\frac{f}{\sigma_{pp}^{eff}} \ln \left(1 - \frac{N_{coup}}{N_{croisement}} \right) \quad (2.5)$$

où f est la fréquence du croisement des paquets. Ce comptage est aussi effectué conditionnellement aux déclenchements de niveau L1 [29] pour l'étalonnage de la luminosité enregistrée avec ces critères de déclenchement.

La luminosité instantanée, dont l'unité de temps est la durée du bloc de luminosité, est obtenue en faisant la somme de $\mathcal{L}_{paquet}$ sur les 159 croisements de paquets. Des corrections de temps mort du détecteur sont appliquées ainsi que des facteurs de corrections [30] pour compenser la perte de données lors de la transmission ou de la reconstruction en ligne des événements. Ils sont déterminés à partir de l'information de l'horloge du faisceau et du déclenchement des luminomètres.

Dans le cadre de l'analyse présentée dans ce manuscrit, où la mesure de la luminosité est primordiale d'après l'équation 1.7, cette segmentation fine en nombre d'événements permet de ne pas perdre une grande quantité de données dans l'éventualité d'un dysfonctionnement sporadique du système de mesure de luminosité. Le résultat de la mesure de la luminosité pour le lot de données utilisé est détaillé au paragraphe 4.2.4.

Par ailleurs, la mesure de la luminosité est possible en utilisant le taux de production de processus physiques pour lesquels la section efficace est connue avec une bonne précision comme la production des bosons Z^0 ou $W^\pm$.

2.2.3 Trajectographes

Au plus près du faisceau se trouvent deux détecteurs de traces, l'un à micropiste de silicium et l'autre à fibres scintillantes. Tous deux servent à la reconstruction des traces chargées et par conséquent à celle des vertex d'interactions. La trajectoire des particules chargées est courbée par un aimant supra-conducteur pour permettre une mesure de leur impulsion transverse. La figure 2.8 représente l'ensemble du système de trajectographie.

Le solénoïde

Installé à l'intérieur de la cavité centrale comme le montre la figure 2.8, le solénoïde supra-conducteur de DØ applique un champ longitudinal de 2 Tesla à l'intérieur de son volume. L'uni-

⁶Luminosity Block Number

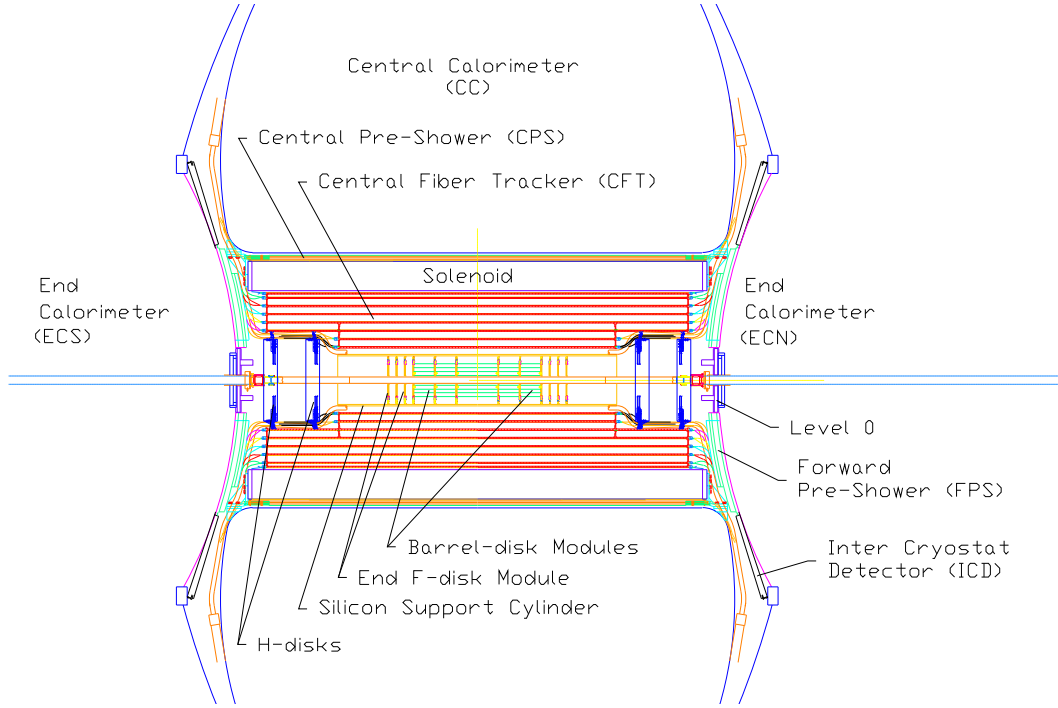


FIG. 2.8 – Schéma global de la partie centrale du détecteur abritant le SMT, le CFT, le FPS, le CFS et le solénoïde supra-conducteur

formité à 0.5% du champ est obtenu par l'application de courants plus intenses aux extrémités du solénoïde. La figure 2.9 représente les lignes de champ magnétique sur l'ensemble du détecteur. L'intensité du champ résiduel à l'extérieur du solénoïde est d'environ 300 Gauss à la surface externe du calorimètre.

La température du solénoïde est maintenue à 3.6 K par un circuit d'hélium liquide afin de conserver la propriété supraconductrice de l'alliage aluminium, cuivre, niobium, titane. Le solénoïde représente environ une longueur de radiation X_0 jusqu'à η inférieur à 1.6. Le champ magnétique longitudinal n'a que très peu d'influence sur les faisceaux, ce qui ne serait pas le cas si les faisceaux se croisaient avec un angle non nul. Il donne à la trajectoire des particules chargées un rayon de courbure dans le plans (r, φ) proportionnel à $\frac{p}{q}$ (rayon de Larmor) où p est l'impulsion et q la charge de la particule.

2.2.3.1 Le détecteur à micropiste de silicium SMT

Comme le montre la figure 2.8, le détecteur à micropistes de silicium (SMT⁷) se trouve au plus près du faisceau. Il se compose [19] (voir figure 2.10) de 12 tonneaux imbriqués de rayons compris entre 2.7 cm et 9.4 cm et de 16 disques dont les 4 disques aux extrémités (disques H) ont un diamètre de 50 cm contre 21 cm pour les disques centraux (disques F). L'acceptance des disques F est de $|\eta|$ inférieur à 1.5 et celle des disques H est de $|\eta|$ inférieur à 3. Les disques F sont constitués de panneaux disposés en éventail avec recouvrement pour assurer l'herméticité dans le plan (x, y) . Les disques H sont formés de paires de pistes faisant un angle stéréo de 15°. Les micropistes ne sont pas concentriques sur l'ensemble des disques.

Les tonneaux représentés en perspective et en coupe sur la figure 2.10, sont composés de couches

⁷SMT : Silicon Microstrip Tracker

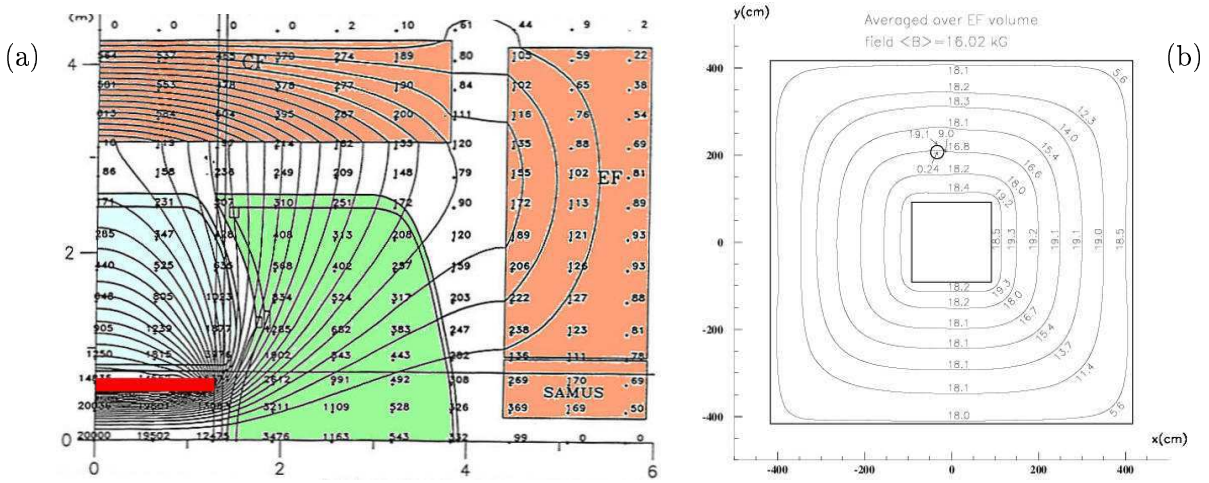


FIG. 2.9 – Lignes de champ et intensité en Gauss des champ magnétiques dans le détecteur DØ. Champ créé par le solénoïde, sur une vue en coupe d'un quart du détecteur (a). Le solénoïde est au centre, entouré des cryostats central et bouchon puis du système à muon. Champ créé dans les aimants toroïdaux bouchons représentés dans le plan (x, y) (b).

parallèles au faisceau et disposées en recouvrement de telle sorte que l'herméticité en φ soit totale. Les micropistes des couches ont trois directions possibles : normale à la direction du faisceau, suivant la direction du faisceau ou décalée de 2° par rapport à la direction du faisceau. Ces trois directions sont alternées pour obtenir une triangulation des traces.

La résolution spatiale sur les traces chargées du SMT est de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ dans le plan transverse (x, y) et de $40 \mu\text{m}$ suivant z . Cette fine résolution spatiale permet la reconstruction des positions des vertex d'interaction avec une résolution [20] de $35 \mu\text{m}$ dans le plan (x, y) et de $100 \mu\text{m}$ suivant z .

Le support du SMT est constitué de béryllium afin de diminuer la quantité de matière non instrumentée. L'ensemble des micropistes est exposé à de très fortes radiations du fait de sa proximité avec le point d'interaction. L'échauffement du système est tempéré par un mélange eau/glycol en surfusion à -5°C . Le SMT vieillit plus que tous les autres systèmes, c'est pourquoi il est prévu d'installer [21] une couche neuve de micropistes (*layer 0*) à l'intérieur de la couche la plus proche du faisceau et ainsi maintenir l'efficacité du détecteur.

2.2.3.2 Le détecteur à fibres scintillantes CFT

La détection des traces est complétée par un trajectographe à fibres scintillantes [22] composé de 8 tonneaux (voir figure 2.11), chacun composé de 2 rubans. Un ruban contient 2 nappes de fibres empilées en quinconce pour assurer l'herméticité en φ . Des deux rubans d'un tonneau, l'un est aligné suivant z et l'autre est décalé alternativement de $\pm 2^\circ$ pour permettre un positionnement bidimensionnel au croisement des fibres. Les fibres scintillantes sont maintenues dans cette géométrie par un support en fibre de verre.

Un fuseau de fibres optiques extrait le signal lumineux à l'extrémité des fibres scintillantes et le conduit à un système de photomultiplicateurs très spécifiques : les VLPC⁸, qui atteignent une sensibilité de détection d'un photon. Les VLPC sont des photodiodes à cascade ayant une efficacité quantique de plus de 75% et un gain de 17000 à 65000. Pour atteindre ces performances en diminuant

⁸Visible Light Photon Counter

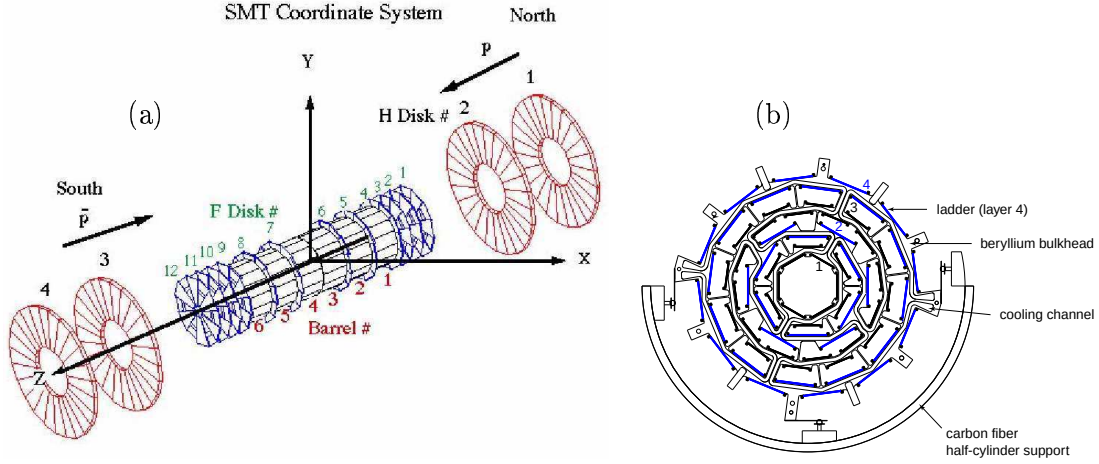


FIG. 2.10 – Schéma en perspective (a) et en coupe (b) dans le plan (x, y) du trajectographe à micropistes de silicium. Sur la section droite, la géométrie des différentes couches, la structure en béryllium et le support en fibres de carbone sont montrés

le bruit thermique, ils sont maintenus à 9 K par de l'hélium liquide.

La rapidité du CFT le rend utilisable au premier niveau de déclenchement. La résolution spatiale en reconstruction de trace du CFT est de $100 \mu\text{m}$ dans le plan transverse (x, y) .

2.2.4 Le détecteur de pieds de gerbes

Du *Run I* au *Run II*, l'introduction de matériaux dans la cavité centrale, notamment le solénoïde, a augmenté de une unité la longueur de radiation (voir section 2.2.6.1) sur le passage des particules pour $|\eta|$ inférieur à 1.6. Ces dernières vont donc avoir tendance à développer leur gerbe électromagnétique avant d'avoir atteint le calorimètre décrit en 2.2.6.

Ce dépôt précoce d'énergie est mesuré avec des détecteurs à scintillateurs [23] dont la géométrie en coupe faite de triangles en quinconce permet d'assurer l'herméticité en φ (voir figure 2.11). Le signal optique est extrait des scintillateurs par leur extrémité et conduit jusqu'au VLPC par des guides de fibres optiques.

Le détecteur de pieds de gerbe central (CPS⁹) est situé dans l'espace de 5 cm d'épaisseur entre le solénoïde et la paroi du cryostat central pour une mesure à $|\eta|$ inférieur à 1.4 (voir figure 2.8 et 2.11). Le CPS est constitué de 3 couches (voir figure 2.11), l'une orientée suivant z et les 2 autres décalées de $\pm 23^\circ$ par rapport à z pour permettre une reconstruction tridimensionnelle de la gerbe. Une couche de plomb d'une longueur de radiation est placée entre le solénoïde et le CPS pour favoriser le développement de la gerbe, portant ainsi à $2X_0$ la longueur de radiation totale devant le calorimètre central.

Le détecteur de pied de gerbe à l'avant (FPS¹⁰) est accolé à la paroi des cryostats bouchons (voir paragraphe 2.2.6) afin de couvrir les grandes pseudo-rapidités, pour $|\eta|$ compris entre 1.4 et 2.7 [24]. Bien qu'il n'y ait pas de matériaux additionnels à grande pseudo-rapidité, dans le souci de conserver une réponse homogène des calorimètres bouchons et central des absorbeurs constituant deux longueurs de radiation X_0 au total sont ajoutées. Le FPS est composé de deux disques, chacun formant un recouvrement stéréo d'un angle de 22.5° de deux couches de scintillateurs. Le premier

⁹CPS : Central PreShower

¹⁰FPS : Forward PreShower

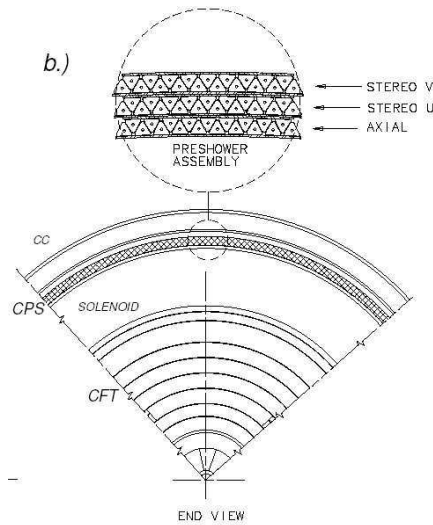


FIG. 2.11 – Schéma en coupe dans le plan (x, y) du CPS et du CFT avec un grossissement des trois couches du CPS(b)

disque d'un diamètre de 21 cm est doublé en amont d'une couche d'absorbeur en plomb de une longueur de radiation placée entre les deux disques. Le deuxième disque d'un diamètre de 74 cm est doublé d'une couche d'absorbeur en plomb de une longueur de radiation placée entre le disque et la paroi du cryostat bouchon.

Bien que ces détecteurs soient fonctionnels, les données qu'ils fournissent ne seront effectivement disponibles que pour les analyses physiques à l'été 2005. La résolution spatiale prévue est de l'ordre du millimètre.

2.2.5 Spectromètre a muons

La cavité centrale est limitée par les parois du cryostat du calorimètre duquel les muons parviennent à s'échapper. Englobant donc les cryostats (voir figures 2.5 et 2.12), le système de détection des muons est constitué d'aimants toroïdaux flanqués de chambres à dérive et de tuiles de scintillateurs. La présence du champ magnétique permet une mesure de l'impulsion des muons. Le système à muons est blindé par la coque de béton enfermant l'ensemble du détecteur $\text{D}\varnothing$ qui arrête les hadrons, les photons et les électrons provenant de l'extérieur. Les muons cosmiques peuvent cependant traverser ce blindage. Les tuiles de scintillateurs permettent un déclenchement rapide et le rejet des muons cosmiques par mesure de cohérence temporelle entre les impacts traversants. Les chambres à dérive mesurent la position des muons et leur impulsion grâce à la courbure due au champ magnétique.

Le toroïde

Des aimants conventionnels au fer produisent un champ magnétique de 1.8 T qui courbe la trajectoire des muons dans les plans (x, z) et (y, z) . La géométrie du toroïde, et plus généralement du système à muons, ne possède pas la symétrie de révolution autour de l'axe du faisceau (voir figure 2.12). Le toroïde est découpé en trois parties. Dans la partie centrale, le champ magnétique est selon l'axe y dans les parties latérales et selon l'axe x dans les parties inférieures et supérieures. Dans les parties bouchons, le champ magnétique présente [25] des lignes de champ circulaires concentriques

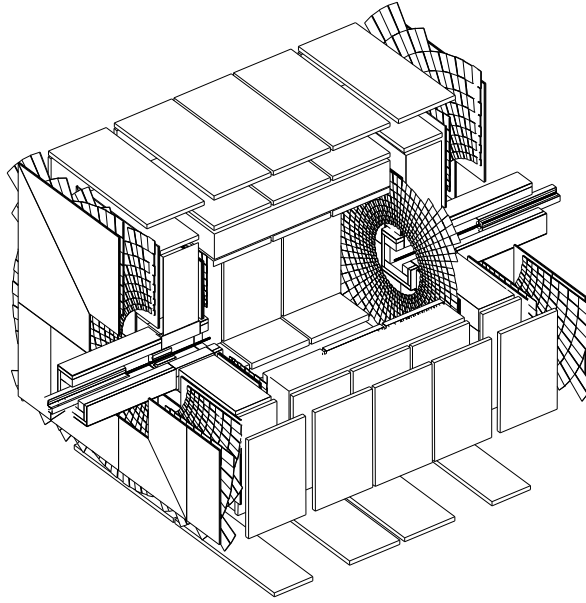


FIG. 2.12 – Schéma global des sous-systèmes du détecteur à muons

sur l'axe du faisceau et dans le plan (x, y) (voir figure 2.9).

2.2.5.1 Le système central

Le système central ou WAMUS¹¹ est composé de trois couches : la couche A qui est à l'intérieur du toroïde et les couches B et C à l'extérieur. Chaque couche comprend des tuiles de scintillateurs et des chambres proportionnelles.

La segmentation des scintillateurs de la couche A est de $\varphi \times z = 4.5^\circ \times 85 \text{ cm}$ obtenue avec des tuiles de tailles variables. Les couches de scintillateurs B et C ont un trou en-dessous du détecteur à cause de la structure porteuse. Sur les bords, leur géométrie est non-uniforme afin de s'adapter à la distribution angulaire des muons cosmiques pour le veto desquels ces couches sont utilisées. La figure 2.13 montre la répartition des scintillateurs. La résolution en temps est de l'ordre de 5 ns, inférieure au temps de croisement de 396 ns des faisceaux permettant une mesure de la cohérence temporelle des impacts.

Les chambres proportionnelles (PDT¹²) sont composées de sous-couches de 4 cellules pour la couche A et 3 cellules pour les couches B et C. Chaque cellule est de forme parallélépipédique de diagonale 10 cm et de longueur variable. Elles sont alignées suivant les lignes de champ pour avoir la meilleure résolution spatiale dans la direction de la courbure de la trajectoire des muons. Combinant les mesure de temps de dérive dans la chambre, du temps de dérive le long du fil et de collection de charge, la résolution spatiale est de l'ordre du 5 mm en z (perpendiculairement au fil) et de 10 à 50 cm longitudinalement ce qui correspond à une résolution en φ de 1.5° à 6° .

¹¹Wide Angle MUon System

¹²Proportional Drift Tube

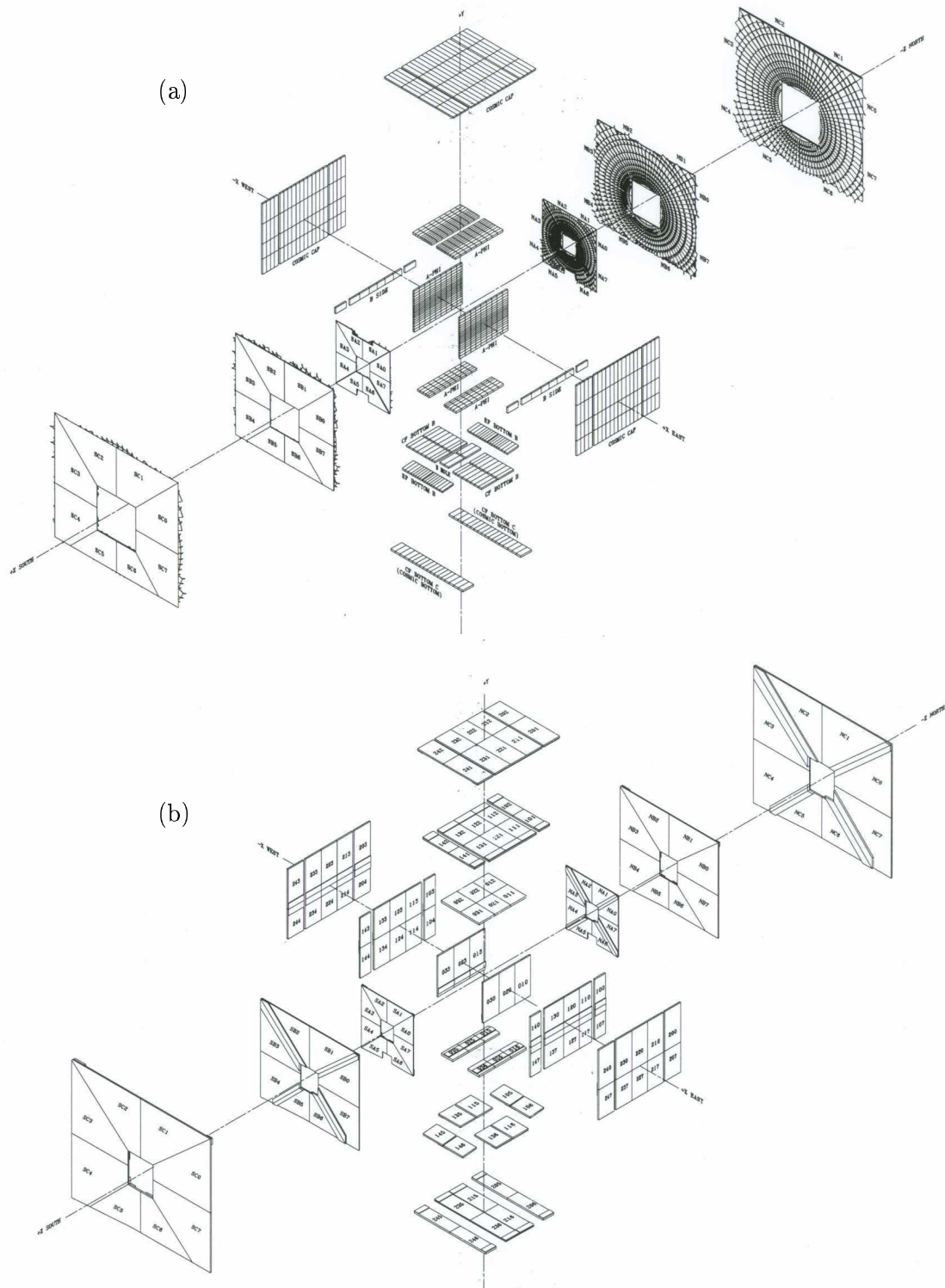


FIG. 2.13 – Schéma des scintillateurs (a) du système à muons. Vers l’avant et l’arrière les compteurs du FAMUS. Au centre les compteurs de la couche A du WAMUS et les scintillateurs à muons cosmiques des couches B et C. Schéma des chambres à dérive (b) du système à muons. Vers l’avant et l’arrière les MDT du FAMUS, au centre les PDT du WAMUS.

2.2.5.2 Les systèmes avant

Le système vers l'avant ou FAMUS¹³ est composé de 3 couches A, B et C disposées par rapport au toroïde de la même façon que les couches du WAMUS.

Chaque couche est constituée d'une paire de scintillateurs et de chambres à dérive (MDT¹⁴) de plus petite taille que les PDT avec une section de 1 cm² et de longueur inférieure à 60 cm. Les tubes sont orientés suivant les lignes de champ. L'ensemble des PDT et des MDT est représenté sur la figure 2.13. La résolution des MDT est de 1 mm perpendiculairement aux tubes et de 20 cm longitudinalement, ce qui correspond à une résolution angulaire de l'ordre de 6° en φ et de 0.01° en θ .

2.2.6 Le calorimètre

2.2.6.1 Principe de détection

Un calorimètre à échantillonnage [26] est constitué d'une succession de couches d'absorbeurs où les particules interagissent avec la matière pour développer une gerbe de particules et de couches de milieu actif où s'effectue une mesure de l'énergie de la gerbe. Dans le calorimètre de DØ, le milieu actif est de l'argon liquide. Les absorbeurs sont constitués d'uranium, de cuivre et d'inox.

Dans le milieu absorbant, les électrons relativistes interagissent avec les atomes donnant lieu à un rayonnement de freinage. Les photons y créent des paires e^+e^- , sous l'effet du champ atomique, paires qui interagissent à leur tour. Il se développe donc une gerbe d'électrons et de positrons (appelée gerbe électromagnétique) le long de la direction de propagation de la particule. D'autres processus tels que la diffusion de Bhabha et de Møller, d'ionisation et d'annihilation pour les électrons d'une part et de diffusion de Compton et de Rayleigh et effet photoélectrique pour les photons d'autre part, sont négligeables dans le régime relativiste (voir figure 2.14 dans le cas d'absorbeurs en plomb).

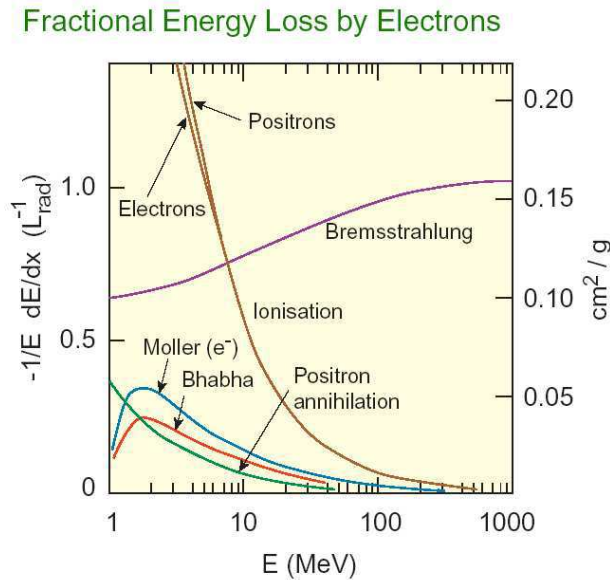


FIG. 2.14 – Diagramme de perte relative d'énergie dans le plomb par longueur de radiation pour un électron en fonction de son énergie incidente.

¹³ForwArd MUon System

¹⁴Mini Drift Tube

La longueur de radiation X_0 est le libre parcours moyen pour qu'un électron rayonne un photon de freinage et les $9/7$ du libre parcours moyen pour qu'un photon fasse une production de paires e^+e^- . X_0 s'avère être indépendant de l'énergie et a pour formule empirique [3] :

$$X_0 = d^{-1} \frac{716,4 \text{ g cm}^{-2} \text{A}}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \quad (2.6)$$

où A est la masse atomique, Z le nombre de charge et d la densité en $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ du milieu absorbant.

Typiquement, 20 longueurs de radiation X_0 sont nécessaires à la radiation de la totalité de l'énergie de la particule électromagnétique incidente. Au-delà, les effets négligés par l'hypothèse relativiste deviennent dominants et aboutissent à l'arrêt des particules.

La section efficace du rayonnement de freinage dépend de l'inverse du carré de la masse de la particule incidente. Ainsi pour les particules hadroniques et les muons, plus massifs que les électrons, ce phénomène est négligeable. Les muons ne sont pas freinés dans le calorimètre et ne laissent qu'une trace au minimum d'ionisation. Pour les hadrons, prédominent alors les réactions avec les noyaux du milieu absorbant avec une section efficace plus faible que celle du rayonnement de freinage pour les électrons. La longueur d'interaction λ_I qui caractérise le libre parcours moyen avant une interaction nucléaire est donc supérieure à X_0 . Empiriquement, λ_I est donnée de façon approchée par :

$$\lambda_I = d^{-1} 35 \text{ gcm}^{-2} \text{A}^{1/3} \quad (2.7)$$

Les interactions nucléaires font se désintégrer les hadrons qui de proche en proche se transforment en gerbe électromagnétique. Le nombre de longueurs d'interaction nécessaires pour arrêter un hadron de 100 GeV est de $9\lambda_I$. Les interactions avec les noyaux regroupent une grande multitude [26] de processus complexes qui ne sont pas détaillés ici. Une partie de l'énergie est perdue dans les interactions nucléaires n'est pas détectée. La réponse du calorimètre pour une particule hadronique est donc généralement inférieure à la réponse pour une particule électromagnétique.

Les gerbes électromagnétiques sont finalement arrêtées par ionisation lorsque l'énergie des particules qui la constituent devient inférieure à l'énergie critique E_c qui est définie comme l'énergie à laquelle la section efficace de Bremstrahlung (au rayonnement de freinage) égale à celle d'ionisation. Sur la figure 2.14, pour le plomb, E_c vaut environ 10 MeV. Une approximation du nombre total de particules de la gerbe électromagnétique à son arrêt est donnée par :

$$N_{gerbe} = \frac{E_0}{E_c} \quad (2.8)$$

où E_0 est l'énergie de la particule incidente initiale. N_{gerbe} est donc proportionnel à l'énergie de la particule initiale.

Le milieu actif est soumis à une forte différence de potentiel. Les électrons d'ionisation vont ainsi migrer vers l'anode pour fournir un signal électrique. Seules donc les ionisations ayant lieu dans le milieu actif servent à former un signal électrique. C'est pourquoi ce type d'appareil est dit à "échantillonnage" : seule une fraction de l'ionisation, à laquelle aboutissent toutes les particules de la gerbe, est mesurée. Pour le calorimètre de DØ, cette fraction d'échantillonnage est de 2% à 12% suivant les parties du calorimètre, valeurs mesurées en faisceau test lors de la construction.

Le signal électrique obtenu nécessite un traitement spécifique au détecteur dont la description est faite en section 2.2.6.3.

2.2.6.2 Constitution

Le calorimètre est séparé en trois parties, chacune dans son cryostat respectif (voir figure 2.15) renfermant l'argon liquide maintenu à 78 K. Le baril central (CC¹⁵) est en forme de tore entre les

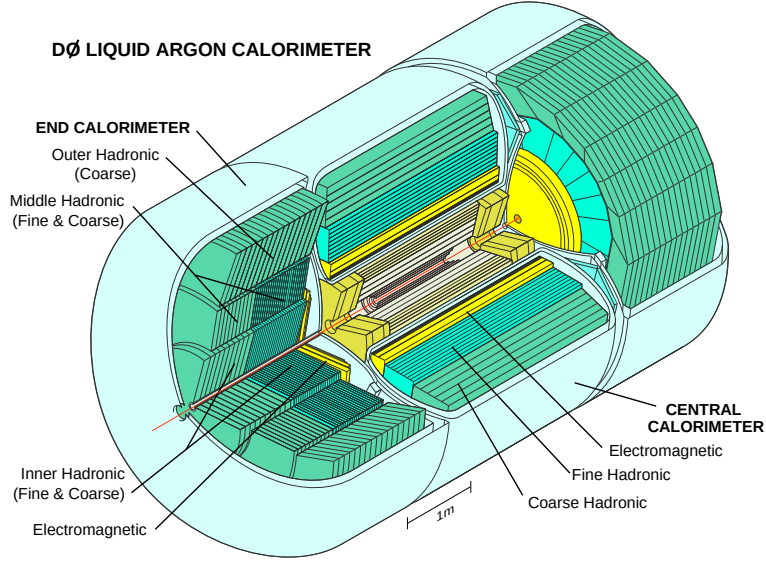


FIG. 2.15 – Vue globale en perspective des trois cryostats du calorimètre de DØ chacune comportant trois sections : électromagnétique, hadronique fine et hadronique grossière

rayons interne de 75 cm et externe de 2.22 m assurant une couverture jusqu'à $|\eta|$ inférieur à 1. Les deux bouchons (ECN¹⁶, ECS¹⁷) de forme cylindrique couvrent la région à $|\eta|$ compris entre 1 et 4.5.

Suivant la géométrie de la figure 2.16, les absorbeurs et les électrodes sont espacés par le milieu actif et forment les cellules élémentaires. Cet empilement est radial dans le CC et longitudinal dans les EC. Les empilements sont regroupés pour former des couches, chaque couche est alors segmentée en η , φ pour former l'unité de mesure élémentaire dans le calorimètre dénommée cellule (voir figure 2.18), à distinguer de la cellule élémentaire de la figure 2.16. La segmentation en η est de 0.1,

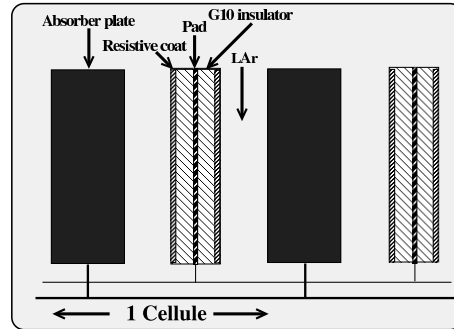


FIG. 2.16 – Schéma d'une cellule élémentaire du calorimètre de DØ.

regroupant les cellules en tours projectives par rapport au centre du calorimètre (voir figure 2.18). Chaque cellule est repérée par un triplet d'entiers : $(i_\eta, i_\varphi, couche)$.

- i_η va de -37 à +37 et n'a pas d'index nul, la correspondance avec η est : i_η égale 10η jusqu'à $|\eta|$ inférieur à 3.2 et non trivial au-delà.

¹⁵Central Calorimeter

¹⁶Endcap Calorimeter North

¹⁷Central Calorimeter South

- L'indice i_φ va de 1 à 64, la granularité en φ est de 0.1 en général. Cependant, pour i_η supérieur à 32, la segmentation en φ est de 32 et seuls les indices impairs sont utilisés pour ces régions. La granularité en φ est alors de 0.2 et environ 0.5 en η .
- L'indice de couche va de 1 à 17.

La disposition des cellules est résumée sur la figure 2.17.

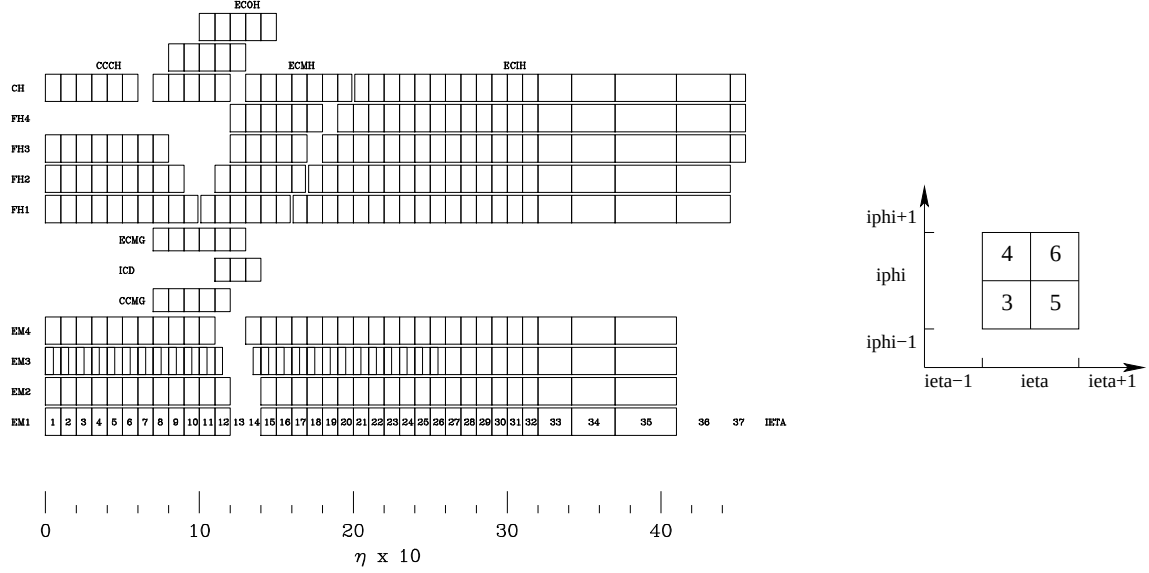


FIG. 2.17 – A gauche, le schéma de répartition des couches du calorimètre de DØ, des couches ECMG, CCMG et de la couche de scintillateurs ICD. La segmentation en φ est de 64 jusqu'à i_η égale à 32 et de 32 à partir de i_η égale à 33. A droite, le schéma de répartition des couches indexées 3, 4, 5 et 6 dans la troisième couche de cellules de la section électromagnétique.

Le calorimètre central est composé de trois sections : électromagnétique (CEM¹⁸), hadronique fine (CCFH¹⁹) et hadronique grossière (CCCH²⁰)

Les calorimètres bouchons sont composés de cinq sections : électromagnétique (ECEM), hadronique fine (ECFH), hadronique grossière interne (ECIH²¹), hadronique grossière du milieu (ECMH²²) et hadronique grossière externe (ECOH²³) pour laquelle les couches font un angle de 60° avec l'axe du faisceau plutôt que d'être en disque centrés sur l'axe du faisceau pour le reste du bouchon (voir figure 2.18).

- La section électromagnétique uranium/argon est composée de 4 couches EM1, EM2, EM3 et EM4 de granularité 0.1×0.1 en (η, φ) . La granularité est dédoublée au niveau de la couche EM3 jusqu'à i_η égale 32 parce que c'était, lors de la conception initiale du calorimètre, la profondeur du maximum des gerbes électromagnétiques. L'indice de couche compte sept couches, les couches 3, 4, 5 et 6 dénombrant les cellules de granularité $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.05 \times 0.05$ de la couche EM3 comme le montre la figure 2.17.

Les couches EM1, EM2, EM3 et EM4 représentent 2, 2, 7 et 10 longueurs de radiation au passage des électrons et des photons, ce qui permet de restreindre le développement de la

¹⁸ElectroMagnetic

¹⁹Fine Hadronic

²⁰Coarse Hadronic

²¹Inner Hadronic

²²Middle Hadronic

²³Outer Hadronic

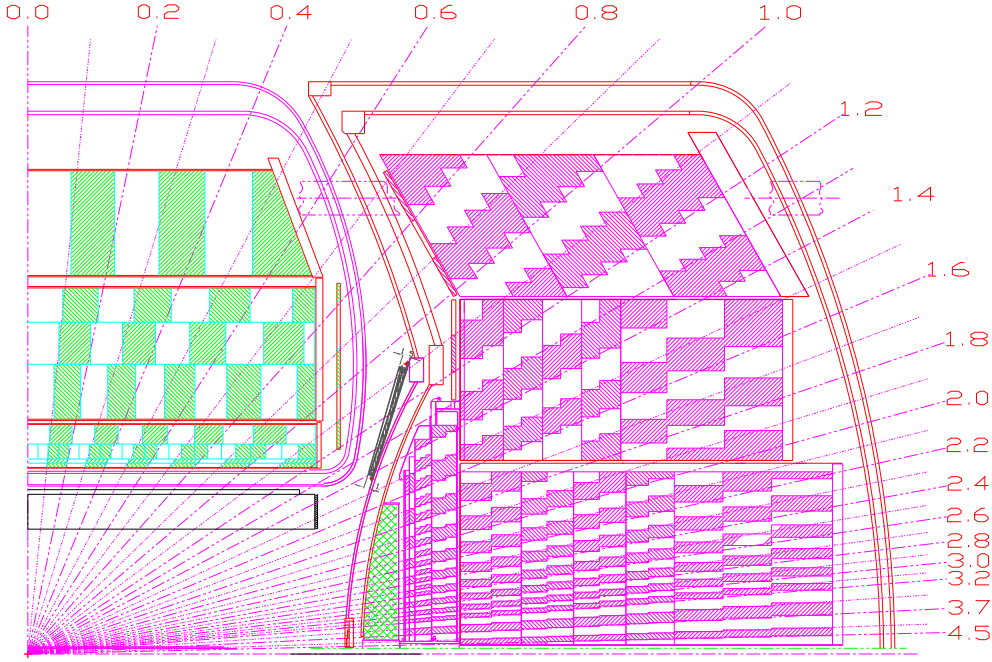


FIG. 2.18 – Schéma en coupe longitudinale d'un quart du calorimètre de DØ. Les droites concourantes jalonent l'échelle de pseudo-rapacité $\eta_{\text{détecteur}}$ donnée par rapport au centre du détecteur. Le calorimètre central est en forme de tore pour $|\eta_{\text{détecteur}}|$ inférieure à 1.1. Le calorimètre bouchon recouvre le point d'interaction jusqu'à $|\eta_{\text{détecteur}}|$ égale à 4.5. L'ICD se trouve entre les cryostat à $|\eta_{\text{détecteur}}|$ comprise entre 1.1 et 1.5. La taille relative des cellules du calorimètre est plus petite dans la partie électromagnétique proches du centre, grandissante dans les parties hadroniques fine et grossière.

gerbe électromagnétique principalement à cette section.

- La section Hadronique fine uranium-nobium/argon est composée de trois couches FH1, FH2 et FH3 dans la partie centrale et de quatre couches (FH4 pour la quatrième) dans les bouchons. La granularité y est de 0.1×0.1 en (η, φ) . Cette section permet la mesure de la majeure partie de l'énergie des hadrons. La longueur d'interaction que représente chaque couche est donnée dans la table 2.2
- Le reste de l'énergie des hadrons est collecté par la section hadronique grossière inox-cuivre/argon de granularité 0.1×0.1 en (η, φ) . Cette section est composée d'une couche (CH1) dans la partie centrale et de 3 couches (CH1, CH2 et CH3) dans les bouchons.

Les caractéristiques d'absorption des couches sont résumées table 2.2.

Le calorimètre central a été monté en 32 modules en φ . L'espace entre les modules d'assemblage du détecteur diminue l'herméticité du calorimètre. L'étude de la réponse du calorimètre en fonction de φ permet de définir le volume fiduciel comme le volume de matériaux instrumentés éloignés de 1.15° en φ de la séparation des modules.

L'espace séparant les cryostats est utilisé pour le passages des câbles et des fibres optiques des détecteurs centraux. Cette région étendue, remplie de matériaux est instrumentée par une couche de scintillateurs que l'on distingue sur la figure 2.18 entre les cryostats (ICD²⁴). Deux couches d'électrodes dépourvues d'absorbeurs sont disposées, l'une à l'intérieur du cryostat central

²⁴Inter Cryostat Detector

Indice	Couche	Central CC	Bouchon EC		
Electromagnétique		CCEM	ECEM		
1	EM1	$2X_0$	$0.3X_0$		
2	EM2	$2X_0$	$2.6X_0$		
3, 4, 5, 6	EM3	$6.8X_0$	$7.9X_0$		
7	EM4	$9.8X_0$	$9.3X_0$		
-	EM total	$0.76\lambda_I$	$0.95\lambda_I$		
Hadronique fine		CCFH	ECIH	ECMH	
11	FH1	$1.3\lambda_I$	$1.2\lambda_I$	$1\lambda_I$	
12	FH2	$1.0\lambda_I$	$1.2\lambda_I$	$1\lambda_I$	
13	FH3	$0.9\lambda_I$	$1.2\lambda_I$	$1\lambda_I$	
14	FH4	-	$1.2\lambda_I$	$1\lambda_I$	
Hadronique grossière		CCCH	ECIH	ECMH	ECOH
15	CH1	$3.2\lambda_I$	$3.6\lambda_I$	$4.1\lambda_I$	$7\lambda_I$
16	CH2	-	-	-	$7\lambda_I$
17	CH3	-	-	-	$7\lambda_I$

TAB. 2.2 – Caractéristique des différentes sections du calorimètre en longueur de radiation X_0 et en longueur d'interaction λ_I .

(CCMG²⁵) et l'autre dans le cryostat bouchon (ECMG²⁶). Ces détecteurs permettent d'affiner l'échantillonnage du calorimètre et d'assurer l'herméticité dans la fenêtre en $|\eta|$ comprise entre 0.8 et 1.4. Les indices de couches 8, 9 et 10 sont respectivement réservés aux couches CCMG, ICD et ECMG.

2.2.6.3 Electronique de lecture

La chaîne de lecture d'une cellule du calorimètre est schématisée sur la figure 2.19. Le dépôt de charges dans les cellules est amplifié par les préamplificateurs, mis en forme pour être stocké dans des mémoires analogiques. Intervient alors une soustraction de la ligne de base suivie de la digitalisation du signal qui est finalement envoyé sur la ferme de reconstruction en ligne des événements avec l'information des autres sous-détecteurs.

Les différentes étapes du traitement électronique des signaux sont décrites dans ce paragraphe.

Les pré-amplificateurs

La quantité de charge collectée sur les électrodes est additionnée sur plusieurs cellules élémentaires pour former le signal correspondant du dépôt d'énergie dans une cellule du calorimètre. Une cellule se schématise par une capacité, laquelle varie suivant les dimensions de la cellule. Ces signaux subissent une intégration par des pré-amplificateurs avec des temps caractéristiques adaptés à chaque capacité de cellule afin de rendre le signal uniforme malgré les différentes géométries entre les cellules. Il y a un pré-amplificateur par cellule du calorimètre. L'ensemble des pré-amplificateurs est réparti sur 1152 cartes dans 12 armoires placées entre la paroi du cryostat central et le système à muons afin de réduire au maximum les pertes dues à la distance parcourue par le signal. La maintenance sur ce système de pré-amplification nécessitant l'arrêt de l'accélérateur et l'ouverture

²⁵Central Cryostat Massless Gap

²⁶Endcap Cryostat Massless Gap

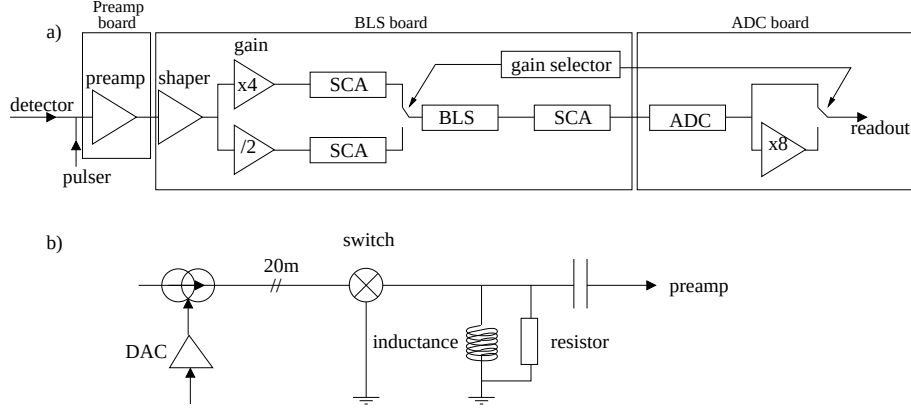


FIG. 2.19 – Schéma de la chaîne d'électronique de lecture du calorimètre (a) et du système de pulseurs (b).

du système à muons, l'ensemble des alimentations électriques est donc dédoublé afin de permuter les circuits en cas de panne.

Carte de soustraction de ligne de base

Le signal en sortie de pré-amplificateur a un temps de montée de 430 ns et un temps de décroissance de 15 μ s. Le signal est propagé vers les cartes de suppression de ligne de base (BLS²⁷) situées en-dessous du détecteur, par des câbles dont la longueur est ajustée afin de synchroniser la réception des données des différentes régions du calorimètre.

Il n'y a jamais plus de 12 couches (schéma 2.17) dans une tour calorimétrique (regroupement des cellules par couples d'index (i_η, i_ϕ)). Quatre tours adjacentes en i_η, i_ϕ forment une tour de déclenchement. Le signal issu de ces quatre tours est collecté par une carte BLS qui possède donc 4 fois 12 canaux dont certains ne sont pas câblés au détecteur. Les tours d'une carte BLS sont indexées de 0 à 3 par les relations :

$$\begin{aligned}
 \text{Tour0} \quad (i_\eta, i_\phi) &= (2n + 1, 2n + 1) \\
 \text{Tour1} \quad (i_\eta, i_\phi) &= (2n + 1, 2n + 2) \\
 \text{Tour2} \quad (i_\eta, i_\phi) &= (2n + 2, 2n + 1) \\
 \text{Tour3} \quad (i_\eta, i_\phi) &= (2n + 2, 2n + 2)
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

où n est un entier quelconque. Les tours 0 et 1 correspondent donc aux valeurs impaires de i_η et les tours 0 et 2 aux valeurs impaires de i_ϕ .

A son arrivée sur la carte BLS, le signal subit deux mises en forme parallèles.

- La mise en forme pour transmission au système de déclenchement du niveau 1 et 2 :

Le signal subit une différenciation temporelle par un dérivateur avec une constante de temps de 150 ns. Les signaux des quatre tours sont additionnés, d'une part en ne comptant que la partie électromagnétique, et d'autre part dans leur totalité pour être envoyés aux systèmes de déclenchement niveau 1 et 2 par un système électronique indépendant. Les 4 tours ainsi regroupées forment ce que l'on appelle une tour de déclenchement qui a donc une granularité de $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0.2 \times 0.2$.

²⁷Base Line Subtraction

Le signal envoyé au système de déclenchement est indépendant du signal de la chaîne de lecture de précision. Ceci a une importance capitale puisqu'ainsi deux versions de l'information du calorimètre sont disponibles : celle de la lecture de précision et celle du système de déclenchement.

- La mise en forme pour lecture de précision :

Parallèlement à cette mise en forme rapide, le signal subit une différentiation par un circuit dérivateur avec une constante de temps de 250 ns qui fournit un signal analogique dont le maximum se situe à environ 320 ns.

La figure 2.20 donne les différents signaux présent sur une carte BLS.

Le signal pour la lecture de précision est alors séparé en deux lignes de signal : gain 1 et gain 8 (voir figure 2.19) afin de couvrir de façon optimale la gamme dynamique des convertisseurs analogique/digital (ADC²⁸). Le signal gain 1 subit une division par 2 tandis que le signal gain 8 est multiplié par 4, portant à 8 le gain relatif des deux voies de lecture.

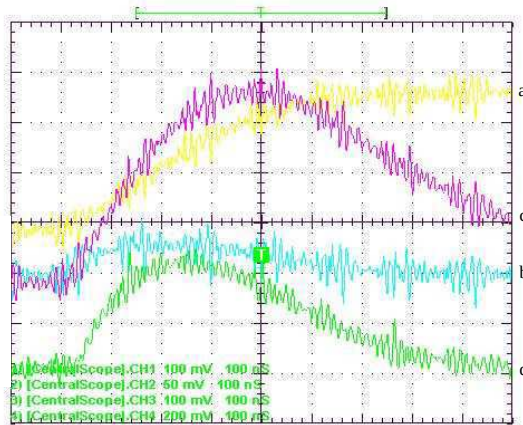


FIG. 2.20 – Différents signaux d'un canal du calorimètre électromagnétique. Signal d'entrée sur la BLS, après pré-amplification (a), après mise en forme pour la lecture de précision (d), après mise en forme rapide (b) et après somme de tout les canaux électromagnétiques de la carte BLS (c) pour un signal physique dans le détecteur.

Les signaux gain 1 et gain 8 sont échantillonnés tout les 132 ns et les hauteurs de signal sont stockées dans des mémoires analogiques SCA²⁹ en attendant le retour de la décision de déclenchement niveau 1. Il y a quatre mémoires au total : deux par gain qui sont utilisées en alternance en lecture et en écriture ; modes qui ne peuvent pas s'effectuer au même instant.

Un comparateur effectue alors le choix du gain à utiliser. La valeur échantillonnée au pic est ensuite soustraite de la valeur de l'échantillonnage ayant eu lieu 396 ns plus tôt dans la même voie de gain, ce qui permet de supprimer substantiellement l'accumulation de signal d'une collision sur l'autre. L'information du gain choisi est envoyée au système d'ADC pour garder trace de la multiplication analogique qu'a subi le signal.

Le signal ainsi soustrait de la ligne de base est stocké dans un des deux SCA de niveau 2 (alternativement en lecture et en écriture) dans l'attente de la décision de système de déclenchement niveau 2.

²⁸Analogic to Digital Converter

²⁹Switched Capacitor Array

Convertisseur analogique/digital

La décision du système de déclenchement de niveau 2 produit la lecture de 8 cartes BLS connectées à une carte ADC qui effectue une digitalisation sur 12 bits. Les cartes ADC sont toutes regroupées dans une salle à l'extérieur du hall de collision. Un bit correspond environ à 7 MeV dans le gain 8 et à 54 MeV dans le gain 1 pour les canaux électromagnétiques. Une information codée sur 15 bits est formée et transmise en ajoutant 3 bits nuls : les 3 bits de poids faible pour les signaux de gain 8 et les 3 bits de poids fort pour le gain 1.

Juste avant la digitalisation, une tension constante (piédestal) est additionnée au signal analogique afin d'assurer la digitalisation des signaux d'amplitude négative que la soustraction de ligne de base peut créer. Les cartes ADC possèdent des mémoires renseignées par :

- La valeur à vide de ce piédestal μ_{ped} . Elle est utilisée pour effectuer la soustraction du piédestal.

$$ADC - \mu_{ped} \rightarrow ADC \quad (2.10)$$

- La largeur de μ_{ped} (σ_{ped}) qui quantifie le bruit dans les différents canaux. Ces valeurs sont utilisées pour effectuer une suppression du bruit électronique en-deçà de 1.5 fois la largeur du piédestal : ce procédé est appelé suppression de zéro en-ligne. Un traitement similaire appelé suppression de zéro hors-ligne sera détaillé dans le paragraphe 3.2. Le signal qui passe la suppression de bruit vérifie donc :

$$|ADC| > 1.5\sigma_{ped} \quad (2.11)$$

La table 2.3 donne les valeurs moyennes en MeV de σ_{ped} dans différentes régions du calorimètre. L'information des cellules rejetées par ce procédé n'est pas transmise à la suite de la chaîne lecture.

Indice	Couche	Central CC	Bouchon EC		
Electromagnétique		CCEM	ECEM		
1	EM1	48	50		
2	EM2	20	25		
3, 4, 5, 6	EM3	31	40		
7	EM4	49	53		
Hadronique fine		CCFH	ECIH	ECMH	
11	FH1	80	71	79	
12	FH2	75	69	72	
13	FH3	80	67	80	
14	FH4	-	68	93	
Hadronique grossière		CCCH	ECIH	ECMH	ECOH
15	CH1	260	195	264	382
16	CH2	-	-	-	330
17	CH3	-	-	-	360

TAB. 2.3 – Valeurs moyennes du bruit (σ_{ped}) en MeV dans les différentes sections du calorimètre.

Chacune des trois sections CC, ECN et ECS est découpée en 4 quartiers représentés sur la figure 2.21. L'ensemble des 55296 canaux forme 4608 tours de calorimètres réparties sur 1152 cartes BLS lues par 144 cartes ADC. Les canaux électroniques sont indexés après digitisation par la formule :

$$\text{numéro de canal} = \text{profondeur} + 12 \times \text{tour} + 48 \times \text{BLS} + 384 \times \text{ADC} + 4608 \times \text{quartier} \quad (2.12)$$

Comme on peut le voir sur la figure 2.18, certaines tours pseudo-projectives regroupent des cellules à la fois dans le CC et dans un EC. Il y a donc une différence entre quartiers et armoires de pré-amplificateurs. Cette différence provient de la répartition des cellules pour former des tours pseudo-projectives nécessaire au système de déclenchement.

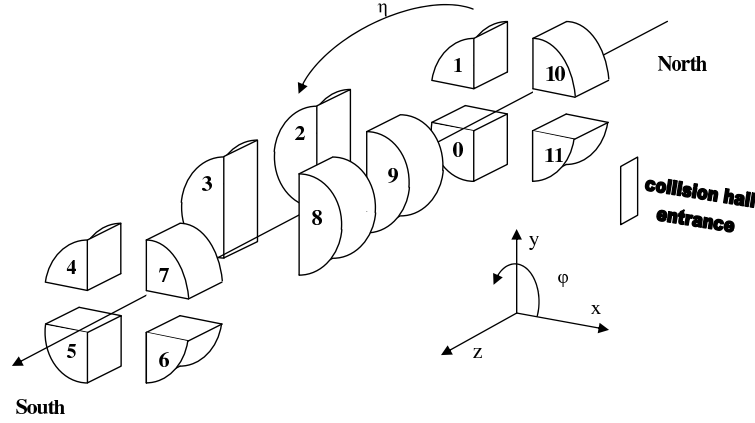


FIG. 2.21 – Répartition des quartiers du calorimètre de 0 à 11 avec la représentation des axes.

2.2.6.4 Fin du traitement du signal

Le signal des cellules non rejetées est transmis au collecteur de signal qui rassemble les signaux provenant de tous les sous-détecteurs. Ensuite la ferme de reconstruction en ligne effectue une reconstruction rapide des événements qui servira à établir la décision du système de déclenchement de niveau 3. Les fichiers de données sont enregistrés sur bandes magnétiques à un taux de 50 Hz. Un format dit “brut” (*raw*) est choisi pour permettre le plus de flexibilité algorithmique lors de la reconstruction fine des événements. Cette reconstruction est détaillée au chapitre 3.

Chapitre 3

Traitement du signal et reconstruction des évènements

Himmelen var hög och rent blå. Stugdörren stod påglänt, såatt det hördes in i rummet hur lärkorna drillade. Hönsen och gässen gingo pågården,...¹

Selma Ottilia Lovisa Lagerlöf

ur *Nils Holgerssons underbara resa genom Sverige*.

Les données brutes des différents sous-détecteurs nécessitent des traitements spécifiques avant la reconstruction des évènements et l'identification des objets physiques. Ce chapitre expose en particulier l'étalonnage de l'électronique du calorimètre, le traitement de suppression de bruit avec l'implémentation de l'algorithme T42 et des corrections apportées aux données du calorimètre.

La reconstruction des évènements est présentée et les effets de l'algorithme T42 sur la reconstruction calorimétrique sont précisés.

¹The skies were high and a clear blue. The cottage door stood ajar, and the lark's trill could be heard in the room. The hens and geese pattered about in the yard,...

3.1 Étalonnage de l'électronique du calorimètre, corrections de non-linéarité

L'étalonnage sur faisceau test du calorimètre a eu lieu au *Run I* [31]. Les caractéristiques dépendant purement de la géométrie du détecteur telles que les fractions d'échantillonnage n'ont pas changé. Il faut noter cependant que leur valeur effective a été recalculée pour s'adapter à l'ajout de matériaux en amont du cryostat.

L'étalonnage de l'électronique de lecture, qui a été complètement changée pour le *Run II* se fait *in situ* et suit l'évolution du détecteur. Les mémoires analogiques (SCA, voir paragraphe 2.2.6.3) ont une fenêtre de fonctionnement linéaire finie par deux régimes saturés. La réponse de l'électronique de lecture du calorimètre est donc linéaire sur une large gamme mais les zones basses et hautes dans chaque voie de gain n'ont pas un fonctionnement linéaire. A l'aide du système de calibration en-ligne, décrit dans ce paragraphe, les effets de la non-linéarité des mémoires analogique et de la variation des gains de l'électronique de lecture sont corrigés canal par canal. La paramétrisation de cet étalonnage est précisée, ainsi que la manière avec laquelle les paramètres sont obtenus. Les corrections appliquées sur les paramètres seront ensuite expliquées. Le terme calibration sera utilisé par abus de langage pour désigner le terme étalonnage.

3.1.1 Le système des générateurs d'impulsions

Le système de calibration en-ligne du calorimètre est composé de 12 générateurs d'impulsion (*pulseurs*) reliés respectivement à un quartier du calorimètre (voir figure 3.1), correspondant à une boîte de pré-amplificateurs (voir description du calorimètre au paragraphe 2.2.6). Ce système injecte un signal à la base des pré-amplificateurs (voir figure 2.19). C'est une calibration dite "chaude", à la différence d'une calibration "froide", où le signal serait injecté au niveau de la cellule pour tenir compte de la totalité du chemin parcouru par le signal provenant du détecteur. L'électronique du système des *pulseurs* permet de faire varier la hauteur du signal de calibration, sa position temporelle par rapport à l'horloge du détecteur et choisir les canaux qui sont stimulés.

Une boîte de pré-amplificateurs est reliée à un seul *pulseur* qui est situé sous le détecteur. Un *pulseur* a 96 voies délivrant un courant continu dont la hauteur est contrôlée par un convertisseur digital à analogique (DAC²). Les 96 voies sont réparties sur 12 nappes, chacune alimentant huit cartes de pré-amplificateurs (voir schéma de la figure 3.1) par le biais d'un répartiteur actif situé à l'intérieur des boîtes de pré-amplificateurs.

Un *pulseur* possède 6 commandes de création de signal (voir figure 3.1). La commande de création de signal engendre l'ouverture d'une bascule (*switch*) et un circuit RLC (voir figure 2.19) forme le signal de calibration sous l'effet de l'échelon de courant délivré par les générateurs. Le signal de calibration est triangulaire avec un temps de montée de 60 ns et une décroissance exponentielle avec une constante de temps de 400 ns. La hauteur du signal est commandée par la valeur de DAC adressée au générateur de courant.

Six canaux, à raison de trois canaux dans deux tours consécutives, sont alimentés simultanément sur une carte de pré-amplificateurs par un même générateur. Le nombre minimal de canaux qui peuvent être stimulés simultanément est donc de 48 sur les 8 cartes de pré-amplificateurs sous la même commande d'ouverture.

Le retard du signal sur l'horloge du détecteur peut être réglé pour chacune des 6 commandes d'ouverture et permet entre autre d'effectuer des mesures de corrections [14] relatives à la synchronisation du temps d'échantillonnage et du temps au pic de signal puisqu'il permet de balayer en temps la réponse de la chaîne d'électronique avant échantillonnage.

²Digital to Analogic Convertor

3.1. ÉTALONAGE DE L'ÉLECTRONIQUE DU CALORIMÈTRE, CORRECTIONS DE NON-LINÉARITÉ

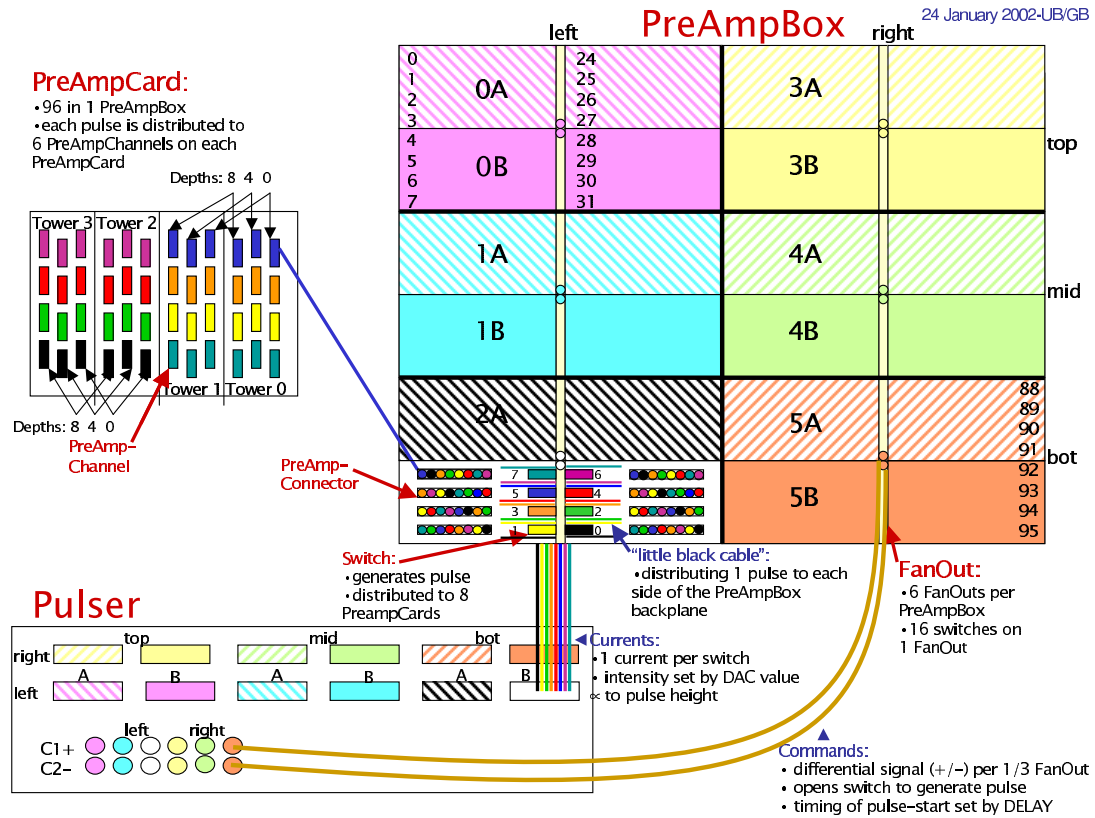


FIG. 3.1 – Schéma de répartition des signaux issus des *pulseurs* sur les canaux d'un quartier du calorimètre. Les six doublets de connecteurs ronds représentent les 6 lignes de commandes, les 12 connecteurs rectangulaires représentent chacun 8 courants différents.

Une partie du signal injecté à la base des pré-amplificateurs se propage le long des câbles de lecture jusqu'aux cellules élémentaires. Ces dernières fermant le câble de lecture par une impédance capacitive, le signal est réfléchi avec un délai qui dépend de la valeur de la capacité équivalente de la cellule. Le temps de propagation le long des câbles influe aussi sur la superposition du signal direct et du signal réfléchi. Dans la partie électromagnétique du calorimètre où les cellules sont généralement plus petites que dans les parties hadroniques, les deux signaux se superposent pour donner un pic unique. C'est différent dans la partie hadronique où la superposition donne lieu à deux pics plus ou moins distincts. La distorsion du signal due à cette réflexion peut être simulée mais n'est pas prise en compte pour le moment.

La réponse de la chaîne d'électronique au signal des pulseurs est similaire à la réponse à un véritable signal caractéristique d'un dépôt d'énergie dans le calorimètre (voir figures 3.2 et 2.20).

L'interface électronique (PIB³) des *pulseurs* est synchronisée avec le système de contrôle du temps et le système d'acquisition de données. Elle permet le réglage des différents paramètres du système.

³Pulser Interface Board

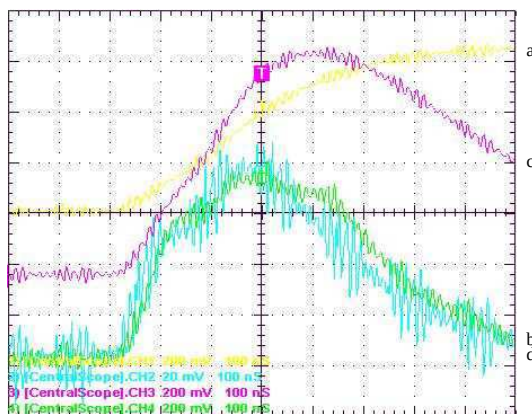


FIG. 3.2 – Différents signaux physique d'un canal du calorimètre électromagnétique. Signal d'entrée sur la BLS, après pré-amplification (a), après mise en forme pour la lecture de précision (d), après mise en forme rapide (b) et après somme de tout les canaux électromagnétiques de la carte BLS (c) pour un signal généré par le système de *pulseur*

3.1.2 Prise de données d'étalonnage

Les données de calibration sont prises entre deux *stores*, lorsqu'il n'y a plus de faisceau dans l'accélérateur afin d'assurer l'absence de signaux parasites dans le calorimètre.

Les prises de données consistent à utiliser le système de pulseurs avec un retard fixé pour que l'échantillonnage se fasse proche du maximum du pic afin de décorréliser les corrections de non-linéarité et les corrections de retard existantes [14]. La soustraction des piédestaux est effectuée par les cartes ADC à la différence de la suppression de zéro qui ne l'est pas. La fenêtre d'utilisation de l'électronique de lecture est balayée en faisant varier la hauteur du signal de calibration délivré par les pulseurs. Trois prises de données sont faites : deux sont dédiées à l'étude du gain 8 et une seule à l'étude du gain 1. Pendant ces prises de données, la lecture est forcée dans le gain correspondant. En mode de prise de données de physique, la majorité des signaux du détecteur se situe dans la région basse de la voie de gain 8 ; cette plage d'utilisation est donc balayée finement lors d'une des prises de données gain 8.

Dans les configurations du système des *pulseurs*, l'acquisition des données peut se faire en stimulant le calorimètre suivant plusieurs motifs :

- Stimulation de la totalité des canaux simultanément. Ceci ne sera utilisé que très rarement au début de la prise de données du *Run II* et sera délaissé au profit du motif suivant en raison d'un biais présenté au paragraphe 3.1.4.1.
- Stimulation d'un huitième du calorimètre à raison de 3 canaux par tour de calorimètre. C'est la configuration utilisée pour la prise régulière de données de calibration.
- Stimulation de un seizième ou un trente-deuxième du calorimètre. Le temps entre deux *store* étant limité, ces configurations ne sont pas utilisées couramment parce qu'elles nécessitent de l'ordre de trois heures de prise de données de calibration. Ces configurations sont utilisées lors des longues périodes d'inactivité pour maintenance du *Tevatron* afin d'effectuer des études détaillées de la réponse de l'électronique du calorimètre.

L'algorithme spécial de reconstruction extrait les données du calorimètre et les informations de la PIB, événement par événement et canal par canal, calculant la réponse en nombre de coups d'ADC de l'électronique en fonction de la valeur de DAC des *pulseurs*. La figure 3.3 montre un exemple de cette représentation.

3.1. ÉTALONAGE DE L'ÉLECTRONIQUE DU CALORIMÈTRE, CORRECTIONS DE NON-LINÉARITÉ

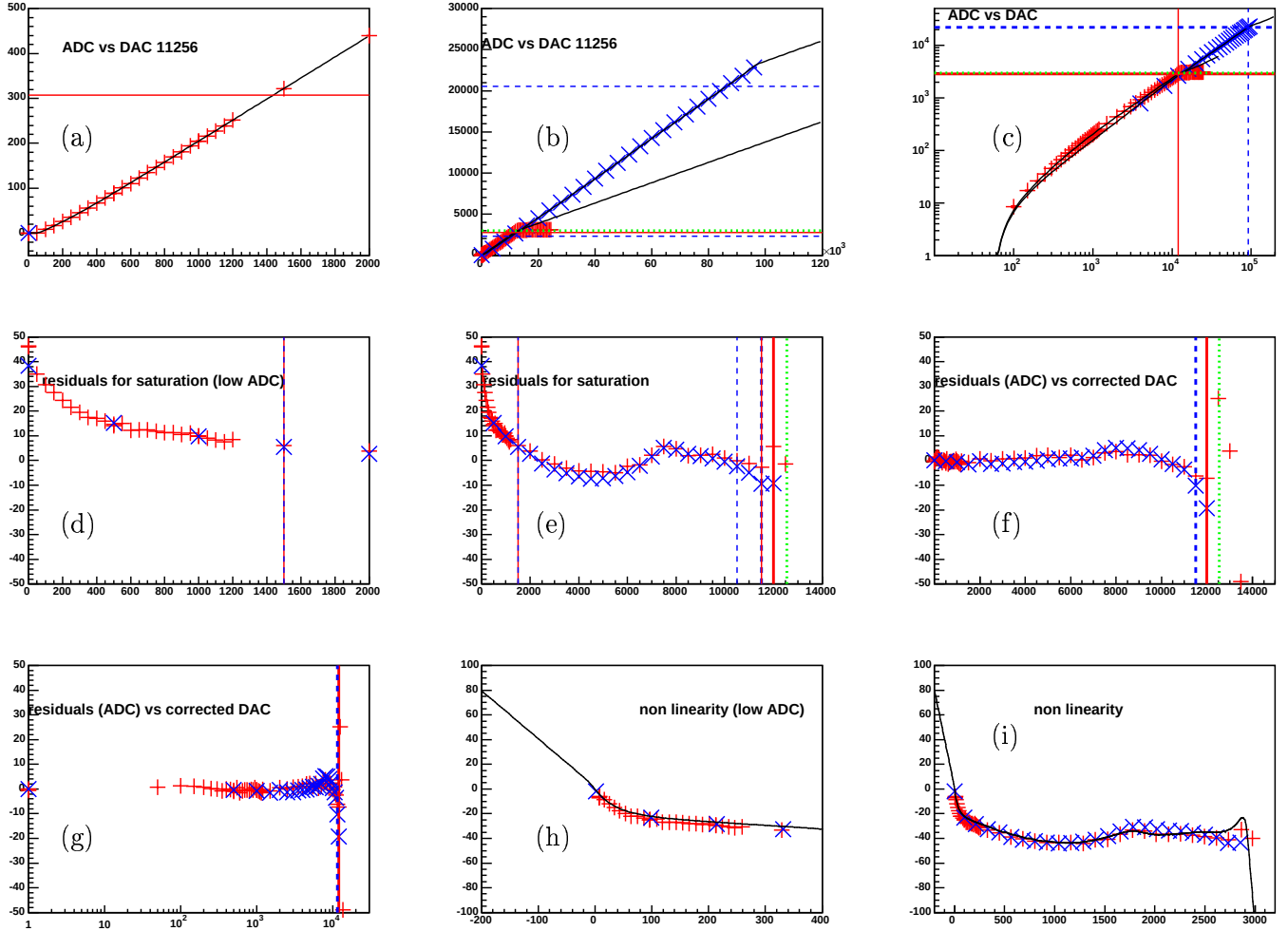


FIG. 3.3 – Résultats provenant de l'étude de la réponse à un signal de *pulseur* pour le canal 11256 du calorimètre électromagnétique. L'abscisse donne le nombre de DAC du générateur d'impulsion et l'ordonnée est en nombre de coups d'ADC brut à la sortie de la chaîne de lecture. Les croix (+) représentent les données gain 8 et les croix (x) représentent les données gain 1. Les courbes en trait plein représentent les ajustements. Les trois graphiques du haut (a, b et c) représentent la réponse dans le gain 8 (à gauche), gain 1 et 8 en échelle linéaire (au milieu) et en double échelle logarithmique (à droite). Les résidus de l'ajustement sont représentés (d, e, f et g) dans une fenêtre basse de DAC, sur la fenêtre complète, en fonction du nombre d'ADC corrigés en échelle linéaire et logarithmique. Les deux derniers graphiques (h et i) donnent la paramétrisation de la non-linéarité dans une basse fenêtre en DAC et sur la fenêtre complète.

3.1.3 Paramétrisation

La linéarité dans un gain donné est paramétrée par la pente a_{gain} dont une mesure est le coefficient directeur de la représentation du nombre de coups d'ADC lu en fonction du nombre de DAC fourni au générateur d'impulsions (voir figure 3.3). La non-linéarité est paramétrée par la fonction ε montrée sur la figure 3.4, supposée universelle pour tous les canaux [32] et le paramètre p_{gain} qui détermine la translation de la fonction ε . Le nombre brut de coups d'ADC (ADC) est

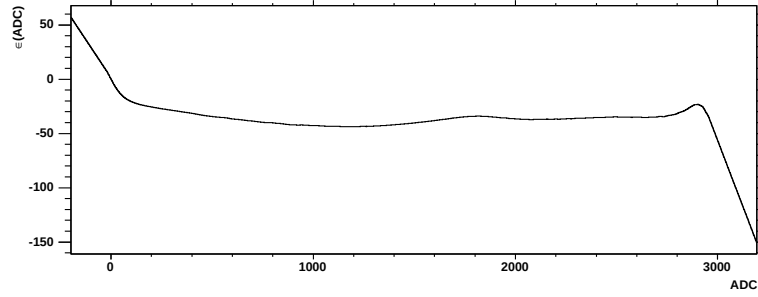


FIG. 3.4 – Fonction universelle ε de non-linéarité de l'électronique de lecture du calorimètre

donné en fonction du nombre linéarisé de coups d'ADC (ADC_{lin}) par la formule :

$$ADC = \frac{8}{gain}(ADC_{lin} + \varepsilon(ADC_{lin} + p_{gain}) - \varepsilon(p_{gain})) \quad (3.1)$$

La correspondance entre le nombre de DAC et le nombre de coups d'ADC linéarisé est donné par :

$$ADC_{lin} = \frac{a_{gain} \cdot gain}{8}(\Theta(DAC - DAC_{offset})) \quad (3.2)$$

où Θ est la fonction d'échelon. La valeur de DAC_{offset} est commune à toute une boîte de pré-amplificateurs (voir figure 3.5). La valeur de ce paramètre est obtenue par la moyenne des valeurs dans un ajustement avec le paramètre libre sur l'ensemble des canaux d'un *pulseur*. a_{gain} , le facteur correctif du gain considéré est ajusté conjointement avec p_{gain} après avoir fixé la valeur de DAC_{offset} .

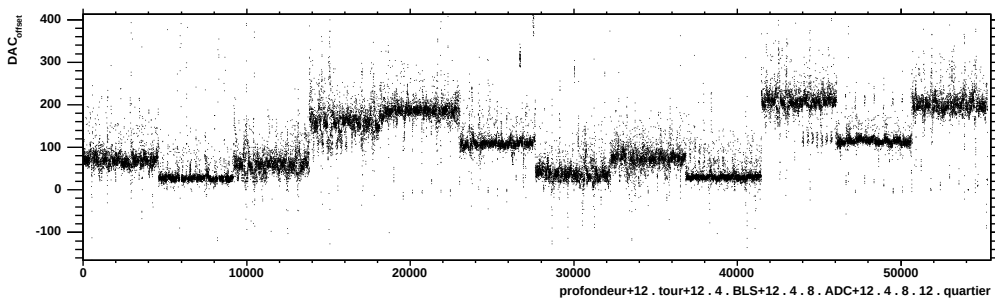


FIG. 3.5 – Distribution du seuil de fonctionnement des générateurs de courant DAC_{offset} en fonction du numéro de canal électronique. Les paliers donnent la valeur moyenne de ce seuil pour un boîte de pré-amplificateurs alimentée par un unique *pulseur*.

3.1. ÉTALONAGE DE L'ÉLECTRONIQUE DU CALORIMÈTRE, CORRECTIONS DE NON-LINÉARITÉ

La combinaison des équations 3.1 et 3.2 permet l'ajustement des paramètres sur les données de calibration (voir figure 3.3). Réciproquement, la relation permettant de connaître le nombre linéarisé de coups d'ADC en fonction du nombre brut de coups d'ADC est :

$$ADC_{lin} = \frac{8 \cdot a_{gain}}{gain} (ADC - \underline{\varepsilon}(\frac{gain}{8} ADC + p_{gain}) + \underline{\varepsilon}(p_{gain})) \quad (3.3)$$

avec la relation implicite entre ε et $\underline{\varepsilon}$

$$\varepsilon(x) = \{y | y = \underline{\varepsilon}(y + x)\} \quad (3.4)$$

L'hypothèse d'universalité de la fonction ε pourrait être délaissée en effectuant un ajustement de la forme de cette fonction pour des unités électroniques plus petites telles qu'une carte BLS ou un microcircuit SCA. L'ajustement pourrait se faire à l'aide d'ajustements de courbes par réseaux de neurones aboutissant à une forme fonctionnelle : une somme pondérée de sigmoïdes, pouvant être utilisée à la place de la fonction ε existante. Bien que pratiquement réalisable, la quantité de paramètres (l'ensemble des poids du réseaux de neurones) par canal aurait été trop importante pour une première implémentation de la base de données de calibration.

3.1.4 Résultats

Des prises de données de calibration sont faites régulièrement afin de suivre l'évolution de l'électronique du détecteur et d'apporter les corrections les plus précises aux données acquises.

L'étude détaillée des paramètres a permis de déceler des effets de détecteur et d'électronique qui sont détaillés dans le paragraphe suivant. Des traitements spéciaux sont apportés aux paramètres ajustés.

L'évolution dans le temps des paramètres (voir figure 3.6) montre une bonne stabilité des paramètres. Pourtant, l'effet des corrections de non-linéarité montre une amélioration de la résolution en énergie du calorimètre lorsque que la dépendance en temps est prise en compte.

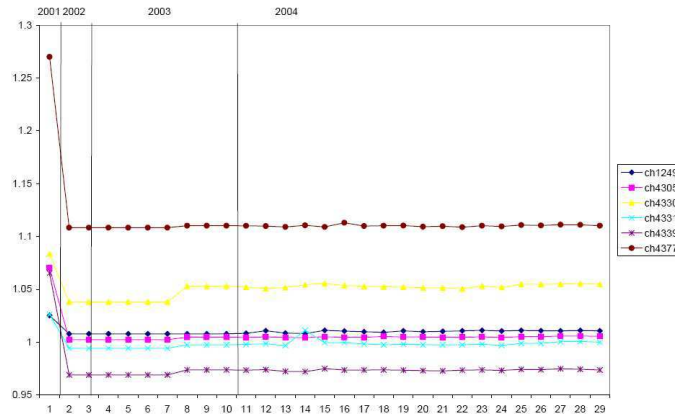


FIG. 3.6 – Évolution dans le temps du paramètre a_8 pour différents canaux.

3.1.4.1 Traitements

Effet de peigne

La figure 3.7 montre un effet sur le facteur de correction de gain. Cet effet est lié au motif utilisé lors de la prise de données de calibration. L'effet de l'ordre de 10% est lié au numéro de la tour

à laquelle appartient le canal stimulé. Les tours 0 et 1 ont généralement des valeurs de a_{gain} plus grandes que pour les tours 2 et 3. Aucun procédé physique n'a été trouvé pour expliquer cet effet qui est minimisé en prenant des données de calibration en motif de un huitième (voir figure 3.7). L'effet devient de plus en plus négligeable en effectuant la stimulation sur de moins en moins de

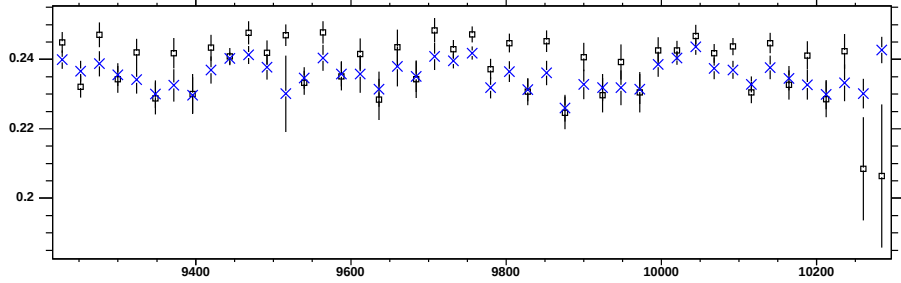


FIG. 3.7 – Distribution des valeurs moyennes de a_8 dans les premières moitiés de cartes BLS du quartier 4 du calorimètre pour une prise de données en rampe de *pulseur* dans une configuration de stimulation globale (carré) et de stimulation par huitième du calorimètre (croix). L'effet de peigne est visiblement réduit.

canaux simultanément. Le résidus de cet effet est corrigé en multipliant les valeurs de a_{gain} pour les tours 0 et 1 par le facteur correctif κ_{peigne} défini par le rapport entre la moyenne de a_{gain} sur les tours 2 et 3 et la moyenne sur les tours 0 et 1, qui s'écrit :

$$\kappa_{peigne} = \frac{\langle a_{gain} \rangle_{tour\ 2\ et\ 3}}{\langle a_{gain} \rangle_{tour\ 0\ et\ 1}} \quad (3.5)$$

Le résultat de cette correction est illustré par la figure 3.8.

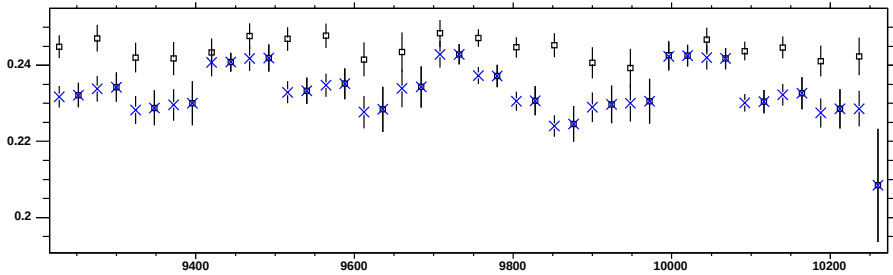


FIG. 3.8 – Distribution des valeurs moyennes de a_8 dans les premières moitiés de cartes BLS du quartier 4 du calorimètre pour une prise de données en rampe de *pulseur* dans une configuration de stimulation globale (carré) et après application du facteur correctif κ_{peigne} (croix).

Effet des longueurs de câbles

Dans les calorimètres bouchons, les moyennes de a_8 et a_1 sont plus importantes en haut qu'en bas (voir figure 3.9) ; cet effet est dû à la longueur des câbles.

Il est présent seulement dans les calorimètres bouchons où les câbles sont plus longs pour les quatre quartiers supérieurs 1, 10, 4 et 7 que pour les quatre quartiers inférieurs 0, 5, 6 et 11. La

3.1. ÉTALONAGE DE L'ÉLECTRONIQUE DU CALORIMÈTRE, CORRECTIONS DE NON-LINÉARITÉ

différence de longueur de câbles modifie le retard sur le signal réfléchi par la cellule et modifie ainsi, à hauteur de stimulation donnée, la valeur à l'échantillonnage.

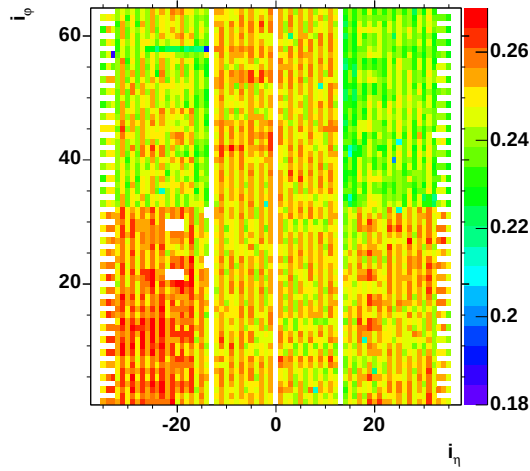


FIG. 3.9 – Distribution de la moyenne de a_8 sur les canaux électromagnétiques en fonction de leur position en i_η , i_φ dans le calorimètre. Les valeurs moyennes supérieures dans les bouchons du calorimètre sont dues à la différence de longueur des câbles de lecture entre le haut ($i_\varphi > 48$, $i_\varphi \leq 16$) et le bas ($16 < i_\varphi \leq 48$) des calorimètres bouchons.

L'effet n'est pas corrigé dans les paramètres de linéarité mais est compensé par l'étalonnage en énergie absolue (voir paragraphe 3.4.3.1) qui produit des coefficients correcteurs au moins pour chaque quartier du calorimètre.

Instabilité d'ajustement

La procédure d'ajustement possède une instabilité quant à la qualité des données qui ont été collectées. Le signal de certains canaux bruyants ou altérés dû à la défaillance de l'électronique du calorimètre n'est pas utilisable. Il faudra donc effectuer le remplacement matériel de ces canaux sélectionnés. Pour une nouvelle prise de données de calibration, si les paramètres d'un canal ne peuvent pas être extraits, les paramètres du même canal déterminés pour la prise de données précédente sont utilisés.

Correction de l'énergie absolue

Afin de décorréliser les facteurs de correction de l'électronique de lecture de ceux de la correction d'énergie absolue (voir paragraphe 3.4.3.1), la moyenne de a_{gain} sur l'ensemble des canaux doit être la même pour toutes les périodes de prises de données. Le facteur de correction qui est appliqué est défini par :

$$\kappa_{moyenne} = \frac{0.246}{\langle a_8 \rangle} \quad (3.6)$$

où 0.246 est une moyenne de $\langle a_8 \rangle$ calculée lors de la première utilisation de la calibration de l'électronique. Dans un souci de cohérence et de continuité, cette valeur moyenne est conservée.

3.1.4.2 Propagation de l'effet sur les données

Des données de calibration ont été prises de façon régulière au cours de la prise de données de l'expérience DØ. Le programme de reconstruction de DØ utilise une base de données contenant les facteurs de calibration des différents sous-détecteurs. Les facteurs de calibration du calorimètre ont été introduits dans cette base de données en septembre 2004 pour être utilisés dans la reconstruction des données. La base de données contient les valeurs des facteurs de correction de non-linéarité et de linéarité : $p_8, p_1, \kappa_{moyenne\kappa_{peigne}a_8, \kappa_{moyenne\kappa_{peigne}a_1}$ pour chaque canal électronique du calorimètre.

Les données qui seront utilisées dans l'analyse décrite dans ce manuscrit n'ont pas été reconstruites avec les calibrations évolutives dont il est question dans ce paragraphe mais le seront pour les analyses future de DØ. Un jeu de correction établi sur une seule prise de données de calibration est utilisé pour l'ensemble des données.

Cependant, de petits lots d'évènements spécifiques de production de bosons Z^0 et de J/ψ contenant de l'ordre de vingt mille évènements sont reconstruits dans différentes configurations de corrections pour étudier les effets cumulatifs et marginaux apportés par les corrections des non-linéarités. La résolution en énergie du calorimètre déterminée à partir de la reconstruction de la masse invariante du boson Z^0 diminue de 6.5 % avec l'application de la calibration évolutive (voir figure 3.10). La reconstruction de la masse invariante de la résonance J/ψ montre de même une amélioration de 40 % de la résolution en énergie du calorimètre (voir figure 3.10).

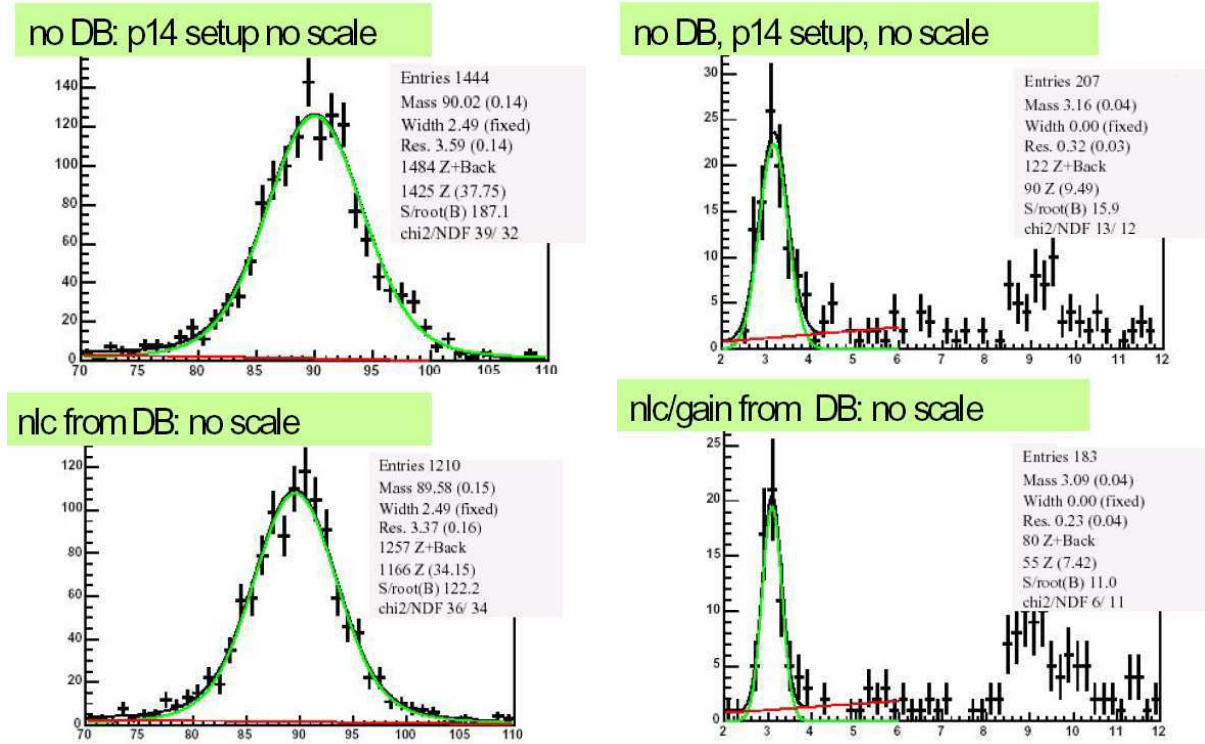


FIG. 3.10 – Distribution de masse invariante électron/positron dans la reconstruction du boson $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ (à gauche) et de la résonance $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ (à droite). Les distributions du haut sont reconstruites avec un jeu statique de correction de non-linéarité, celles du bas le sont avec l'utilisation de la base de données du calorimètre. Le signal est ajusté avec une fonction *voigt* dont la largeur est fixée et la résolution ajustée. Le bruit de fond est modélisé par un polynôme du second degré.

3.2 Suppression de bruit hors-ligne par l'algorithme T42

Dans le paragraphe 2.2.6.3 où est décrit le fonctionnement des cartes ADC, il est expliqué ce que sont les piédestaux μ_{ped} et la valeur du bruit σ_{ped} pour un canal donné. La valeur de μ_{ped} est soustraite au signal par les cartes ADC pour le rétablissement de l'origine de l'échelle du signal. En l'absence de faisceaux, la distribution de l'énergie dans les différentes cellules est une gaussienne [] de largeur σ_{ped} . La valeur de σ_{ped} est donc une mesure du bruit du calorimètre et de l'électronique de lecture (voir table 2.3).

Cette section traite de la suppression de zéro hors-ligne qui est une suppression du bruit uniforme similaire à la suppression de zéro en-ligne présentée au paragraphe 2.2.6.3 mais avec un seuil de $2.5 \sigma_{ped}$ au lieu de $1.5 \sigma_{ped}$.

Cette suppression de zéro ne fait aucune différence entre une cellule de bruit et une cellule provenant d'une gerbe dans le calorimètre. Les signaux provenant du bruit sont préférentiellement isolés tandis que les signaux physiques sont principalement regroupés. L'implémentation de l'algorithme T42 permet la suppression de zéro avec une valeur de seuil dynamique faisant cette distinction. Dans cette section, le fonctionnement et l'aspect algorithmique de T42 sont décrits. Les effets de cet algorithme sur la reconstruction calorimétrique sont étudiés au paragraphe 3.5 après la description de la reconstruction des événements au paragraphe 3.4.

3.2.1 La suppression de zéro hors-ligne

Les valeurs de bruits σ_{ped} sont mémorisées dans les cartes ADC pour une suppression du bruit avec un seuil de $1.5\sigma_{ped}$. Ceci permet de rejeter 86.6% des cellules de bruit (voir table 3.1). C'est la suppression en ligne décrite au paragraphe 2.2.6.3. La valeur du seuil est prise à $1.5\sigma_{ped}$ pour ne pas avoir des fichiers de données trop importants et pour permettre une suppression de zéro différente à la reconstruction.

En effet, dans le programme de la reconstruction, le signal en ADC est mieux nettoyé avec une suppression uniforme à $2.5\sigma_{ped}$ pour rejeter 98.8 % du bruit gaussien. Les valeurs d'ADC retenues vérifient

$$|ADC| > 2.5 \times \sigma_{ped} \quad (3.7)$$

La table 3.1 donne le taux de rejection de bruit en fonction du seuil de suppression pour une distribution de bruit gaussienne.

Seuil en σ	Rejection du bruit
1.5	86.6%
2.0	95.5%
2.5	98.8%
3.0	99.7%
4.0	99.994%

TAB. 3.1 – Probabilité gaussienne normalisée pour une valeur à moins de $\pm x \sigma$ de la moyenne.

L'influence du seuil de suppression sur les données a été étudiée [14] sur l'énergie transverse manquante et 2.5 est un seuil optimum.

La base de données de calibration du programme de reconstruction de DØ contient maintenant les valeurs de σ_{ped} ayant été mesurées tout au long de la prise de données. Cependant, les données utilisées dans l'analyse présentée au chapitre 5 n'ont pas été reconstruites avec ces valeurs dépendant

du temps mais avec un jeu de valeurs obtenues au début de la prise de données. Ce sera le cas dans les analyses futures de $D\bar{O}$ utilisant les données reconstruites depuis l'été 2004.

3.2.2 La suppression dynamique : l'algorithme T42

Suivant une idée originale d'algorithme utilisé dans l'expérience H1 [33] l'algorithme T42 a été développé et implémenté dans le programme de reconstruction de $D\bar{O}$. Le but de cet algorithme est d'obtenir une meilleure suppression du bruit dans le calorimètre. Le signal dans les cellules sera donné en nombre de σ_{ped} pour ne parler ni en ADC ni en GeV.

3.2.2.1 Fonctionnement

Définition du voisinage des cellules

Les figures 2.17 et 2.18 montrent la disposition géométrique des cellules du calorimètre. Les cellules voisines d'une cellule souche sont définies comme étant les cellules les moins éloignées de la cellule souche dans la totalité de l'angle solide. Les cellules voisines sont les cellules ayant une arête commune avec la cellule souche (voir figure 3.11), à quelques exceptions près. En utilisant les trois

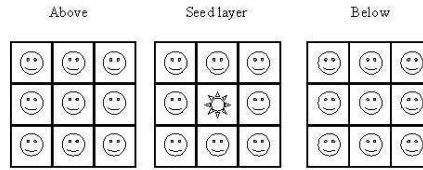


FIG. 3.11 – Schéma général des voisins (*smiley*) d'une cellule souche (étoile).

indices ($i_\eta, i_\varphi, couche$) de cellules introduits au paragraphe 2.2.6, une voisine est généralement une cellule dont l'un des indices, ou les deux, varient de plus ou moins un. C'est le cas de la majeure partie des cellules du calorimètre. Cependant, il y a certaines exceptions :

- La couche 1 ne possède pas de voisins vers l'intérieur du calorimètre.
- Les cellules des couches 3, 4, 5 et 6 ont une disposition particulière, en effet la granularité est de 0.05×0.05 en η, φ , amenant une définition spécifique des voisins pour les cellules de ces couches et pour les cellules dans les couches adjacentes 2 et 7 (voir figure 3.12)

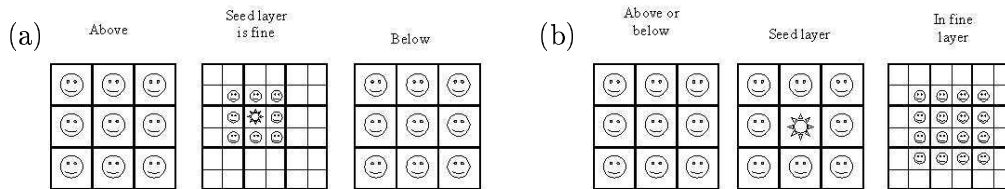


FIG. 3.12 – Schéma des voisins (*smiley*) d'une cellule souche (étoile) pour les cellules souches situées dans les couches électromagnétique fines (3,4,5 et 6) (a) et pour des cellules souches dans les couches électromagnétiques 2 et 7 (b)

- Les couches 7 et 11 sont accolées l'une à l'autre malgré la différence d'indice (voir figure 2.18).

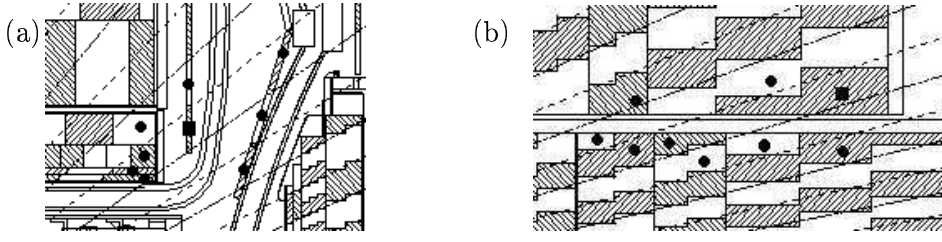


FIG. 3.13 – Schéma des voisines (boule) d'une cellule souche (carré) pour les cellules $(i_\eta, \text{couche}) = (12, 8)$ (a) et $(i_\eta, \text{couche}) = (20, 15)$ (b).

- Les couches 8, 9 et 10 (inter-cryostat) ont des géométries très spécifiques. Les voisines sont définies cellule par cellule (voir l'exemple sur la figure 3.13).
- Les séparations entre les couches 13, 14 et 15 dans le calorimètre bouchon (voir l'exemple sur la figure 3.13).
- Les couches 15, 16 et 17 ne possèdent pas toujours de voisines vers l'extérieur du détecteur (voir figure 2.18) .
- A partir de i_η égale 32, la segmentation en φ du calorimètre passe de 64 à 32. Cette discontinuité est prise en compte.

Un soin tout particulier a été apporté à la définition des voisines [42] et à l'algorithmique nécessaire afin d'optimiser les performances du programme.

Principe

Les cellules ayant un signal de plus de $4\sigma_{ped}$ sont conservées parce que considérées comme n'étant pas dues au bruit (0.006 % de bruit gaussien). Cependant, dans le cas d'une gerbe physique, les cellules géométriquement adjacentes à ces cellules de plus de $4\sigma_{ped}$ possèdent aussi un signal significatif de plus faible amplitude. Ainsi, les cellules ayant un signal de plus de $2.5\sigma_{ped}$ et voisines d'une cellule à plus de $4\sigma_{ped}$ sont conservées. Le processus de suppression de ligne de base expliqué au paragraphe 2.2.6.3 permet au signal d'avoir des valeurs d'énergie négatives. Avec T42, tous les signaux négatifs sont rejetés.

Certaines particularités du calorimètres sont considérées :

- Les cellules de la couche 1 du calorimètre ne possèdent pas de voisines antérieurs sur le développement de la gerbe de particules (voir figure 2.18). Si une particule développe une gerbe avec un maximum d'ionisation dans les matériaux en amont du calorimètre, le signal dans les cellules de la couche 1 peut se trouver en-dessous de 4σ , sans possibilité d'être retenu dans la reconstruction par la présence d'une cellule d'énergie élevée dans les couches suivantes. Pour éviter de supprimer à tort ce type de signal, le signal issu des cellules de la couche 1 est gardé dans sa totalité au-dessus du seuil de suppression de zéro à 2.5σ .
- Les couches 8, 9 et 10 sont des couches spéciales du calorimètre (voir paragraphe 2.2.6.2). Les cellules de ces couches sont donc laissées à part par l'algorithme. Tout les cellules (hormis les signaux négatifs) de ces couches au-dessus du seuil de suppression de zéro à 2.5σ sont conservées.

Toutes les autres cellules sont rejetées.

3.2.2.2 Aspect algorithmique

La recherche de voisins

La recherche de voisins peut se faire de façon dynamique [34], mais ceci nécessite un codage difficile des règles et des exceptions mentionnées plus haut. Une table de pointeurs donnant directement les voisins de chaque cellule a été implémentée pour éviter cette difficulté. Cette table est instantiée à partir d'un fichier de configuration de 1.3 million de lignes.

Complexité

L'utilisation de cette table de voisins permet d'éviter de faire une double boucle sur la liste des cellules présentes dans l'évènement (complexité quadratique). Aucune boucle imbriquée n'est alors nécessaire, rendant la complexité de l'algorithme linéaire dans le nombre de cellules (voir figure 3.14). Ceci permet, malgré une phase d'initialisation de la table de pointeurs relativement longue, de réduire le temps de calcul nécessaire à la reconstruction hors-ligne des évènements.

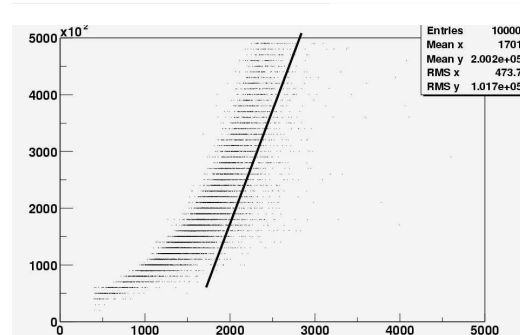


FIG. 3.14 – Distribution du temps de calcul de l'algorithme T42 en fonction du nombre de cellules dans l'évènement : la dépendance est linéaire.

La portabilité

L'algorithme T42 n'est pas le seul programme à nécessiter la recherche des voisins d'une cellule. Les outils développés dans le cadre de l'implémentation de T42 ont pu facilement être utilisés pour améliorer la complexité de l'algorithme NADA⁴ [34] lors d'un effort d'optimisation du temps de calcul nécessaire à la reconstruction des données.

3.2.2.3 Effets et commentaires

Sur des données non-présélectionnées et n'utilisant aucune méthode de déclenchement, l'algorithme enlève en moyenne 40 % des cellules de l'évènement (voir figure 3.15).

Dans les parties centrales du détecteur et légèrement vers l'avant, le nombre de cellules d'énergie négative, principalement issues de bruit, est quasiment égal au nombre de cellules d'énergie positive rejetées. Ceci est un test statistique pour la validité du principe de réjection du bruit appliquée par T42. Si le nombre de cellules positives rejetées était plus grand que le nombre de cellules négatives dans l'évènement, alors l'algorithme rejeterait en moyenne trop de cellules et probablement du

⁴New Anomalous Deposit Algorithm

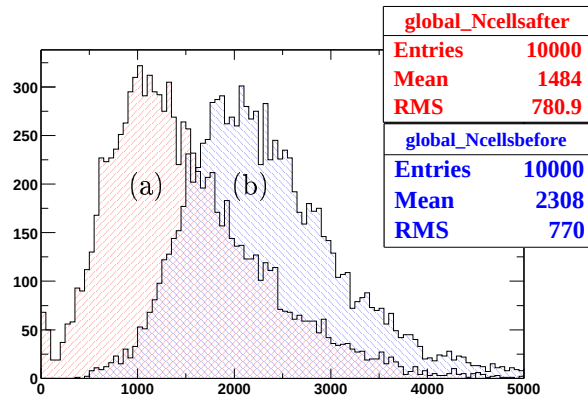


FIG. 3.15 – Distribution du nombre de cellules dans un lot de données *ZeroBias* avec (a) et sans (b) l'application de T42. L'algorithme T42 retire en moyenne 40% des cellules.

signal. Dans le cas invers, la suppression ne serait pas complète, et la reconstruction calorimétrique pourrait être biaisée par l'absence de compensation de la suppression des cellules d'énergie négative.

Dans les régions proches des faisceaux (ECEM, ECIH), pour i_η supérieur à 34, le nombre de cellules avec une énergie négative devient très important du fait de l'empilement des signaux de plusieurs événements. Le bruit d'empilement étant réparti uniformément, sa suppression n'introduit aucun déséquilibre. Ces cellules sont à très grande pseudo-rapacité et possèdent donc une petite énergie transverse. Aucun objet n'est reconstruit dans cette région du calorimètre du fait de cet empilement.

L'algorithme NADA [34], dans la chaîne de reconstruction permet la suppression des cellules chaudes isolées sur lesquelles l'algorithme T42 n'a aucun effet.

Il y a d'autres sources de bruit décrites au paragraphe 4.2 pour lesquelles l'algorithme T42 peut apporter un biais dans la reconstruction. Par exemple, une fluctuation dans l'électronique des cartes ADC peut amener la valeur des piédestaux en mémoire à être systématiquement inférieure à leur valeur réelle. Le signal dans les cellules correspondantes est donc systématiquement supérieur à sa véritable valeur. La suppression effectuée par T42 dans ce cas peut aboutir à la reconstruction à tort d'un objet dans le calorimètre du fait du biais de regroupement apporté par les valeurs de seuils. Ces effets sont toutefois marginaux.

La mesure de section efficace présentée au chapitre 5 est effectuée sur un lot de données reconstruit avec l'algorithme T42. C'est aussi le cas pour la plupart des analyses présentées par la collaboration DØ.

Les effets de l'algorithme T42 sur la reconstruction des événements et la qualité des données sont présentés au paragraphe 3.5.

3.3 Correction des problèmes liés au calorimètre

Lors de l'analyse détaillée des données, un certain nombre de problèmes liés au calorimètre ont été identifiés. Ce paragraphe présente les problèmes pour lesquels une correction est possible. Ces corrections nécessitent une bonne compréhension du détecteur et se basent principalement sur l'information de la chaîne de lecture du système de déclenchement qui double la chaîne de lecture de précision (voir paragraphe 2.2.6.3). Les corrections se situent à un niveau avancé de la reconstruction et ne peuvent donc pas utiliser toute l'information brute des détecteurs, celle-ci n'étant pas propagée pour des raisons d'optimisation de taille de fichier informatique. Il y a trois corrections du signal

du calorimètre dans le programme de reconstruction :

- Correction du problème dit *Tower Two*.

Les tours calorimétriques sont indexées par 0, 1, 2 et 3 sur chaque carte BLS (voir paragraphe 2.2.6.3). Pour 30 des 1152 cartes BLS du détecteur, l'information acquise par l'électronique de lecture de précision était recopiée par erreur de la tour 0 dans la tour 2 ou 3. Bien que les cartes identifiées avec ce problème aient été remplacées, plusieurs mois de données se trouvent affectées par ce problème que l'on corrige en utilisant l'énergie mesurée par la chaîne de lecture rapide du système de déclenchement. Comme cela a été vu au paragraphe 2.2.6.3, l'information n'est disponible que pour la somme des quatre tours de calorimètre d'une carte BLS, cette information est donc redistribuée suivant un profil théorique de dépôt d'énergie dans le calorimètre.

- Problème dit du *Checkerboard*.

Ce problème de détecteur a été décelé par l'étude des électrons reconstruits dans le calorimètre (voir figure 3.16). Comme cela a été vu au chapitre 2.2.6, la chaîne électronique de lecture de

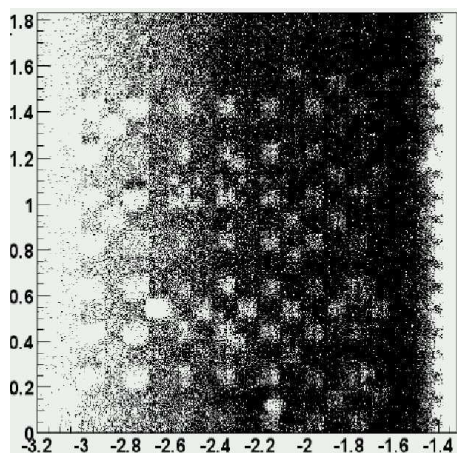


FIG. 3.16 – Distribution en η , φ des électrons reconstruits dans la région du quartier 10 du calorimètre avec plus de 20 GeV d'énergie transverse. Les déficits d'électrons formant un échiquier proviennent des erreurs de lecture à l'origine du problème dit *checkerboard*. La disposition dans le calorimètre des tours 1 et 2 d'une carte BLS correspond à l'alternance en η , φ des déficits.

précision possède deux voies séparées, les voies gain 1 et gain 8. Le gain 8 permet la mesure précise des faibles énergies, le gain 1 la lecture des énergies plus importantes ; la séparation entre les deux régimes se situe à environ 3000 coups d'ADC.

Quel que soit le gain choisi par l'électronique sur les cartes BLS, le signal analogique est envoyé aux cartes ADC pour digitalisation, indépendamment du gain choisi. Ce n'est qu'à la reconstruction des données qu'un facteur relatif 1/8 est appliqué aux signaux de la voie gain 8. La communication du choix de gain est effectuée sur un bus digital entre les cartes BLS et les cartes ADC.

De tels bus sont sensibles à un bon ajustement des références d'horloge permettant de lire l'information de chaque bit en temps voulu : éloignés des transitions entre les niveaux haut et bas de l'électronique. Ce bus possède 7 bits sur lesquels sont codés les informations des gains pour les différentes cellules lues par la carte BLS, intercalés par 6 bits morts. Les bits morts contiennent de façon sporadique des informations liées au système de déclenchement ou plus généralement les informations de gain d'une cellule bien précise de la tour 0 ou 3 suivant la moitié de carte BLS qui est lue. Dans le cas d'un mauvais ajustement des horloges (voir figure 3.17), les informations des tours 1 ou 2 peuvent être perdues.

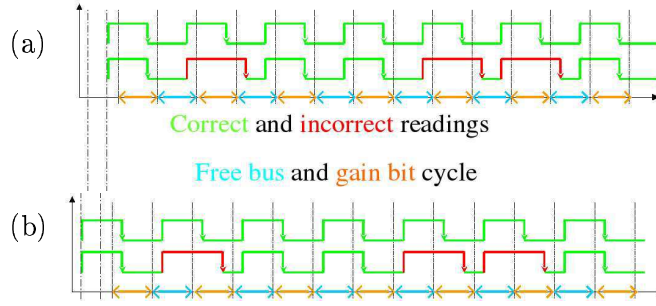


FIG. 3.17 – Illustration du schéma de lecture sur le bus digital transmettant l'information du choix de gain d'une carte BLS à une carte ADC. (a) Lorsque le fonctionnement est normal, la lecture se fait toujours sur le bon bit d'information. (b) Fonctionnement où les fluctuations de l'instant de lecture corrompent la validité de la lecture en débordant sur un bit consécutif.

Ce problème a été particulièrement présent dans le quartier 10 du calorimètre. Pour des raisons statistiques il est plus probable que le gain d'une cellule soit reporté gain 8 alors qu'elle a été gain 1 plutôt que le cas contraire. Une majorité des cellules se retrouve alors avec un huitième de l'énergie réellement déposée. La figure 3.16 illustre l'effet de ces erreurs, où le nombre d'électrons reconstruits avec une énergie de plus de 20 GeV présente des lacunes anormales.

L'algorithme de correction qui a été implémenté pour ce problème particulier reprend l'esprit de la correction du problème dit *Tower Two*. L'information de la chaîne de lecture du système de déclenchement n'est pas affectée par ce choix de gain. Elle est employée pour rétablir l'énergie d'une seule cellule dans laquelle une erreur de lecture de gain est suspectée. Cette cellule et le facteur 8 ou 1/8 sont choisis afin d'établir une différence minimale entre l'énergie transverse donnée par la lecture de déclenchement et par la lecture de précision. L'algorithme

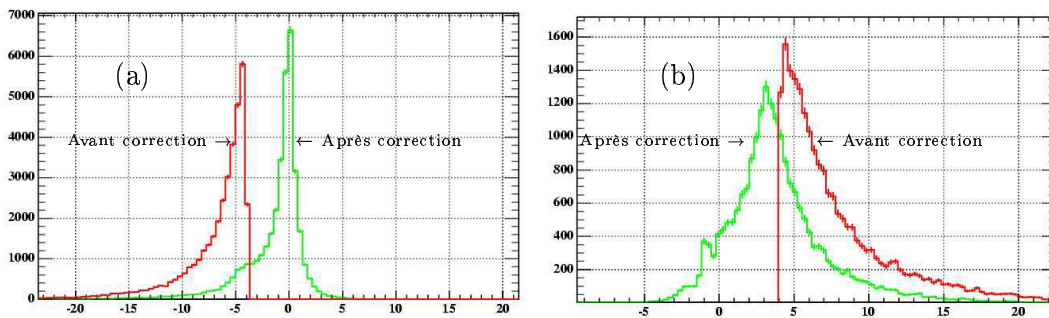


FIG. 3.18 – Distribution de la différence en énergie transverse entre la lecture de précision et la lecture du système de déclenchement ($E_{précision} - E_{déclenchement}$) pour des électrons contenant des cellules présentant le problème du *checkerboard* : lorsque le gain 8 est reporté au lieu du gain 1 (a) et lorsque l'inverse se produit (b). L'algorithme de correction recentre les distributions. La correction est cependant incomplète dans le cas où le gain est reporté gain 1 au lieu du gain 8 (à droite).

corrige quasiment complètement les cas où une cellule est dite gain 8 au lieu de gain 1 (voir figure 3.18). Si une seule cellule est dite gain 1 au lieu de gain 8, alors il y a de fortes chances pour que le gain de plusieurs cellules soit corrompu en même temps. Ce cas n'est donc pas corrigé complètement puisque une seule cellule peut être corrigée par l'algorithme (voir figure 3.18).

L'effet de cette correction a pu être vérifié sur des données préselectionnées $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ où un des leptons est reconstruit dans le quartier 10. La figure 3.19 montre l'amélioration significative non biaisée de la distribution de masse invariante du système des deux leptons dans le sens d'un signal de désintégration de boson Z^0 .

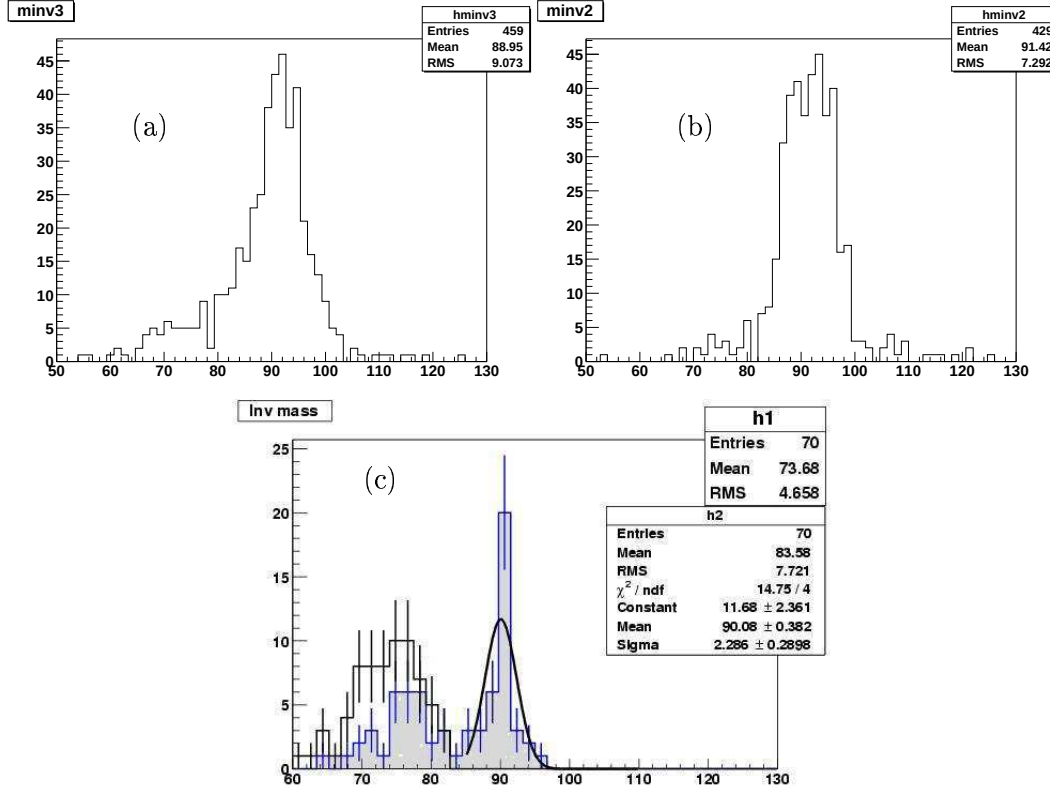


FIG. 3.19 – Distributions de la masse invariante $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ lorsque l'un des deux leptons est reconstruit dans le calorimètre central et l'autre dans le bouchon nord (a) ou le bouchon sud (b). A gauche, l'excès dans la fenêtre de masse 60, 80 GeV n'apparaît pas dans la distribution de droite, il est expliqué par le problème du *checkerboard*. Distribution de masse invariante de l'excès (c) avant et après (grisée) application de l'algorithme de correction. Une majorité des électrons est reconstruite dans le quartier 10 du calorimètre, région privilégiée pour l'effet du *checkerboard*. Après application de l'algorithme de correction, une proportion des événements se retrouve alors dans le pic de masse du boson Z^0 ajusté par une gaussienne dont la moyenne correspond à la masse attendue du boson Z^0 , l'autre partie est considérée comme du bruit de fond à la reconstruction de la masse du boson Z^0 .

- La correction de l'erreur dit *Energy Sharing*.

Dans certaines conditions, la communication par des contrôleurs de bus analogique entre une dizaine de cartes BLS et les cartes ADC correspondantes ne se faisait pas suivant le comportement attendu. Le signal d'une des cartes BLS se trouvait lu correctement mais était ajouté et moyenné aux signaux des autres cartes sous la direction du même contrôleur. Les cartes coupables ont été identifiées et remplacées, mais les données acquises pendant les mois nécessaires à la découverte de ce problème sont affectées. Connaissant les numéros de carte BLS problématique, l'algorithme de correction inverse le processus avec une précision d'environ 10 %.

3.4 Reconstruction des évènements

La description des objets est hiérarchisée dans ce chapitre par la distance croissante au point de croisement des détecteurs qu'ils mettent en jeu. Tout d'abord les traces chargées reconstruites à l'aide des trajectographes. Ensuite les vertex primaires d'interaction. Puis les photons et les électrons, reconstruits dans la section électromagnétique du calorimètre avec l'aide des trajectographes, puis les jets de hadrons typiques de l'hadronisation d'un parton ou de la désintégration hadronique d'un lepton τ dans la section hadronique. Les muons sont mesurés dans le détecteur le plus externe et leur reconstruction utilise conjointement les informations des trajectographes centraux. Finalement, les particules n'interagissant que faiblement (comme les neutrinos) ne sont pas détectées. Il est cependant possible de reconstruire partiellement leur cinématique transverse.

3.4.1 Reconstruction des traces chargées

Pour la reconstruction des traces, l'information du détecteur à micropistes de silicium et du trajectographe à fibres scintillantes est utilisée. Les impacts sont combinés et ajustés à des trajectoires caractérisées par cinq paramètres :

- q/p_T qui entre dans l'expression de la courbure de la trajectoire des particules chargées. p_T est l'impulsion de la particule originaire de la trace, q est la charge. L'hypothèse que $|q|$ vaut 1 est faite. Le signe de la charge est donné par le sens de la courbure de la trajectoire dans le champ magnétique du solénoïde. La charge est déterminée très efficacement pour des particules de faible impulsion puisque leur trajectoire est très courbée. Il y a une incertitude sur le signe de la charge pour les particules de grande énergie lorsque la trajectoire est très faiblement courbée.
- $\lambda = \pi/2 - \theta_0$, où θ_0 est l'angle polaire de la trace au point de moindre approche de l'axe z . Dans le champ magnétique longitudinal de $DØ$, la trajectoire des particules chargées est une sinusoïde dans le plan (r, z) .
- φ_0 , angle azimutal au point de moindre approche de l'axe z .
- z_0 , coordonnée en z au point de moindre approche de l'axe z .
- α , différence entre φ_0 et l'angle azimutal de la direction de la trace.

Différents critères de qualité sont établis à partir de variables diverses telles que le nombre de coups observés dans les différents sous-détecteurs ou la distance de moindre approche au vertex primaire. Ceux-ci ne seront pas développés car dans l'analyse réalisée, les traces ne sont pas utilisées comme objet d'analyse mais principalement comme confirmation d'un objet reconstruit dans le calorimètre.

Résolution

L'erreur sur la mesure de l'impulsion d'une trace reconstruite dans les trajectographes a deux sources d'incertitude :

- Lors du passage au travers des matériaux à l'intérieur du volume du trajectographe, la particule chargée effectue de multiples diffusions sur les atomes. La contribution à la résolution est : $\delta_{p_T}^{diffusion} = D \cdot p_T$, où D , le paramètre de l'incertitude vaut 0.015.
- La précision avec laquelle sont positionnés les impacts dans les trajectographes influe sur la mesure de l'impulsion des traces. Le calcul théorique donne la contribution à l'incertitude : $\delta_{p_T}^{position} = P \cdot p_T^2$ où P vaut 0.0014 GeV^{-1} .

La résolution de la reconstruction des traces est donc donnée par :

$$\frac{\sigma p_T}{p_T} = \sqrt{D^2 + P^2 \cdot p_T^2} = \sqrt{0.015^2 + 0.0014^2 \cdot p_T^2}$$

3.4.2 Vertex primaire d'interaction

Dans les collisions proton/anti-proton au Tevatron, il peut se produire plus d'une interaction par croisement de faisceaux, donnant lieu à plusieurs vertex d'interactions. La reconstruction du vertex primaire se fait en deux fois dans la reconstruction de $D\bar{O}$. Dans un premier temps, des traces sélectionnées avec des critères lâches sont utilisées pour construire une liste de vertex d'interactions auxquels sont associées les traces, en utilisant une méthode itérative visant à minimiser un χ^2 calculé sur la distance de moindre approche au vertex. Une trace ne peut pas être associée à plusieurs vertex. Les critères sont :

$$\begin{aligned} p_T &\geq 0.5\text{GeV} \\ \text{coups dans le SMT} &\geq 2 \\ \frac{dca}{\sigma_{dca}} &\geq 5.0 \end{aligned} \tag{3.8}$$

Dans un deuxième temps, une liste de traces sélectionnées avec des critères plus stricts est utilisée pour redéterminer les vertex d'interactions à partir de la liste de vertex déjà obtenue lors du premier passage. Ces critères stricts sont :

$$\begin{aligned} p_T &\geq 0.5\text{GeV} \\ \text{coups dans le SMT} &\geq 2 \\ \frac{dca}{\sigma_{dca}} &\geq 3.0 \end{aligned} \tag{3.9}$$

La résolution spatiale de reconstruction du vertex primaire est [20] de $35\ \mu\text{m}$ dans le plan (x, y) et de $100\ \mu\text{m}$ suivant l'axe du faisceau.

3.4.3 La reconstruction des objets calorimétriques

Le traitement du signal issu du calorimètre a été détaillé au paragraphe 2.2.6.3. Le signal élémentaire du calorimètre se compose, pour un événement, de l'ensemble des cellules non rejetées par la suppression de bruit en-ligne et hors-ligne. Le signal dans chaque cellule est un dépôt partiel de l'énergie d'une particule traversant plusieurs couches de détecteur. Les cellules doivent donc être regroupées afin de reconstruire le signal total de la particule incidente.

L'algorithme de cône utilisé pour reconstruire les objets dans le calorimètre doit vérifier trois contraintes [35] :

- Le centre de masse des interactions au niveau partonique n'est pas connu avec précision, l'algorithme de reconstruction doit donc avoir un comportement invariant par transformation de Lorentz suivant z .
- Afin d'assurer l'accord entre théorie et expérience, vis-à-vis des divergences infrarouges et colinéaires, la reconstruction des jets se doit d'être indépendante de l'émission d'un parton mou ou d'un parton colinéaire.
- La reconstruction dans l'expérience $D\bar{O}$ se doit d'être la plus indépendante possible du détecteur pour permettre la comparaison des résultats entre différentes expériences.

Ces spécifications ont été prises en compte en plus des contraintes informatiques pour le développement des algorithmes de simple cône et de cône [35] utilisés à $D\bar{O}$.

Le principe des algorithmes de cône [13] est de regrouper les tours pseudo-projectives du calorimètre de plus de $500\ \text{MeV}$ en énergie transverse dans des cônes de rayon⁵ $R = \sqrt{Y^2 + \varphi^2}$ donné.

⁵Le rayon est défini à partir de la rapidité et non pas de la pseudo-rapidity η

3.4.3.1 Électrons et photons

Les objets électromagnétiques sont reconstruits à partir de cônes de rayon 0.4 avec une énergie transverse de plus de 1.5 GeV et avec plus de 90% de leur énergie déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre. Lorsque l'extrapolation de la direction d'une trace coïncide avec la direction du cône, la trace est associée à l'objet qui est alors étiqueté comme électron. Dans le cas inverse l'objet est étiqueté comme photon. Les informations angulaires d'un électron sont déterminées par la trace.

Les électrons sont identifiés par la sélection :

$$\begin{aligned} EM_{fraction} &\geq 0.9 \\ isolation &\leq 0.15 \\ HMX7 &\leq 50 \\ \text{une trace associée} \end{aligned} \tag{3.10}$$

où

- $EM_{fraction}$ est le rapport entre l'énergie du cône dans la section électromagnétique et de l'énergie totale. Les électrons déposent plus d'énergie dans la section électromagnétique.
- $isolation$ est la différence relative entre les énergies comprises dans un cône de rayon 0.2 de la section électromagnétique et un cône de rayon 0.4, définie par la formule :

$$isolation = \frac{E_{\Delta R=0.4}^{total} - E_{\Delta R=0.2}^{EM}}{E_{\Delta R=0.2}^{EM}} \tag{3.11}$$

L'isolation caractérise la concentration de l'énergie du jet en son centre. Une valeur d'isolation nulle correspond à un jet ayant toute son énergie dans le cône de rayon 0.2 dans la section électromagnétique. Les électrons ont plutôt des gerbes isolées.

- $HMX7$ est le χ^2 calculé sur les corrélations entre sept variables caractérisant le développement de la gerbe électromagnétique dans le calorimètre. Les sept variables sont les fractions d'énergie déposée dans les 4 couches du calorimètre électromagnétique, la position en z du vertex primaire, l'énergie électromagnétique totale et la largeur en φ de la gerbe. La matrice de covariance M_{ij} entre ces variables est déterminée à partir de la simulation d'électrons isolés. $HMX7$ est alors donnée par :

$$HMX7 \equiv \sum_{\substack{\text{variables} \\ v_1, v_2}} (x_{v_1} - \bar{x}_{v_1 simulation}) M_{ij}^{-1} ((x_{v_2} - \bar{x}_{v_2 simulation})) \tag{3.12}$$

où les moyennes sur les variables sont obtenues à partir de la simulation. Des faibles valeurs de cet indicateur caractérisent des gerbes électromagnétiques provenant d'un électron ou d'un photon.

Les candidats électrons ainsi sélectionnés seront dit "lâches". Les photons doivent vérifier les mêmes critères hormis l'association de traces.

L'analyse présentée au chapitre 5 nécessite la définition d'une coupure plus stricte pour les électrons. Cette coupure est basée sur une probabilité de vraisemblance $\mathcal{L}_{electron}$ qui est construite à partir des six variables :

- $HMX7$
- $EM_{fraction}$
- Probabilité de $\chi_{spacial}^2 = (\frac{\delta_z}{\sigma_z})^2 + (\frac{\delta_\phi}{\sigma_\phi})^2$ donnant la signification de l'écart en (z, φ) entre la trace associée et de le cône.

- $\frac{E_T^{cal}}{p_T^{trace}}$, rapport entre l'énergie transverse de l'électron et l'impulsion transverse mesurée à l'aide de la trace associée.
- dca : distance de moindre approche au vertex primaire de la trace associée.
- Nombre de traces dans un rayon de 0.05 autour de la trace associée.

L'expression de la probabilité de vraisemblance de l'électron est :

$$\mathcal{L}_{\text{electron}} = \frac{\prod_{\text{variable } v} P_{\text{electron}}(x_v)}{\prod_v P_{\text{electron}}(x_v) + \prod_v P_{\text{faux electron}}(x_v)} \quad (3.13)$$

où les distributions de probabilités pour chaque variable sont obtenues à partir des données elles-mêmes ; d'un lot enrichi en désintégration $Z^0 \rightarrow ee$ pour P_{electron} et d'un lot d'événements contenant exactement un électron et un jet dos à dos et une faible énergie manquante [36] pour $P_{\text{faux electron}}$. Au Tevatron, dans le cadre du modèle standard, il n'y a pas possibilité de produire un unique électron sans neutrino électronique. Ainsi le deuxième lot de données mentionnées contient principalement des événements di-jets où l'un des jets se développe dans la section électromagnétique donnant une gerbe identifiée à tort comme un électron. C'est le bruit de fond QCD (voir paragraphe 1.3.5) qui est réduit par l'application de la coupure définie par :

$$\mathcal{L}_{\text{electron}} > 0.85 \quad (3.14)$$

Les électrons passant cette sélection en plus de la coupure "lâche" (equ. 3.10) sont dit "stricts".

Corrections

Au sein de la reconstruction de $D\bar{O}$, l'énergie des objets électromagnétiques est corrigée par deux facteurs de correction successifs.

Le premier facteur est une correction dite "géométrique", qui tend à corriger les pertes d'énergie dans les parties non instrumentées du détecteur, telles le solénoïde, l'espace inter-cryostat et les interstices entre les modules du calorimètre. La simulation de gerbes électromagnétiques dans le calorimètre est utilisée pour obtenir ces facteurs de correction de perte d'énergie dans le détecteur en fonction de l'impulsion des électrons. Ce facteur de correction ne donne pas un étalonnage de l'énergie absolue. Il est appliqué à la fois aux données et à la simulation.

Le deuxième facteur correctif permet d'étalonner l'énergie absolue des électrons. Pour cela, des événements de données $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ sont utilisés. Puisque la masse du boson Z^0 est reconstruite à partir de l'énergie des deux leptons et que la valeur centrale de cette distribution est bien connue [3], la réponse du détecteur est étalonnée en faisant coïncider la masse dans les données et la simulation. D'autres méthodes d'étalonnage absolu ou relatif de l'énergie sont à l'étude et ne seront pas décrit ici.

L'application de ces deux facteurs de correction dépendant de l'impulsion et de la position de l'électron dans le détecteur permet de reconstruire la vraie cinématique de l'électron.

Dans la simulation, la résolution en énergie des électrons est sous-estimée du fait, entre autre, de la simulation approchée des matériaux morts et du solénoïde. L'énergie des électrons simulés est donc altérée de façon aléatoire suivant une loi gaussienne afin que la résolution dans la simulation concorde avec la résolution dans les données.

3.4.3.2 Jets de hadrons

Les jets de hadrons sont reconstruits avec des cônes de rayon R_{cone} égal à 0.5. Des cônes de rayon 0.7 sont utilisés dans les analyses visant à vérifier la prédiction des calculs de chromo-dynamique

quantique. Ces derniers ne seront pas détaillés ici. Sous certaines conditions, un cône peut être regroupé avec un autre ou bien être séparé en deux cônes. Les nombres de *merge* et *split* indiquent [35] respectivement quelle quantité de tels processus ont eu lieu.

Les jets de hadrons sont sélectionnés par les critères :

$$\begin{aligned}
 0.05 &\leq EM_{fraction} \leq 0.95 \\
 CH_{fraction} &\leq 0.4 \\
 Hot_{fraction} &\leq 10 \\
 N_{90} &> 1 \\
 \frac{SET_{L1}^{corr}}{1 - CH_{fraction} \cdot p_{T_{jet}}} &> \begin{cases} 0.2 & \text{si } 0.8 \leq |\eta_{jet}| \leq 1.5 \\ 0.4 & \text{sinon} \end{cases}
 \end{aligned} \tag{3.15}$$

où

- $EM_{fraction}$ est défini comme précédemment : c'est le rapport entre l'énergie déposée dans la partie électromagnétique du détecteur et l'énergie totale du jet. Des jets de hadrons auront tendance à déposer plus d'énergie dans la partie hadronique du calorimètre.
- $CH_{fraction}$ est la fraction de l'énergie du jet qui se trouve dans la partie hadronique grossière du calorimètre (voir CH au paragraphe 2.2.6). Cette variable est utilisée pour rejeter les jets reconstruits autour de cellules bruyantes dont le seuil est plus important dans cette partie du détecteur (voir table 2.3).
- $Hot_{fraction}$ est le rapport entre l'énergie de la cellule la plus énergétique et l'énergie de la seconde cellule la plus énergétique. La coupure sur cette variable tend à rejeter les jets reconstruits autour d'une cellule bruyante.
- N_{90} est le nombre de tours de plus grande énergie composant le jet qui possèdent plus de 90% de l'énergie du jet. De façon similaire à la coupure sur $Hot_{fraction}$, cette coupure vise à réduire le nombre de jets de bruit.
- SET_{L1} est la somme scalaire des énergies transverses au niveau L1 dans le cône. La dernière coupure de 3.15 est appelée "confirmation au niveau L1" et permet de rejeter des jets reconstruits autour d'une cellule bruyante due à l'électronique de lecture de précision.

Les jets et les électrons sont reconstruits avec le même algorithme de cône. Les critères de qualité des jets (3.15) et des électrons (3.10) ne sont pas exactement complémentaires et il se peut qu'un cône soit identifié comme un électron et comme un jet de hadron. Dans ces cas précis, parce que la probabilité qu'un jet ait une gerbe électromagnétique importante est inférieure à la probabilité que la gerbe d'un électron ait une partie de son énergie dans le calorimètre hadronique, l'objet reconstruit est considéré comme un électron.

Correction

À la différence de la reconstruction d'un électron, les jets de hadrons sont composés d'un certain nombre de hadrons formant une gerbe plus ou moins collimée originaire d'un parton unique dont la mesure de la cinématique est souhaitée. En particulier, dans le modèle empirique de reconstruction des jets à $D\bar{O}$, l'énergie E_{parton} du parton (quark ou gluon) au niveau du vertex primaire s'écrit :

$$E_{parton} = \frac{E_{mesurée} - E_0}{R \cdot S} \tag{3.16}$$

où $E_{mesurée}$ est l'énergie collectée dans le cône de rayon R_{cone} égal à 0.5 qui constitue le jet. Cette correction sera notée JES⁶. Les trois paramètres E_0 , R et S sont déterminés [39] à partir des données et de la simulation.

⁶Jet Energy Scale

- E_0 est la quantité d'énergie provenant d'interactions multiples, des résidus des protons, de l'empilement des événements et du bruit calorimétrique. Ce terme dépend de la pseudo-rapacité du jet considéré et de la luminosité instantanée de l'évènement. Il est mesuré et étudié dans des événements de données *MinimumBias* pour la contribution de l'évènement sous-jacent. Des événements de biais nul (*ZeroBias* voir paragraphe 2.2.1) sont utilisés pour la contribution de bruit et d'empilement. La figure 3.20 représente la densité d'énergie n'appartenant pas à l'énergie du jet. Ces effets sont simulés et étudiés avec le générateur PYTHIA.

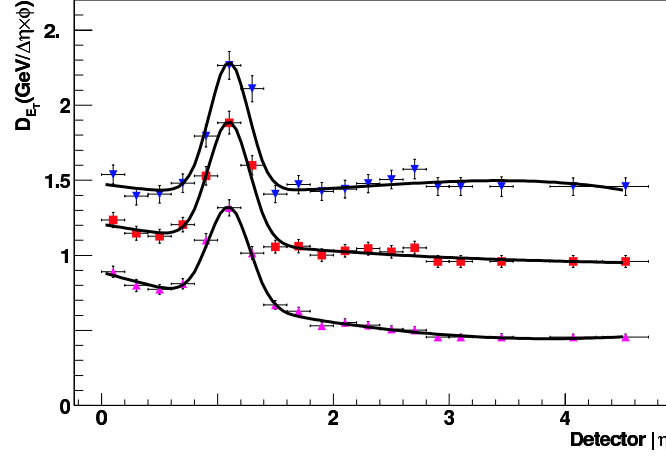


FIG. 3.20 – Densité d'énergie dans le calorimètre en fonction de $|\eta_{\text{detecteur}}|$ pour 1 (triangle pointant vers le haut), 2 (carré) et 3 (triangle pointé vers le bas) vertex primaires reconstruits. Les barres d'erreurs prennent en compte les erreurs statistiques, la fluctuation en ϕ et les variations suivant la luminosité.

- R est le facteur de réponse tenant compte de l'échantillonnage de l'énergie, soit le rapport entre l'énergie mesurée dans le milieu actif du calorimètre et l'énergie déposée réellement. Ce terme dépend de l'énergie du jet et de sa position dans le calorimètre. Ce facteur est déterminé sur des événements où un photon et un jet sont dos à dos en φ correspondant aux processus Compton QCD. Dans ces événements, l'état initial hadronique émet un photon énergétique (voir figure 3.21) dont l'impulsion transverse est théoriquement opposées à celle du jet, permettant un étalonnage de l'énergie du jet de hadron par l'énergie du photon.

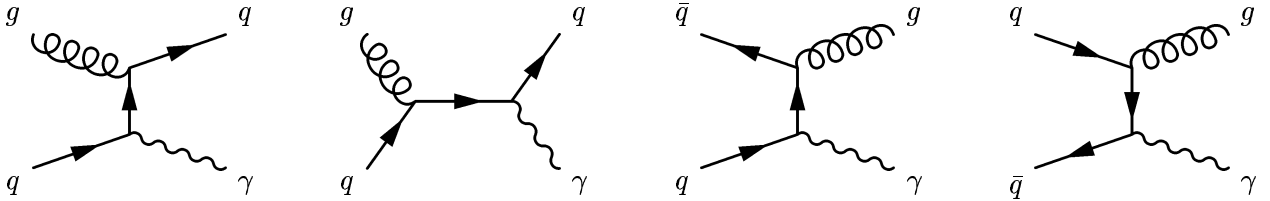


FIG. 3.21 – Diagrammes du processus Compton QCD au premier ordre de perturbation. La signature expérimentale de ces processus est un photon et un jet de hadrons dos à dos en φ permettant d'étalonner l'énergie du jet connaissant la cinématique du photon.

- S est le facteur de correction du fait que l'énergie des jets de hadrons n'est collectée que dans un cône de rayon 0.5. Une partie de l'énergie du parton initial, rayonnée sous forme de hadrons non-colinéaires peut se situer à l'extérieur du cône. Ce facteur dépend de l'énergie du jet et de sa position dans le calorimètre. Ce facteur est déterminé sur des échantillons de jets de données et de simulation dont les profils de gerbes sont étudiés.

Dans un jet de hadrons, lors de la désintégration électrofaible d'un quark b en un muon et un neutrino, ceux-ci n'étant pas mesurés dans le calorimètre, l'énergie du jet est tronquée. Un jeu de corrections spécifiques est déterminé pour ces cas particuliers de "jet de b ".

Résolution calorimétrique

La mesure de l'énergie des objets dans le calorimètre à échantillonnage possède trois sources d'incertitudes.

- Le bruit dans le calorimètre crée une densité d'énergie plus ou moins uniforme dans le détecteur mais indépendante de l'énergie des objets reconstruits. Dans le volume du cône, il y a ainsi une quantité moyenne d'énergie : $\delta_E^{bruit} = N$ où N est un paramètre appelé le terme de bruit.
- Comme il a été expliqué au paragraphe 2.2.6.1, l'énergie mesurée dans le calorimètre, pour une gerbe donnée, est proportionnelle au nombre d'électrons collectés sur les électrodes du détecteur. Ce nombre est naturellement soumis à des fluctuations statistiques et donc l'incertitude est proportionnelle à la racine carrée du nombre de charges collectées, soit la racine carrée de l'énergie mesurée : $\delta_E^{échantillonnage} = S\sqrt{E}$ où S est appelé le terme d'échantillonnage.
- L'étalonnage de l'énergie est linéaire en première approximation. Les non-homogénéités du détecteur sont prises en compte par le terme $\delta_E^{étalonnage} = C \cdot E$ où C est un paramètre appelé le terme constant.

La résolution en énergie des électrons et en énergie transverse des jets est donc paramétrée par les formules :

$$\frac{\sigma_{E_{\text{électron}}}}{E_{\text{électron}}} = \sqrt{C_e^2 + \frac{S_e^2}{E} + \frac{N_e^2}{E^2}} \quad (3.17)$$

$$\frac{\sigma_{p_{T,jet}}}{p_{T,jet}} = \sqrt{C_j^2 + \frac{S_j^2}{p_T} + \frac{N_j^2}{p_T^2}} \quad (3.18)$$

La table 3.2 donne la valeur des différents termes [40] pour la reconstruction des jets et des électrons dans le calorimètre. Le terme dominant dans la résolution des jets dans la région de l'ICD est le terme d'échantillonnage explicable par la diminution d'instrumentation de cette région. Le terme de bruit domine dans le reste du calorimètre mais cette contribution décroît rapidement avec l'énergie transverse du jet. Le terme constant est uniforme dans le détecteur et domine à haute énergie donnant une erreur de l'ordre de 6% sur l'énergie transverse des jets.

3.4.4 Muons

Les muons sont reconstruits principalement à l'aide du spectromètre à muons. Les scintillateurs donnent une preuve temporelle du passage du muon et confirment le signal des chambres à fils. L'identification des muons utilise cependant des informations des trajectographes et du calorimètre dans lequel il laisse un faible signal de particule au minimum d'ionisation qui se confond généralement avec le bruit.

Les muons reconstruits dans le spectromètre à muons sont appelés "muons locaux". Les muons qui possèdent une trace associée dans les trajectographes centraux sont dits "muons centraux".

Un muon "local" est reconstruit par des impacts dans les couches A, B ou C, indiqués par le nombre $|nseg|$. Une reconstruction à partir de A seulement est caractérisée par $|nseg|$ égale à 1. Si B ou C seulement sont utilisées, alors $|nseg|$ est égale à 2. Si les deux précédentes conditions sont vérifiées, alors $|nseg|$ est égale à 3.

La cohérence temporelle entre des impacts correspondants à des trajectoires traversant le détecteur permet de rejeter les muons provenant de l'extérieur du détecteur, tels les muons cosmiques.

électrons ($ \eta < 1.1$)	$C_e = 0.037$ $S_e = 0.15 \text{ GeV}^{-\frac{1}{2}}$ $N_e = 0.29 \text{ GeV}$
jets ($ \eta < 0.8$)	$C_j = 0.06$ $S_j = 1 \text{ GeV}^{-\frac{1}{2}}$ $N_j = 3 \text{ GeV}$
jets ($0.8 < \eta < 1.6$)	$C_j = 0.07$ $S_j = 1.1 \text{ GeV}^{-\frac{1}{2}}$ $N_j = 0.02 \text{ GeV}$
jets ($1.6 < \eta < 3.2$)	$C_j = 0.04$ $S_j = 0.7 \text{ GeV}^{-\frac{1}{2}}$ $N_j = 3 \text{ GeV}$

TAB. 3.2 – Paramétrisation de la résolution des électrons et des jets reconstruits dans le calorimètre.

Les chambres à fils du détecteur à muons permettent de reconstruire une trace locale, aboutissant à une mesure de l'impulsion grâce à l'action contrôlée du champ magnétique toroïdal. Les muons considérés par la suite sont appelés “muons moyens”. Ils sont reconstruits en remplissant les trois conditions suivantes :

- Au moins deux impacts dans les scintillateurs de la couche A.
- Au moins deux signaux de position dans les chambres à fils de la couche A et au moins deux signaux de position dans les chambres à fils des couches B ou C combinées.
- Au moins un impact dans les scintillateurs des couches B ou C.

La sélection appliquée sur les muons se résume donc aux coupures :

$$\begin{aligned}
 |nseg| &= 3 \\
 &\text{trace centrale} \\
 &\text{muon “moyen”} \\
 \frac{p_{T_{calo}}^{0.1 < \Delta R < 0.4}}{p_{T_{muon}}} &< 0.12 \\
 \frac{p_{T_{trace\ central}}^{\Delta R < 0.5}}{p_{T_{muon}}} &< 0.12
 \end{aligned} \tag{3.19}$$

où $p_{T_{calo}}^{0.1 < \Delta R < 0.4}$ est la somme de l'énergie transverse déposée dans le calorimètre entre deux cônes de rayon 0.1 et 0.4 centrés sur la direction du muon et $p_{T_{trace\ central}}^{\Delta R < 0.5}$ est la somme des impulsions transverses des traces dans un cône de rayon 0.5.

Bien que le canal d'analyse utilisé ne contienne pas de muons, ces critères de sélection sont utilisés pour effectuer un veto sur la présence d'un muon.

Correction

L'impulsion du muon, lorsqu'elle est mesurée seulement dans le spectromètre à muons, est corrigée de la prédiction du signal de minimum d'ionisation laissé dans le calorimètre. Lorsque l'impulsion est mesurée dans les trajectographes centraux, cette impulsion n'est pas corrigée.

Résolution

Il y a trois sources d'incertitude quant à la mesure de l'impulsion des muons dans le spectromètre à muons [41].

- La précision avec laquelle sont positionnés les impacts dans le spectromètre à muons donne l'incertitude $\sigma_p^{position} = \gamma \cdot p^2$ où γ est le paramètre de l'incertitude.
- Les diffusions multiples et la perte d'énergie dans les matériaux de l'ensemble des détecteurs précédant le spectromètre à muons contribuent à l'incertitude $\sigma_p^{diffusion, perte} = \alpha(p - \beta)$ où α quantifie la perte par diffusions multiples et β la perte d'énergie.

La résolution sur la mesure de l'impulsion des muons est donc donnée par :

$$\frac{\delta p_{muon}}{p_{muon}} = \sqrt{\gamma^2 \cdot p_{muon}^2 + \frac{\alpha^2 (p_{muon} - \beta)^2}{p_{muon}^2}} \quad (3.20)$$

Les valeurs des paramètres sont données dans la table 3.3.

Central (FAMUS)	$\alpha = 0.36$
	$\beta = 3.1 \text{ GeV}$
	$\gamma = 0.005 \text{ GeV}^{-1}$
Bouchons (WAMUS)	$\alpha = 0.21$
	$\beta = 1.8 \text{ GeV}$
	$\gamma = 0.006 \text{ GeV}^{-1}$

TAB. 3.3 – Paramétrisation de la résolution en énergie des muons.

3.4.5 Energie Manquante

Dans un évènement, si des particules ayant une très faible interaction avec la matière (comme les neutrinos) sont produites, il se crée un déficit dans la conservation de l'impulsion dans le détecteur dû à l'impulsion emportée par ces particules “invisibles”.

Dans les collisions hadroniques, le référentiel au repos de centre de masse de l'interaction partonique n'est pas au repos dans le référentiel du laboratoire, et pis, la cinématique de ce référentiel n'est pas connue événement par événement. Comme il est impossible de mesurer les résidus des protons et anti-protons qui ont contribué à l'évènement⁷, la conservation de l'impulsion totale ne peut pas être appliquée. Cependant, l'impulsion transverse des partons initiaux est négligeable par rapport aux énergies créées dans le plan transverse (x, y) , la conservation de l'impulsion dans la plan transverse est valide. La présence d'une particule “invisible” est donc détectée par le déficit dans la somme des impulsions transverses des objets reconstruits.

Dans un premier temps, la somme vectorielle des énergies transverses déposées dans le calorimètre est calculée. Les cellules situées dans les sections hadroniques grossières du calorimètre ne sont cependant considérées que si elles appartiennent à un jet de hadrons dû à leur haut niveau de bruit électronique (voir table 2.3). L'énergie transverse manquante est l'opposé de cette somme vectorielle.

⁷dû aux pertes dans le tube à vide

Correction

L'énergie des électrons et des jets de hadrons est corrigée après reconstruction à partir de l'information des cellules du calorimètre. Il est donc nécessaire de propager de façon cohérente l'effet de ces corrections à la somme vectorielle de l'énergie des cellules du calorimètre.

L'impulsion des muons présents dans l'évènement est ajoutée à la somme vectorielle de l'impulsion transverse. Le signal de minimum d'ionisation laissé par le muon dans le calorimètre est soustrait pour ne pas être compté deux fois.

3.5 Effet de l'algorithme T42 sur la reconstruction calorimétrique

L'algorithme T42 est présenté au paragraphe 3.2. C'est une suppression de zéro dynamique sur le principe :

Seules les cellules avec un signal de plus de $4\sigma_{ped}$ et leur voisines directes ayant un signal de plus de $2.5\sigma_{ped}$ sont conservées.

Sont présentés les effets de l'algorithme sur la reconstruction des objets à partir de l'information du calorimètre : jets, électrons, énergie transverse manquante et énergie non regroupée. L'effet sur la qualité générale des données conclut cette section.

3.5.1 Effet sur les jets

L'importance du bruit et la taille des cellules dans le CH sont à l'origine de la reconstruction de faux jets. Comme l'algorithme T42 réduit plus fortement le nombre de cellules dans le CH que dans les autres parties du calorimètre, une réduction du nombre de jets de bruit est attendue. En moyenne, le nombre de jets reconstruits diminue avec l'application de T42 (voir figure 3.22). Les

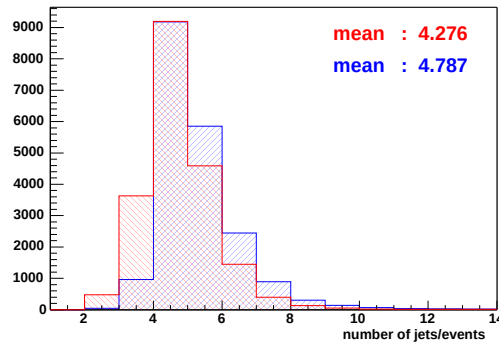


FIG. 3.22 – Distribution du nombre de jets reconstruits dans des évènements sélectionnés avec la méthode de déclenchement 4JT10 (au moins 4 jets jusqu'au niveau 3 et au moins 100 GeV de somme scalaire d'énergie transverse des jets). La distribution dans les données sans l'algorithme T42 est Le nombre de jets reconstruits avec l'application de T42 est réduit de l'ordre de 10%. La distribution avec l'application de T42 (rayé vers le bas à droite) a pour moyenne 4.276.

jets qui sont supprimés par T42 sont plutôt centraux avec $|\eta|$ inférieur à 2, de faible impulsion transverse et ils sont le regroupement d'au moins deux jets reconstruits proches l'un de l'autre⁸ (voir figure 3.23 et 3.24).

⁸Nombre de *merge* supérieur à 1

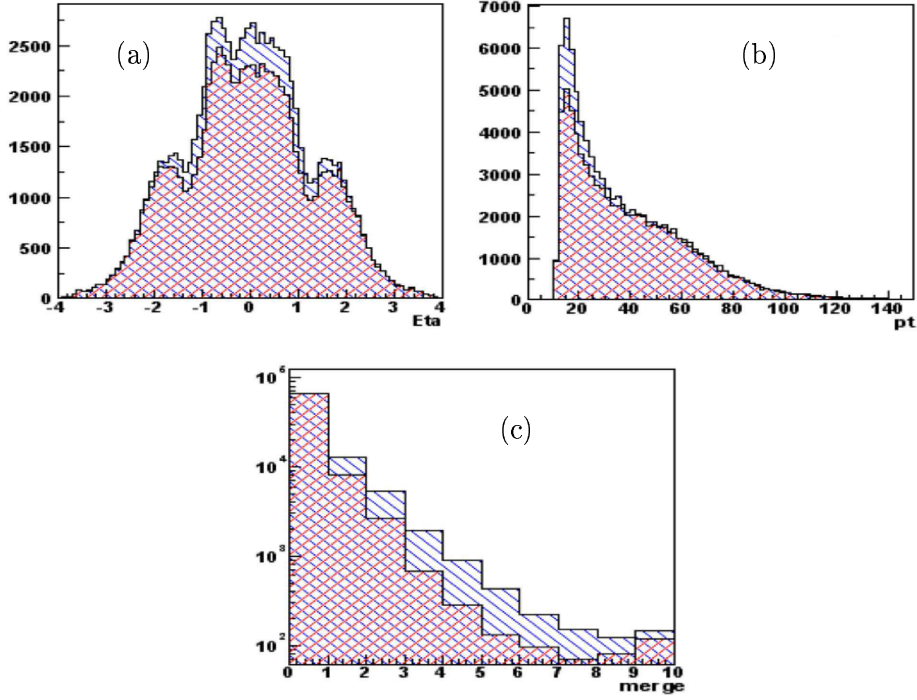


FIG. 3.23 – Distributions de η (a) , p_T (b) et nombre de regroupements (c) des jets reconstruits avec (rayée vers le bas à gauche) et sans (rayée vers le bas à droite) application de l'algorithme T42. Les jets supprimés par l'algorithme sont plutôt centraux, de faible énergie, provenant de regroupements de plusieurs jets.

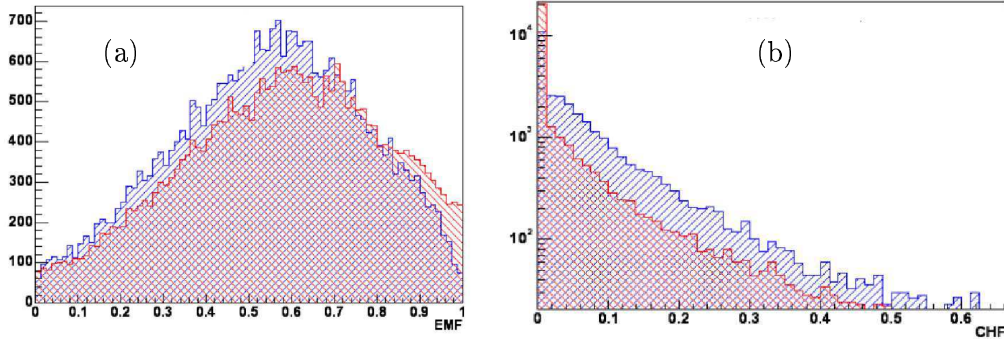


FIG. 3.24 – Distributions de la fraction électromagnétique (a) et fraction hadronique (b) des jets reconstruits avec (rayée vers le bas à droite) et sans (rayée vers le bas à gauche) application de l'algorithme T42. Les jets supprimés par l'algorithme ont une petite fraction d'énergie électromagnétique et une relativement grande fraction d'énergie dans le CH.

La fraction d'énergie électromagnétique des jets augmente tandis que la fraction d'énergie dans le CH diminue. L'efficacité de reconstruction des jets ne change pas pour des jets de grande impulsion [43], tandis qu'à basse énergie transverse (en dessous de 40 GeV), une optimisation de seuil de coupure en énergie dans la reconstruction des jets et des coupures de sélection a été effectuée pour s'adapter aux modifications apportées par T42.

Par ailleurs, l'application de T42 améliore la résolution en énergie des jets ayant une impulsion

transverse inférieure à 60 GeV comme l'indique la figure 3.25.

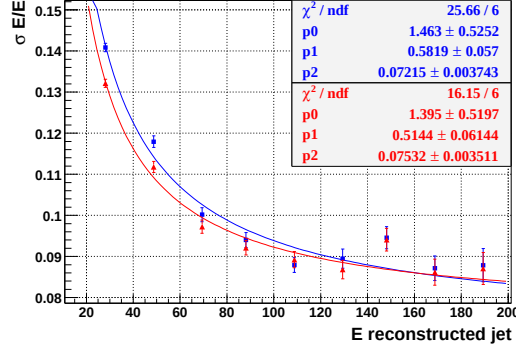


FIG. 3.25 – Courbe de résolution en énergie des jets en fonction de l'énergie reconstruite, déterminée sur des événements Compton QCD. Les ajustements standards montrent une amélioration de la résolution en énergie, par l'application de la suppression de bruit T42. La courbe inférieure (boîte de statistique inférieure) donne la résolution avec application de T42.

D'autres études ont été réalisés au sein de la collaboration DØ, montrant la réduction du nombre de jets de bruit avec l'application de T42.

3.5.2 Effet sur les électrons

La somme de l'énergie des cellules supprimées par T42 dans un amas de cellules d'un électron en fonction de son énergie transverse est représentée sur la figure 3.26. Cette énergie supprimée est limitée par les valeurs de σ_{ped} (voir table 2.3) de l'ordre de quelques dizaines de MeV en fonction de la position de la cellule dans le calorimètre. Puisque la forme d'une gerbe électromagnétique est relativement indépendante de l'énergie de l'électron, l'effet de la suppression T42 est moindre pour des électrons de haute énergie.

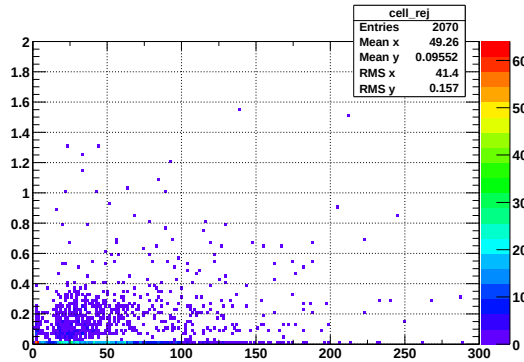


FIG. 3.26 – Distribution de la somme des impulsions transverses (GeV) des cellules d'un électron supprimées par T42 en fonction de l'impulsion transverse de l'électron avant T42 (GeV).

L'effet de T42 sur des électrons de basse énergie est vérifié en reconstruisant la résonance J/Ψ en e^+e^- . La figure 3.27 représente la masse invariante du J/Ψ parmi un bruit de fond modélisé par une distribution exponentielle. L'algorithme T42 ne détériore pas la reconstruction des électrons de basse énergie.

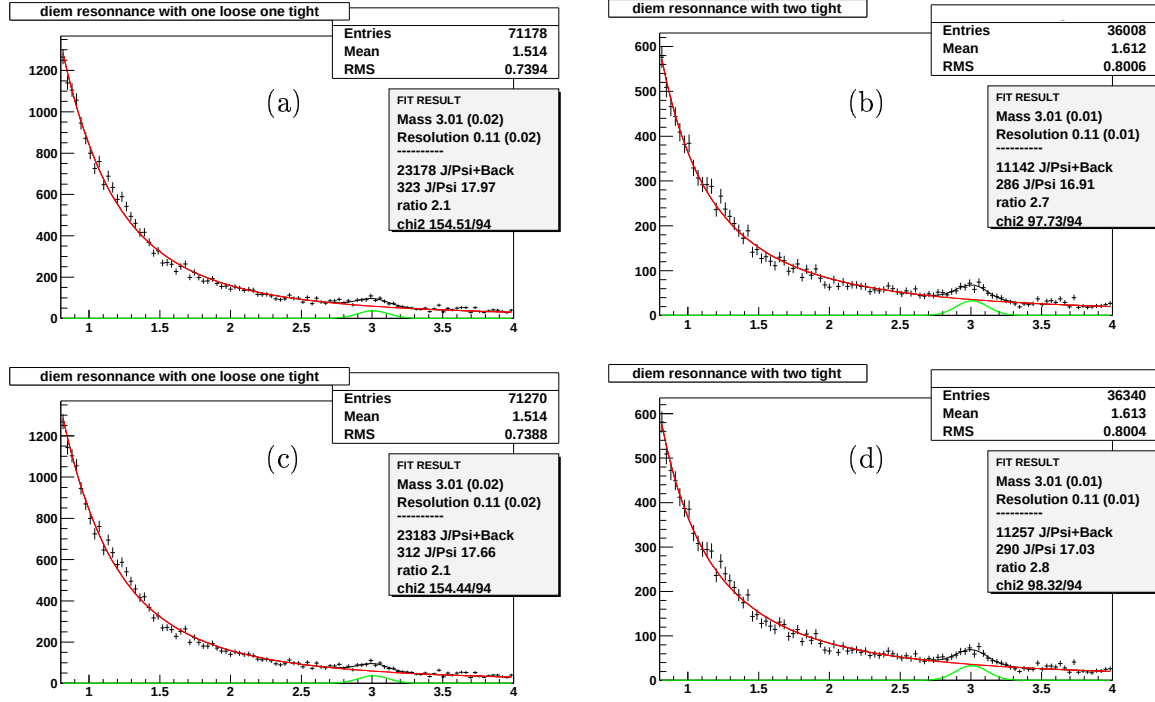


FIG. 3.27 – Distribution de la masse invariante de système e^+e^- de basse énergie. Lorsque l'un des leptons passe une coupure stricte et l'autre une coupure lâche (a et c) et lorsque les deux leptons passent la sélection stricte (b et d). Sans (a et b) l'application de l'algorithme T42 et avec (c et d). La masse de la résonance du J/Ψ est reconstruite à 3 GeV. Le bruit de fond est modélisé par une exponentielle décroissante, le signal du J/Ψ est supposé gaussien.

A l'opposé du spectre en énergie, l'effet de T42 sur des électron de haute énergie est vérifié en reconstruisant le boson Z^0 se désintégrant en e^+e^- . La figure 3.28 montre le spectre de masse invariante des deux leptons de plus de 20 GeV reconstruits dos à dos en φ . Sur le lot de données $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ reconstruit et préselectionné sans T42, l'application de T42 ne détériore pas la reconstruction des électrons.

3.5.3 Effet sur l'énergie transverse manquante

La fréquence de production de particules à faible interaction dans un lot de données non présélectionnées étant basse, la moyenne attendue pour l'énergie transverse manquante est faible. L'algorithme T42 réduit significativement l'énergie transverse manquante (14 %) et l'énergie transverse scalaire (26 %) (voir figure 3.29). Il est cependant normal que la somme scalaire de l'énergie transverse diminue puisqu'un nombre significatif de cellules est rejeté.

La variable $sig_{MET} \equiv MET/\sqrt{SET}$ donne une signification de l'énergie manquante. sig_{MET} est proportionnelle à la racine carrée de la résolution des projections en x et en y de l'énergie transverse manquante. La valeur moyenne de cette variable diminue de 18 % (voir figure 3.30) avec l'application de T42. Cela correspondrait à une réduction de 14 % de la résolution en x et en y. La figure 3.29 présente les distributions des projections en x et en y de l'énergie transverse manquante. La valeur moyenne se rapproche de zéro, caractérisant une diminution du bruit dans les événements. La résolution en x et en y diminue de 14 %, ce qui correspond au comportement attendu. Le comportement statistique de sig_{MET} est conservé avec l'application de T42, ce qui

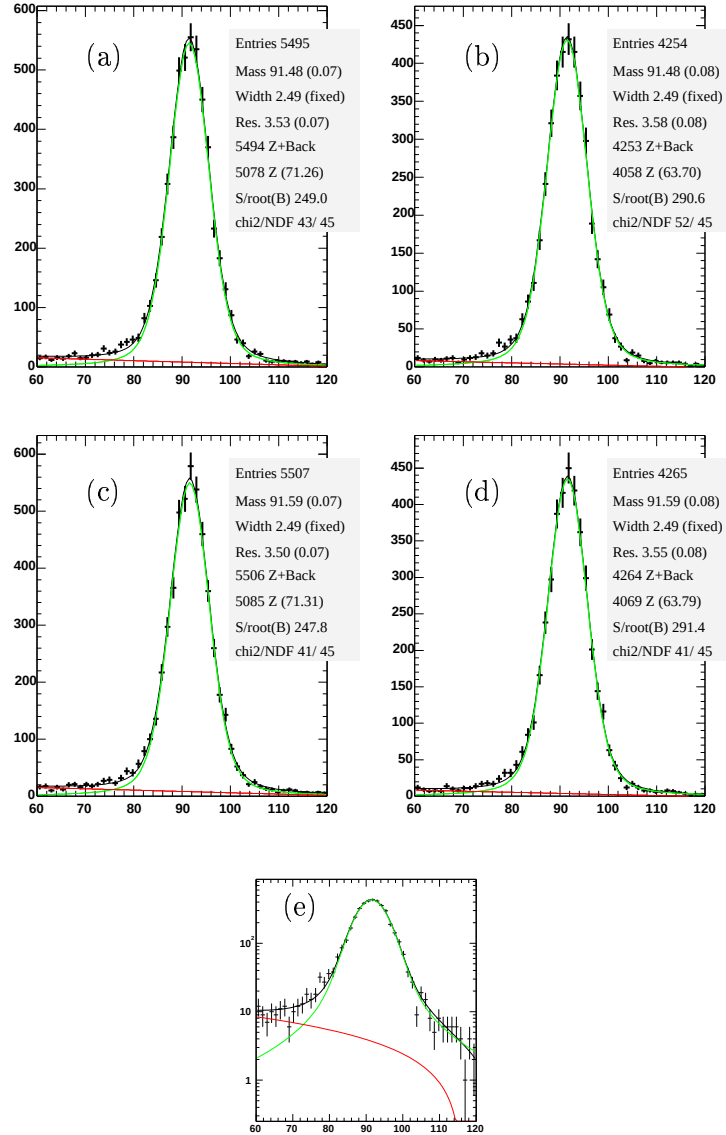


FIG. 3.28 – Distribution de masse invariante de système e^+e^- de haute énergie, dos à dos en φ . La masse du boson Z^0 est reconstruite à 91 GeV. A gauche, lorsque l'un des leptons passe une coupure lâche et l'autre une coupure stricte. A droite, lorsque les deux électrons passent les coupures strictes. Sans (en haut) l'application de l'algorithme T42 et avec (au milieu). Le signal est modélisé par la convolution d'un Breit Wigner de largeur fixe (2.49 GeV) et d'une gaussienne de largeur variable. Le bruit de fond est modélisé par un polynôme du second degré. En bas, accord de l'ajustement des données par le modèle présenté en échelle logarithmique.

3.5. EFFET DE L'ALGORITHME T42 SUR LA RECONSTRUCTION CALORIMÉTRIQUE

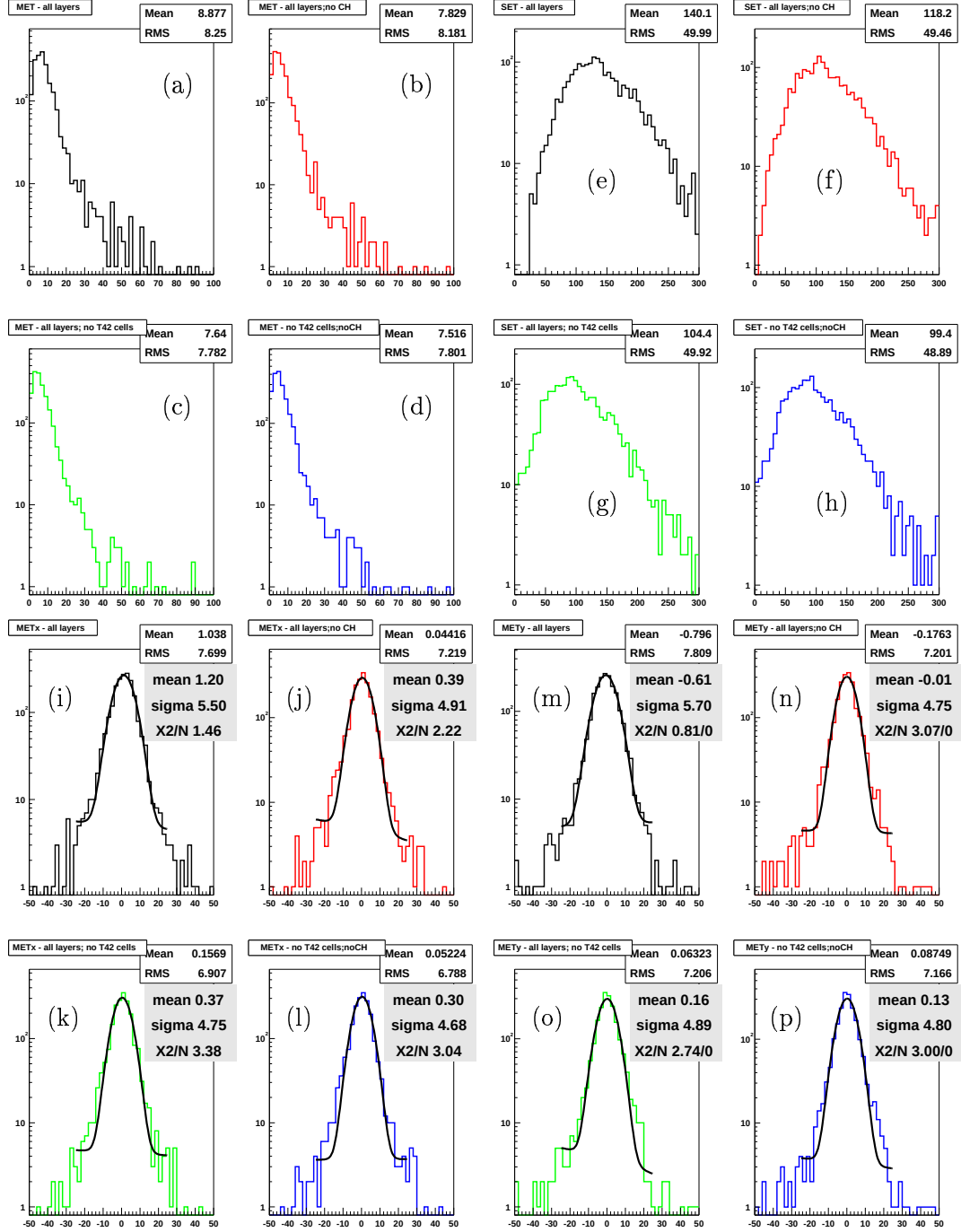


FIG. 3.29 – Pour des événements non-présélectionnés, distributions de l'énergie transverse manquante (a, b, c, d), de la somme scalaire de l'énergie transverse (e, f, g, h) et de la projection en x (i, j, k, l) et y (m, n, o, p) de l'énergie transverse manquante (en GeV). Les deux variables sont calculées avec toutes les cellules (a, e, i, m), toutes les cellules sauf celles du CH (b, f, j, n), toutes les cellules gardées par T42 (c, g, k, o) et toutes les cellules gardées par T42 excepté celles du CH (d, h, l, p).

signifie que la distribution d'énergie dans le calorimètre n'est pas biaisée ; seul le bruit est supprimé. La résolution est donc améliorée mais pas de façon artificielle.

L'amélioration des distributions de l'énergie donne un meilleur accord entre données et simulation.

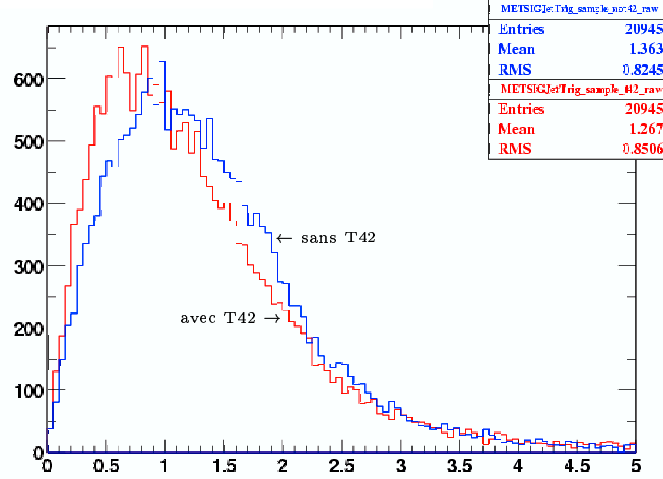


FIG. 3.30 – Distribution de $sig_{MET} = MET/\sqrt{SET}$ dans un lot de données non-présélectionnées avec et sans l'application de T42. La diminution de la valeur moyenne suite à l'utilisation de l'algorithme T42 indique que l'énergie transverse manquante est plus significative de l'absence de particules non-détectées.

3.5.4 Effet sur l'énergie non regroupée

Dans des événements de production d'un boson $W^\pm$ ou Z^0 à partir de l'état initial hadronique, le boson est créé quasiment au repos du fait de sa masse élevée. Le faible recul transverse dans le centre de masse est constitué de hadrons mous émis dans la direction opposée au boson. Ces hadrons mous sont cependant rarement reconstruits et représentent "l'énergie non regroupée", c'est-à-dire qu'elle n'appartient à aucun des objets reconstruits dans le calorimètre. En l'absence de production d'un jet de hadrons supplémentaire, du fait de la conservation de l'impulsion transverse, la somme des impulsions transverses des hadrons mous et l'impulsion du boson sont théoriquement exactement opposées.

Cette énergie non regroupée est calibrée dans des événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ sans production de jets supplémentaires pour l'appliquer à des événements de production de boson W et ainsi mieux reconstruire ces derniers [44]. La cinématique du Z^0 est reconstruite exactement puisque les deux leptons issus de sa désintégration sont mesurés. La figure 3.31 montre la corrélation entre l'impulsion de recul et l'impulsion du boson Z^0 . Un ajustement linéaire de ces distributions donne l'étalonnage de l'impulsion transverse du boson en fonction du recul, étalonnage appliqué à des événements $W \rightarrow e\nu$. Cette pente varie de 1.63 à 1.57 avec l'application de T42 avec une erreur statistique sur la pente de 0.05. Ceci représente une augmentation de l'énergie de recul, du fait de la suppression de bruit. La largeur transverse des distributions de la figure 3.31 donne une indication de la qualité de l'étalonnage par l'énergie de recul. Cette largeur est présentée sur la figure 3.32, avec et sans l'application de l'algorithme T42 : elle diminue de 2.82 à 2.74. L'erreur statistique sur ces valeurs est de 0.10.

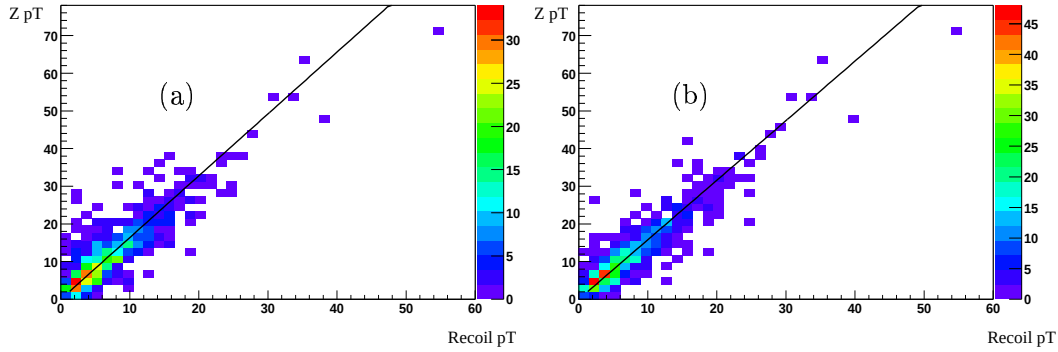


FIG. 3.31 – Distribution de l'impulsion transverse du boson Z^0 en fonction du recul hadronique dans des événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ sans jets supplémentaires, sans (a) et avec (b) application de T42. La pente de l'ajustement linéaire décroît de 1.63 à 1.57.

La diminution de la largeur et de la pente présentée dans ce paragraphe permet l'amélioration des mesures liées au boson W et aux événements W+jets qui est le bruit de fond physique principal dans la mesure de $\sigma_{t\bar{t}}$.

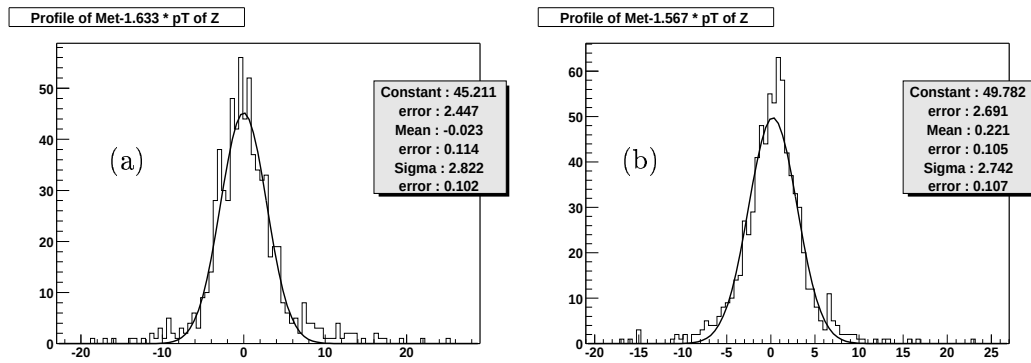


FIG. 3.32 – Projection des distributions de la figure 3.31 suivant la normale à l'ajustement linéaire. La largeur de la distribution entre dans le calcul de l'erreur sur la correction de l'énergie non regroupée. Les ajustements gaussiens (trait plein) montrent une réduction de 2.82 à 2.74 de la largeur sans (a) et avec (b) l'application de l'algorithme T42.

3.6 Qualité de données

La qualité de la reconstruction calorimétrique est améliorée par :

- L'étalonnage des non-linéarités de l'électronique du calorimètre.
- La correction des possibles effets de détecteur dégradant les données.
- Une meilleure suppression de zéro par l'algorithme T42, qui offre aussi des avantages en algorithmiques.
- D'autres travaux qui ne sont pas présentés ici.

La construction du lot de données utilisé pour l'analyse présentée est décrite au chapitre suivant.

Chapitre 4

Données et simulation

*Alors vous imaginez ma surprise, au lever du jour, quand
une drôle de petite voix m'a réveillé. Elle disait :
- S'il te plaît... dessine-moi un mouton !*

Antoine de Saint-Exupéry dans *Le petit Prince*

La simulation des événements de signal et de bruits de fond est présentée dans un premier temps. Pour la mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$, le lot de données est sélectionné sur un critère de déclenchement approprié et en supprimant au mieux les données de mauvaise qualité. Le lot d'analyse, enrichi en désintégration de bosons W est obtenu par une succession de sélections. La probabilité que les événements de signal simulés passent cette sélection est estimée et des facteurs de correction données/simulation sont appliqués lorsque la simulation ne reproduit pas les données de manière satisfaisante.

4.1 Simulation

La simulation des événements de physique dans le détecteur DØ est décrite dans cette section. Les différentes étapes, de la génération de l'évènement physique à la simulation de la prise de données, sont décrits. Des comparaisons données/simulation sont données en expliquant les différentes corrections appliquées pour en améliorer l'accord.

4.1.1 Aspect algorithmique

Générateurs

Le modèle standard permet d'effectuer des prédictions sur les observables que l'on peut atteindre par l'expérience. Ces prédictions sont effectuées en simulant avec un générateur¹ les processus physiques considérés. Le générateur ALPGEN [46] dans sa version 1.3.3 est utilisé pour produire les interactions non élastiques à partir de la modélisation des protons paramétrés par les fonctions de densités de partons CTEQ5L [4]. Le générateur PYTHIA 6.2 [47] est utilisé pour produire les gerbes de partons (*parton shower*) et l'hadronisation des partons générés par ALPGEN.

Deux autres générateurs dédiés à certaines désintégrations sont utilisés :

- EVTGEN pour les désintégrations des hadrons beaux produits lors de l'hadronisation de quarks b .
- TAUOLA pour la désintégration du lepton τ en leptons e et μ ou en hadrons.

Simulation du détecteur

A ce niveau de la simulation, l'ensemble de la cinématique des particules stables issues de l'interaction des partons initiaux est disponible. Le comportement de ces dernières lors de leur passage dans les matériaux du détecteur est simulé à l'aide du programme GEANT 3 dans un programme spécifique appelé dØgstar. La description du détecteur dans le programme de simulation est un travail minutieux où le moindre objet présent dans le détecteur, même totalement dépourvu de capteurs doit être paramétré.

Simulation de la prise de données

La réponse de l'électronique de lecture des sous-détecteurs est alors simulée par un programme développé spécifiquement pour DØ : dØsim. La non-linéarité de l'électronique du calorimètre est entres autres simulée, en appliquant l'inverse de la correction détaillée au paragraphe 3.1, dégradant ainsi le signal en coups d'ADC pour qu'il ressemble à une digitalisation réelle comportant des non-linéarités.

Les collisions multiples pouvant se produire lors du croisement des faisceaux ne sont pas simulées. Des événements de données de *MinimumBias* sont superposés à la simulation et ajustées de façon à reproduire les distributions du nombre de vertex d'interactions.

Finalement les fichiers de données simulées sont équivalents aux fichiers de données provenant de la véritable acquisition de données du détecteur. Ces données simulées peuvent ainsi être reconstruites et traitées par les mêmes algorithmes d'analyse que les données réelles, permettant un traitement homogène des données et de la simulation.

¹Un générateur est un programme qui permet de produire les 4-vecteurs des particules d'un processus physique donné.

4.1.2 Accord données/simulation

Pour les figures 4.3 à 4.4, un lot de données préselectionnées est comparé avec la simulation. L'hypothèse est faite que le lot ne contient que deux contributions : du bruit de fond QCD² (voir paragraphe 5.1.3) et des événements W+1 jet (voir paragraphe 5.3.1). Pour obtenir un bon accord, plusieurs ajustements sont nécessaires.

4.1.2.1 Reconstruction des jets

La simulation des jets de hadrons et la réponse du calorimètre à ces derniers est une partie difficile de l'analyse. A processus équivalent, plus de jets sont reconstruits dans la simulation que dans les données. Cela se traduit par le fait que l'efficacité de reconstruction des jets dans la simulation est plus grande que dans les données. Pour pallier à cette différence, les jets de la simulation sont conservés aléatoirement en suivant une loi de probabilité qui est le facteur de correction données/simulation de l'efficacité de reconstruction des jets. Ce facteur de correction est déterminé sur des événements Compton QCD (voir paragraphe 3.4.3.2). La figure 4.1 montre la paramétrisation de ce facteur de correction en fonction de l'impulsion transverse du photon qui est mesurée précisément et sur laquelle l'impulsion du jet a été étalonnée.

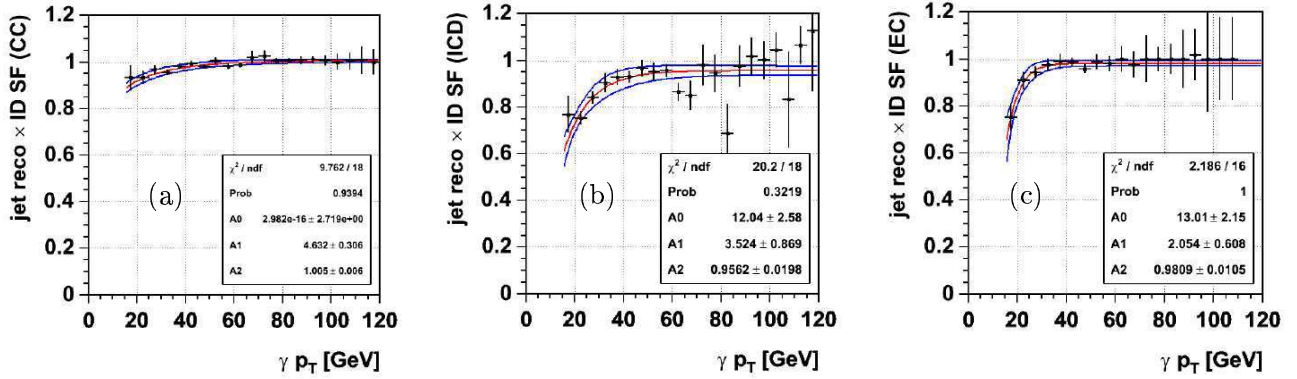


FIG. 4.1 – Paramétrisation des facteurs de correction données/simulation pour les efficacités de reconstruction des jets dans le calorimètre central (a), dans l'ICD (b) et dans les calorimètres bouchons (c). L'axe des abscisses donne l'impulsion transverse du photon qui est la même que celui du jet dans les événements Compton QCD (voir figure 3.21) à partir desquels ces facteurs de correction sont déterminés.

4.1.2.2 Résolution en énergie

La présence de matériaux en amont du calorimètre ($2X_0$ au total) influe sur la résolution en énergie des objets reconstruits. Parce que la modélisation n'est pas aussi détaillée que la réalité, la résolution est meilleure dans la simulation que dans les données.

La résolution est dégradée dans la simulation pour reproduire celle observée dans les données. L'énergie des objets reconstruits dans le calorimètre est altérée en la multipliant par un facteur tiré au hasard suivant une loi de probabilité gaussienne de moyenne nulle dont la largeur est la différence quadratique des résolutions dans les données et dans la simulation.

²Modélisé à partir des données

Des études sont en cours pour comprendre ces différences. Par exemple, la simulation plus précise du solénoïde donne une amélioration de l'accord données/simulation (voir figure 4.2).

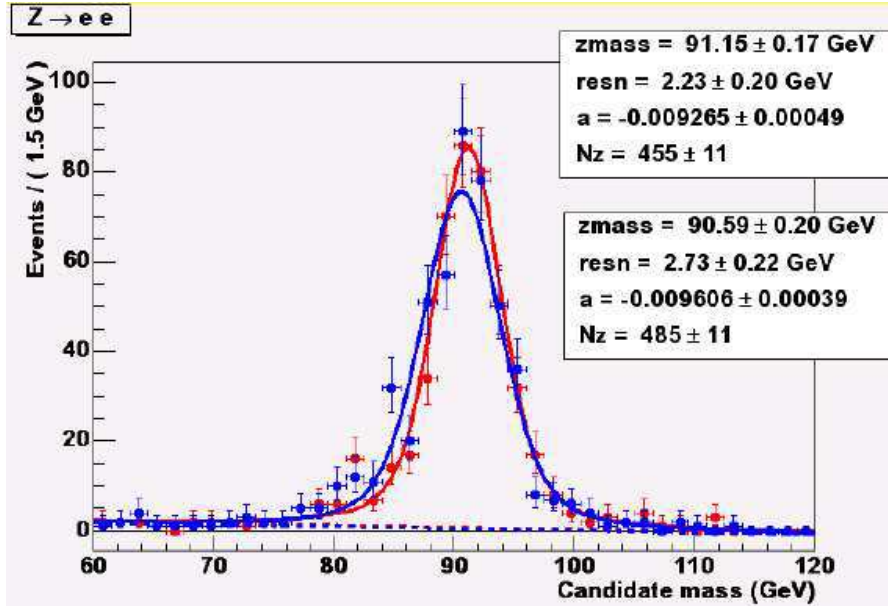


FIG. 4.2 – Reconstruction de la masse invariante du boson Z^0 dans la simulation d'évènements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$. La courbe ayant le plus grand maximum est l'ajustement d'une fonction *voigt* à la distribution (boîte de statistiques supérieure) de masse invariante avant implémentation d'une description plus détaillée du solénoïde. La résolution passe de 2.23 GeV à 2.73 GeV, après implémentation de cette description plus détaillée, donnant ainsi un meilleur accord données/simulation.

4.1.2.3 Énergie transverse manquante

La résolution de l'énergie transverse manquante est par construction liée à la résolution en énergie des autres objets reconstruits à l'aide de l'information du calorimètre et du spectromètre à muons. Après application des facteurs de correction pour la résolution des électrons et des jets, les distributions de l'énergie transverse manquante dans les données et la simulation sont en bon accord (voir figures 4.3, 5.6, 5.37, 5.42 et 5.47).

La comparaison des variables cinématiques utilisés dans l'analyse est représentée dans les figures 4.3 et 4.4 dans le lot W+1 jet.

4.1.3 Évènements simulés

Évènements $t\bar{t} \rightarrow \text{lepton} + \text{jets}$

Les évènements de production de paires $t\bar{t}$ où l'un des deux quarks top a une désintégration semi-leptonique produisant de façon équiprobable les trois saveurs e , μ et τ ont été engendrés en prenant une échelle de factorisation et de renormalisation commune à 175 GeV.

Le lot de données de simulation utilisé pour modéliser notre signal comporte, en accord avec le rapport de branchement (equ. 1.12), les désintégrations leptoniques du W en électron et W en tau qui se désintègrent en électron.

Au paragraphe 1.3.4, il est mentionné que la saveur du quark émis lors de la désintégration électrofaible du quark top n'est pas prise en compte. Cependant, dans la simulation, 100% des désintégrations de top produisent un quark b. Le quark b va s'hadroniser en particules avec des durées de vie suffisantes [13] pour avoir un vertex de désintégration déplacé. L'hypothèse est faite que l'effet de ce déplacement de quelques millimètres n'a pas d'influence visible sur la topologie des événements.

Evènements W+jets

Les événements W+jets sont le bruit de fond physique principal de l'analyse (voir paragraphe 1.3.5.2), un grand nombre de ces processus est donc nécessaire. Des sous-lots de simulation sont engendrés dans plusieurs multiplicités de partons rayonnés de l'état initial : 1, 2, 3 et plus que 4 partons. Ces multiplicités sont considérées avant la simulation du *parton shower*. Il y a un certain nombre d'événements qui sont comptabilisés plus d'une fois entre les différentes multiplicités. En effet, un parton dans l'état final généré par ALPGEN dans une multiplicité donnée peut aussi avoir été engendré par rayonnement de parton simulé par PYTHIA. Ceci pose un problème pour construire un lot W+jets inclusif à partir des différents sous-lots. Plusieurs recommandations théoriques sont disponibles pour retirer les événements doublement comptés, mais comme ces méthodes ne sont pas certifiées, les lots seront utilisés dans leur multiplicité de partons dans l'état final respectif.

Il serait possible de générer un lot inclusif W+jets, mais le nombre d'événements dans chaque multiplicité de jets reconstruits diminue exponentiellement avec le nombre de jets. Il faudrait alors un lot de très grande taille pour effectuer l'analyse avec au moins quatre jets reconstruits.

L'effet du choix de l'échelle de factorisation sera étudié dans le calcul des erreurs systématiques. Par défaut, l'échelle de factorisation est $\mu_F^2 = M_W^2 + \sum_{parton} p_{T_{parton}}^2$. Un lot de données simulées est engendré dans la quatrième multiplicité de partons initiaux avec une échelle de factorisation de $\mu_F'^2 = \langle p_{T_{parton}} \rangle^2$.

Autres lots

Les bruits de fond de l'analyse mentionnés au paragraphe 1.3.5.2 ont été engendrés.

- Des lots d'événements $t\bar{t} \rightarrow dilepton$ où les deux bosons issus de la désintégration de la paire $t\bar{t}$ sont forcés à se désintégrer en paire lepton/neutrino.
- Le bruit de fond $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ est estimé en engendrant de tels événements en sous-lots en fonction de la multiplicité des partons initiaux. Un lot d'événements inclusif dans le nombre de jets est aussi engendré. Ce lot servira également à la mesure des efficacités des électrons.

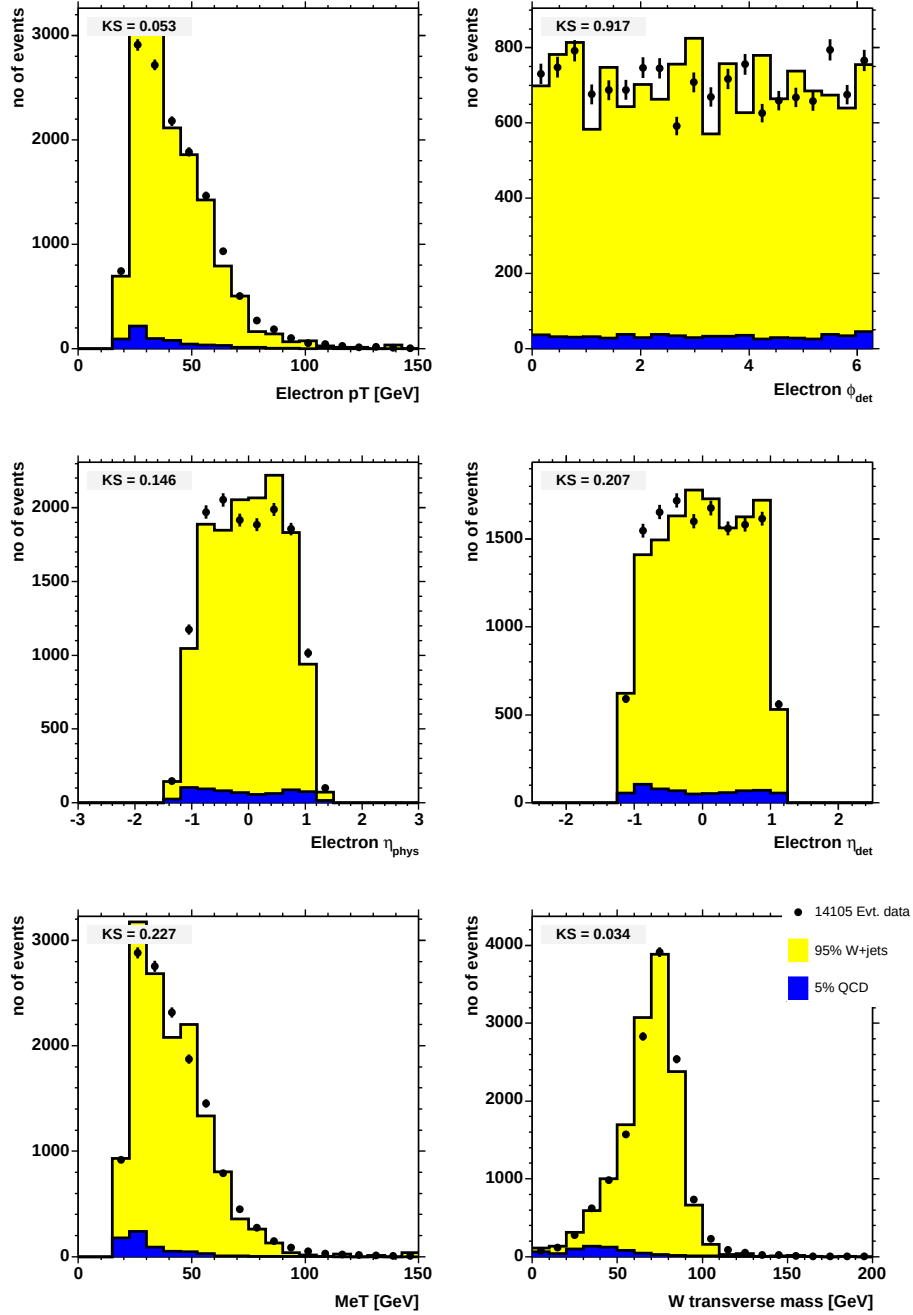


FIG. 4.3 – $W+1jet$ - Distribution de p_T , φ , $\eta_{d\acute{e}tecte\grave{u}r}$, $\eta_{physique}$ du candidat \u00e9lectron, l'\u00e9nergie transverse manquante et la masse transverse du syst\u00e8me $e\nu$. Les donn\u00e9es pr\u00e9s\u00e9lectionn\u00e9es avec exactement 1 jet reconstruit sont superpos\u00e9es \u00e0 la pr\u00e9diction incluant (en partant du bas de chaque histogramme) le bruit de fond QCD (bleu) et la contribution W+jets (jaune). Le nombre en haut \u00e0 gauche de chaque distribution est la probabilit\u00e9 du test de Kolmogorov-Smirnov (voir paragraphe 5.3.1).

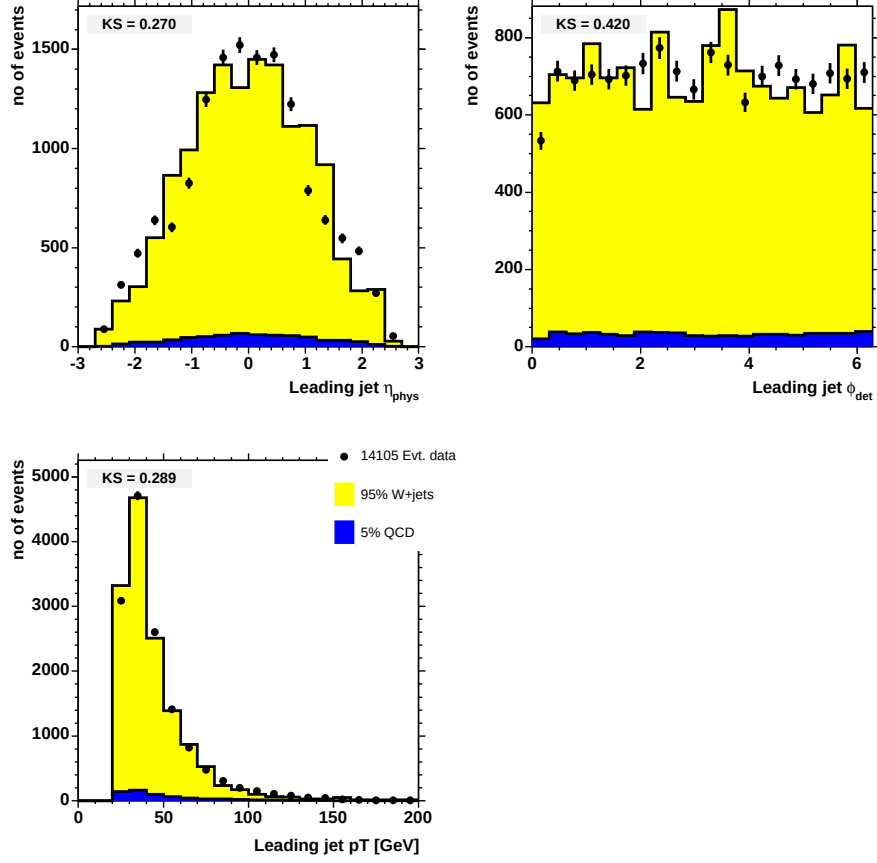


FIG. 4.4 – $W+1jet$ - Distribution des variables $\eta_{physique}$, φ et p_T du jet de l'évènement. Les données présélectionnées avec exactement 1 jet reconstruit sont superposées à la prédiction incluant (en partant du bas de chaque histogramme) le bruit de fond QCD (bleu) et la contribution $W+jets$ (jaune).

4.2 Constitution du lot de données

Le système de déclenchement du détecteur décide si un événement doit être enregistré ou non. Le choix de la méthode de déclenchement se porte sur des critères proches de la signature expérimentale du signal. Des périodes de données sont rejetées sur des critères de qualité liés aux sous-détecteurs ou après une analyse succincte des données. Les données sont triées suivant des critères de sélection lâches et communs à plusieurs analyses afin de réduire la taille de l'échantillon à étudier. Cette étape est exclusivement utile à la réduction du temps de calcul nécessaire à l'analyse des données et ne sera pas mentionnée plus avant ; elle est incluse dans la présélection de données décrite au paragraphe 4.3.

4.2.1 Déclenchement

La signature expérimentale de l'analyse est présentée au paragraphe 1.3.5.1. Pour pouvoir analyser le lot de données à petite multiplicité et pour ne pas trop biaiser les grandes multiplicités par l'efficacité de déclenchement, les méthodes de déclenchement utilisées demandent trois dépôts significatifs d'énergie dans le calorimètre, dont l'un doit avoir les caractéristiques d'un électron. Trois méthodes de déclenchement ont été utilisées :

- EM15_2JT15 a été utilisé durant les versions v8 à v11 du protocole de déclenchement et se base sur :
 - EM15 : un dépôt de plus de 15 GeV principalement dans la section électromagnétique du calorimètre.
 - 2JT15 : deux dépôts d'énergie dans le calorimètre de plus de 15 GeV.
- E1_SHT15_2J20 a été utilisé durant la version v12 et se base sur :
 - E1_SHT15 : un dépôt de plus de 15 GeV principalement dans la section électromagnétique du calorimètre avec un critère sur la forme de la gerbe.
 - 2JT20 : deux dépôts d'énergie dans le calorimètre de plus de 20 GeV.
- E1_SHT15_2J_J25 a été utilisé durant la version v13 et se base sur :
 - E1_SHT15 : un dépôt de plus de 15 GeV principalement dans la section électromagnétique du calorimètre avec un critère sur la forme de la gerbe.
 - 2J_J25 : deux dépôts d'énergie dans le calorimètre, l'un de plus de 20 GeV, l'autre de plus de 25 GeV.

Les critères de déclenchement deviennent de plus en plus restrictifs puisqu'avec l'augmentation de la luminosité instantanée (voir figure 2.3), le nombre d'événements respectant un même critère augmente considérablement. Les critères de déclenchement sont choisis pour maximiser la quantité de données de signal tout en maintenant le bruit de fond à un niveau supportable.

Les données acquises sont étudiées dans la salle de contrôle, ce qui permet d'une part de se rendre compte de la présence de problèmes et d'y remédier, d'autre part de créer un historique de commentaires et distributions de contrôle servant à terme à l'identification des périodes de prise de données à rejeter. Malgré le soin apporté à la surveillance et la maintenance des sous-systèmes et des détecteurs, des événements sont enregistrés avec des dysfonctionnements sporadiques. Pour la constitution du lot de données pour l'analyse présentée ici, les périodes de prises de données considérées vérifient que :

- Le spectromètre à muons était dans un état "raisonnable".
- Le détecteur à micropiste de silicium, le trajectographe à fibres scintillantes et le calorimètre n'avaient pas de problème identifié.
- Plusieurs critères sur les données calorimétriques. En effet, le calorimètre joue un rôle central dans l'analyse présentée dans ce manuscrit. La qualité des données qu'il procure est par-

ticulièrement surveillée. Une sélection est appliquée pour rejeter des bruits identifiés mais impossibles à corriger. Une sélection sur la reconstruction des jets et de l'énergie manquante est finalement faite.

4.2.2 Sélection sur le bruit dans le calorimètre

A la différence des problèmes rencontrés avec le calorimètres décrits au paragraphe 3.3, certains bruits sont trop étendus et trop sporadiques pour pouvoir être corrigés. Les périodes de données affectées par les bruits suivant sont rejetées :

- Bruit dit *ring of fire*.

La surveillance en ligne des données du détecteur et plus particulièrement du taux de déclenchement a permis de déceler [45] un bruit se caractérisant par des anneaux en φ où le signal du calorimètre variait de façon cohérente (voir figure 4.5). La source directe du bruit a été identifiée comme étant le générateur d'un poste à souder utilisé dans des bâtiments proches du détecteur. Le problème était lié à l'isolation électrique du détecteur et plus particulièrement l'isolation de sa mise à la masse. Dans une campagne d'amélioration de cette isolation, plusieurs liaisons accidentelles dues à des objets métalliques ont été trouvées et supprimées afin de réduire ce type de bruit. Le signal du calorimètre est inutilisable pour ce genre d'événements mais le bruit est identifié événement par événement par une étude des corrélations de signal en φ .

- Problème de bruit "cohérent".

L'électronique complexe des cartes ADC est sujette à des bruits cohérents, donnant lieu à des fluctuations cohérentes des piédestaux (voir figure 4.5). Les événements dans lesquels pour une ou deux cartes ADC, les signaux digitaux sont faiblement dispersés et trop nombreux sont rejetés.

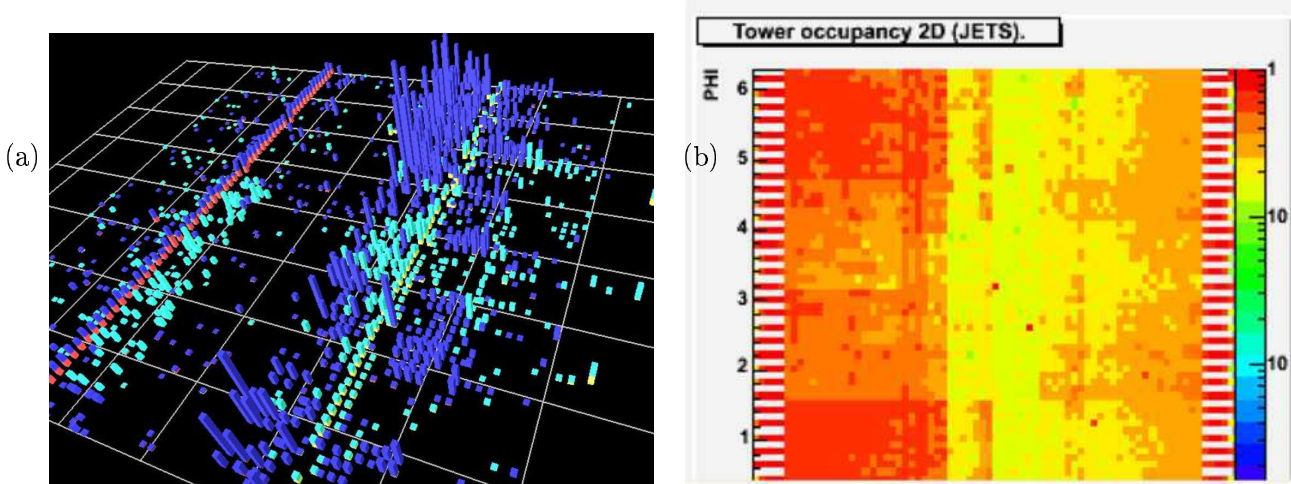


FIG. 4.5 – Représentation du signal d'énergie dans le calorimètre où se dessine une bande en φ , signature du bruit *ring of fire* (a). Représentation de l'occupation des tours du calorimètre pour des événements ayant un jet au niveau L3 (b), les quartiers du bouchons nord (à gauche sur le graphique) sont uniformément plus occupés que les autres quartiers du détecteur, effet caractéristique de bruit cohérent .

- Bruit dit *noon noise*.

Dans certaines parties du calorimètre, certains jours aux alentours de midi mais sans que l'origine en fut comprise, le nombre de cellules avec du signal observé peut se situer bien

au-dessus de la moyenne habituelle. Lorsque cette occupation dans un quartier est trop importante, l'évènement est rejeté.

- Problème dit *empty crate*.

Au cours de la prise de données, les quartiers du calorimètre sont lus séparément et l'information issue des ADC est mise à disposition du système d'acquisition. Il se peut cependant que lors de la requête d'acquisition, la totalité des opérations sur l'évènement antérieur n'ait pas été achevée. L'acquisition des données du quartier "occupé" n'est alors pas possible, un bit des données est, dans ces cas précis, établi afin de garder trace de cette absence de lecture. Du fait de la complexité des algorithmes de reconstruction, ce bit de données n'a pas été propagé correctement dans les données. Les évènements dans lesquels l'occupation dans un quartier est très faible, pour lesquels on suppose que le quartier n'a pas été lu, sont rejetés.

4.2.3 Sélection sur l'énergie transverse manquante moyenne

Lors d'une période de prise de données quelconque, si aucun biais de déclenchement ou de sélection n'est fait, l'énergie transverse manquante attendue est en moyenne faible. Si un dysfonctionnement non uniforme persistant se produit dans le calorimètre, alors le calcul de l'énergie transverse manquante se verra biaisé vers des valeurs moyennes non nulles.

Une sélection de bons blocs de luminosités basée sur les variables suivantes est effectuée :

- La somme quadratique des moyennes en x et y : $\langle MET_{xy} \rangle \equiv \sqrt{\langle MET_x \rangle^2 + \langle MET_y \rangle^2}$ où les moyennes sont effectuées sur tout un bloc de luminosité.
- La somme quadratique des écarts quadratiques moyens en x et y : $\sigma_{xy} = \sqrt{\sigma_{METx}^2 + \sigma_{METy}^2}$ où les moyennes sont effectuées sur tout un bloc de luminosité.
- La moyenne sur le bloc de luminosité de la somme scalaire des énergie transverses.

Les distributions en fonction du temps de ces estimateurs présentent des structures dues à la luminosité et à l'état de l'électronique du calorimètre. Il n'existe donc pas de coupures communes sur ces estimateurs pour déterminer la qualité des données, elles sont déterminées pour chaque période de prise de données séparément, afin d'optimiser la sélection.

4.2.4 Luminosité intégrée

Comme il a été expliqué au paragraphe 2.2.2, la sélection de données par les méthodes de déclenchement est nécessaire afin de déterminer la luminosité, soit le nombre de collisions $p\bar{p}$ ayant eu lieu dans un temps donné, correspondant au lot de données analysé. La table 4.1 donne la luminosité intégrée aux différents niveaux du traitement du lot de données. 10 % de la luminosité délivrée par le *Tevatron* sont perdus à cause des temps morts durant la prise de données. L'évolution de cette efficacité est donnée sur la figure 4.6.

La sélection sur la qualité des données présentée au paragraphe précédent retire environ 13 % des données. Les données restantes sont finalement reconstruites et disponibles pour l'analyse. L'erreur sur la mesure de la luminosité est de 6.5 %. La luminosité intégrée recueillie par les méthodes de déclenchement utilisées est donc :

$$\mathcal{L} = 366 \pm 24 \text{ pb}^{-1} \quad (4.1)$$

La table 4.2 donne la répartition de la luminosité reconstruite pour les différentes méthodes de déclenchement utilisées.

4.2. CONSTITUTION DU LOT DE DONNÉES

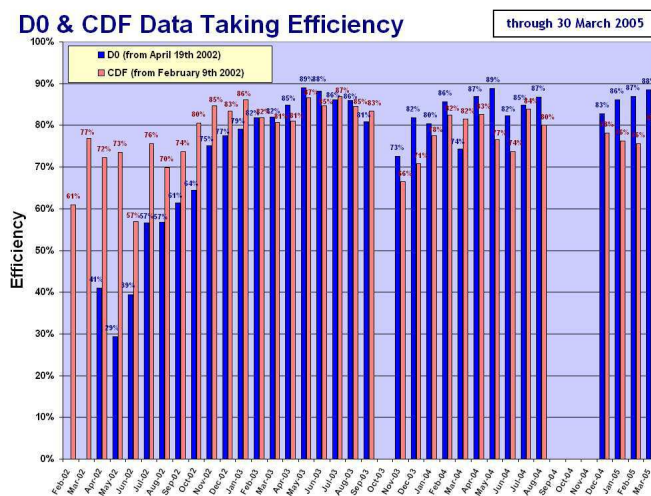


FIG. 4.6 – Efficacité de la prise de données sur les détecteurs DØ et CDF depuis le début de la prise de données en février 2002.

Etape	Luminosité [pb^{-1}]	Efficacité [%]
Délivré	476	100
Enregistré	430	90
Selection de qualité	370	78
Reconstruite	366	77

TAB. 4.1 – Luminosité et efficacité de prise de données pour la constitution du lot de données pour la mesure de $\sigma(t\bar{t})$.

Méthode de déclenchement	Luminosité [pb^{-1}]
EM15_2JT15	110.6
E1_SHT15_2J20	209.8
E1_SHT15_2J_J25	45.8
Total	366.2

TAB. 4.2 – Luminosité recueillie avec les méthodes de déclenchement utilisées pour la mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$.

4.3 Présélection et efficacités

Les coupures décrites dans ce paragraphe ont pour but de sélectionner un lot de données enrichi en événements signant la désintégration d'un boson W avec un électron dans l'état final et contenant quatre jets hadroniques caractéristiques de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$ dans le canal "electron+jets"

L'efficacité des différentes coupures est déterminée sur la simulation d'événements $t\bar{t}$ où un des W se désintègre en hadrons et l'autre directement en électron ou en τ qui se désintègre en électron (voir paragraphe 1.3.5). Des facteurs de correction données/simulation répondant de l'imperfection de la simulation à reproduire les données sont appliqués.

L'efficacité de signal déterminée dans ce chapitre ϵ_{signal} correspond au produit $\mathcal{A} \cdot \epsilon$ de l'équation 1.7 pour déterminer la section efficace. ϵ_{signal} est le produit de la probabilité de déclenchement et des probabilités conditionnelles des différentes présélections appliquées. Deux facteurs de correction pour la sélection du candidat électron et celle du vertex primaire sont appliqués.

$$\epsilon_{signal} = \prod_{\alpha \in [A \dots L]} \epsilon_{\alpha} \cdot \epsilon_{déclenchement} \cdot \kappa_{électron} \kappa_{PV} \quad (4.2)$$

Le calcul des différentes efficacités est précisé dans les paragraphes suivants.

4.3.1 Critères sur les jets de hadrons

Le processus de désintégration d'une paire $t\bar{t}$ dans le canal "electron+jets" contient quatre partons. Ces quarks vont s'hadroniser et sont ensuite reconstruits en jets.

La table 4.3 donne les populations des différentes multiplicités de jets reconstruits avec une impulsion transverse de plus de 20 GeV, vérifiant les coupures de qualité données par les inégalités 3.15 et dans l'acceptance $|\eta_{det}| < 2.5$ pour des événements $t\bar{t}$ simulés.

Multiplicités de jets	Nombre d'événements	ϵ_A
0 jet	70	0.1 %
1 jet	1826	2.4 %
2 jets	12519	16.7 %
3 jets	30708	40.9 %
3 jets et plus	60569	80.8 %
4 jets et plus	29861	39.5 %

TAB. 4.3 – Répartition des événements $t\bar{t}$ reconstruits dans les différentes multiplicités de bons jets reconstruits dans $|\eta_{det}| < 2.5$ et avec $p_T > 20$ GeV pour 75000 événements $t\bar{t}$ simulés.

Du fait de l'acceptance requise et des efficacités de reconstruction des jets, les événements $t\bar{t}$, bien qu'ayant quatre partons dans l'état final, sont reconstruits dans les mêmes proportions avec trois ou au moins quatre jets. La mesure est effectuée sur les événements avec au moins quatre jets car le bruit de fond W +jets prédomine dans les événements à trois jets ou moins. L'efficacité de cette sélection est de :

$$\epsilon_A = \epsilon_{N_{jets} \geq 4} = 39.50 \pm 0.18 \% \quad (4.3)$$

où A représente la condition $N_{jets} \geq 4$.

4.3.2 Critères sur le candidat électron

Seuls les évènements avec un candidat électron reconstruit et bien identifié dans la partie centrale du calorimètre sont retenus pour cette analyse. Comme le montre la figure 4.7, les électrons dans les évènements $t\bar{t}$ sont plutôt centraux. Il a été montré dans de précédentes études pour cette analyse que le rapport signal sur bruit de l'analyse ne s'améliore pas en ajoutant les électrons reconstruits dans les calorimètres bouchons.

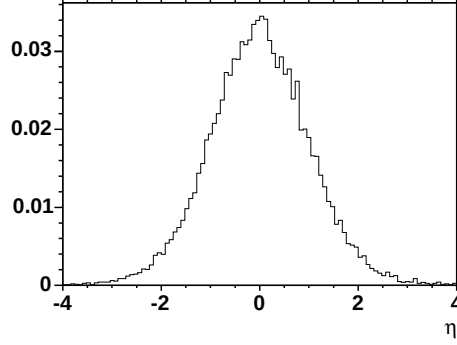


FIG. 4.7 – Distribution normalisée de la pseudo-rapidité des électrons générés issus de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$ dans le canal "electron+jets".

La sélection du candidat électron procède en plusieurs étapes. Par convention dans ce manuscrit, électron est le terme générique pour électron et positron.

4.3.2.1 Reconstruction et identification de l'électron

$Reco \times Id_{electron}$ représente la condition de reconstruction dans le calorimètre central et d'identification de l'électron par les critères "lâches" (equ. 3.10) hormis la condition d'association de trace. Dans des évènements $t\bar{t}$ contenant au moins quatre jets, la probabilité que l'électron généré soit $Reco \times Id_{electron}$ est de :

$$\epsilon_B = \epsilon_{Reco \times Id_{electron} | A}^{MC \ t\bar{t} \rightarrow e+jets} = 58.87 \pm 0.29 \% \quad (4.4)$$

B représente la condition $Reco \times Id_{electron} | A$.

4.3.2.2 Acceptance pour l'électron

Seuls les évènements dont l'électron est reconstruit dans la partie centrale du calorimètre ($|\eta_{det}| \leq 1.1$) sont considérés. La probabilité conditionnelle d'avoir un électron reconstruit et identifié dans l'acceptance après les sélections déjà appliquées est déterminée sur des évènements $t\bar{t}$ simulés et vaut :

$$\epsilon_C = \epsilon_{electron \ | \eta| \leq 1.1 | B}^{MC \ t\bar{t} \rightarrow e+jets} = 82.23 \pm 0.29 \% \quad (4.5)$$

où C représente la sélection conditionnelle $electron \ | \eta| \leq 1.1 | B$.

4.3.2.3 La présence d'une trace associée à l'électron

La sélection du candidat électron est complétée par l'association d'une trace pour donner un candidat "lâche". Sur les évènements $t\bar{t}$ simulés, l'efficacité conditionnelle vaut :

$$\epsilon_D = \epsilon_{trace \ associée | C}^{MC \ t\bar{t} \rightarrow e+jets} = 93.12 \pm 0.21 \% \quad (4.6)$$

4.3.2.4 Coupure cinématique sur la trace et le candidat électron

Les événements où la quantité de mouvement transverse de l'électron est supérieure à 20 GeV et celle de la trace associée supérieure à 10 GeV sont sélectionnés. La figure 4.8 représente l'impulsion des électrons issus de la désintégration leptonique du W dans des événements $t\bar{t}$ simulés. L'efficacité conditionnelle mesurée sur des événements $t\bar{t}$ simulés vaut :

$$\begin{aligned}
 \epsilon_E &= \epsilon_{p_{T_e} \geq 20 \text{ GeV et } p_{T_{\text{trace}}} \geq 10 \text{ GeV} | D} \\
 &= (93.94 \pm 0.21) \otimes (99.94 \pm 0.02) \% \\
 \epsilon_E &= 93.89 \pm 0.21 \%
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

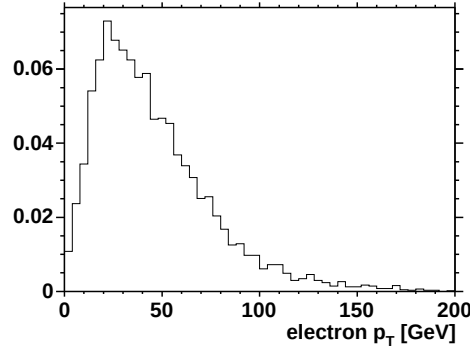


FIG. 4.8 – Spectre en impulsion transverse des électrons générés provenant de la désintégration d'un W dans des événements $t\bar{t}$ simulés.

4.3.2.5 L'identification sur la probabilité de vraisemblance.

Finalement, le candidat électron est sélectionné suivant le critère strict (equ. 3.14) en ajoutant la sélection de vraisemblance de l'électron. Sur les événements $t\bar{t}$ simulés, l'efficacité conditionnelle de cette sélection vaut :

$$\epsilon_F = \epsilon_{\mathcal{L}_{\text{électron}}^{\text{MC } t\bar{t} \rightarrow e + jets} \geq 0.85 | E} = 89.72 \pm 0.27 \% \tag{4.8}$$

4.3.3 Facteurs de correction données/simulation pour l'électron

4.3.3.1 Reconstruction et identification

La probabilité de reconstruction des électrons dans le calorimètre central est étudiée [38] sur des événements $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$. La masse du boson Z^0 est reconstruite dans un lot de données basé sur une méthode de déclenchement "1 électron". Les deux leptons sont reconstruits par deux traces bien identifiées de plus de 20 GeV de p_T . La pureté du lot est améliorée en se restreignant à une masse reconstruite comprise entre 80 GeV et 100 GeV ; la masse est reconstruite à partir des informations des traces.

A tour de rôle, une des traces est associée à un électron identifié dans le calorimètre avec les coupures strictes (voir equ. 3.10 et 3.14). Cet électron doit être à l'origine du déclenchement des niveaux L1 et L3. L'autre trace sert alors de sonde à la présence hypothétique d'un deuxième électron reconstruit dans le calorimètre central. La présence d'un deuxième candidat électron n'est donc pas biaisée par la méthode de déclenchement. Les différents critères de sélection "lâche" (equ. 3.10) de l'électron sont étudiés [38].

4.3. PRÉSÉLECTION ET EFFICACITÉS

Par cette méthode, la probabilité de trouver un tel candidat électron dans le prolongement de la seconde trace est mesurée et vaut :

$$\varepsilon_{Reco \times Id_{\text{electron}}}^{DATA \ Z^0 \rightarrow e^+ e^-} = 94.4 \pm 0.2 \% \quad (4.9)$$

Cette efficacité est indépendante des autres sélections appliquées à l'électron et de la méthode de déclenchement. En appliquant cette méthode (hormis les sélections sur les informations de déclenchement) à des événements $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ simulés le résultat de la méthode est :

$$\varepsilon_{Reco \times Id_{\text{electron}}}^{MC \ Z^0 \rightarrow e^+ e^-} = 96.3 \pm 0.1 \% \quad (4.10)$$

Le facteur de correction entre données et simulation est déterminé en représentant ce facteur en fonction de la distance au jet de hadron le plus proche et en ajustant par une constante cette distribution. La figure 4.9 montre ces distributions et l'ajustement dont le résultat est :

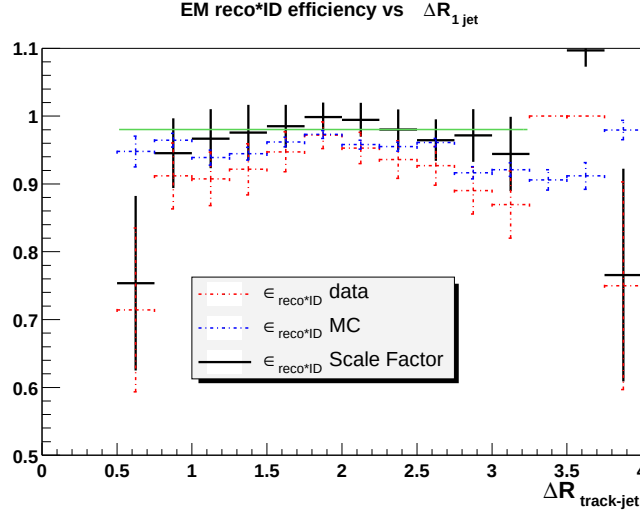


FIG. 4.9 – Paramétrisation de l'efficacité de Reconstruction et d'identification de l'électron en fonction de la distance pseudo angulaire $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ au jet le plus proche.

$$\kappa_{Reco \times Id_{\text{electron}}} = \left\langle \frac{\varepsilon_{Reco \times Id_{\text{electron}}}^{DATA \ Z^0 \rightarrow e^+ e^-}}{\varepsilon_{Reco \times Id_{\text{electron}}}^{MC \ Z^0 \rightarrow e^+ e^-}} \right\rangle_{\Delta R} = 0.984 \pm 0.008 \quad (4.11)$$

Ce facteur de correction prend en compte l'imperfection de la simulation à reproduire les données. L'absence de dépendance statistiquement significative en fonction de $\Delta R^{min}(track, jet)$ (voir figure 4.9) permet de dire que le facteur de correction ne dépend pas de l'activité hadronique. Ce facteur de correction est donc utilisable indépendamment du nombre de jets de hadrons dans l'événement. Il est valable pour des électrons reconstruits dans le calorimètre central avec une énergie transverse de plus de 20 GeV.

4.3.3.2 Présence d'une trace associée

L'efficacité d'association de trace est mesurée sur des données $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ sélectionnées sans conditions sur l'information des trajectographes et ayant déclenché une méthode "1 électron" purement calorimétrique. Il n'y a donc pas de biais sur l'information des trajectographes. Les événements

requis ont deux candidats électrons dont l'un passe des coupures de qualités “strictes” (3.10 et 3.14) et est à l'origine du déclenchement. Le deuxième candidat électron sert alors de sonde [38] aux différentes sélections possibles sur l'électron. L'efficacité d'association de trace, sachant que le candidat vérifie la condition $Reco \times Id_{\text{électron}}$, vaut :

$$\varepsilon_{\text{trace associée}|Reco \times Id_{\text{électron}}}^{DATA \ Z^0 \rightarrow e^+e^-} = 96.37 \pm 0.11 \% \quad (4.12)$$

En appliquant la même méthode (hormis les critères de déclenchement) à des événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ simulés, l'efficacité vaut :

$$\varepsilon_{\text{trace associée}|Reco \times Id_{\text{électron}}}^{MC \ Z^0 \rightarrow e^+e^-} = 98.04 \pm 0.04 \% \quad (4.13)$$

La figure 4.10 présente les efficacités et le facteur de correction en fonction de η et ϕ du candidat. La table 4.4 donne ces efficacités en fonction de la multiplicité de jets. Aucune dépendance

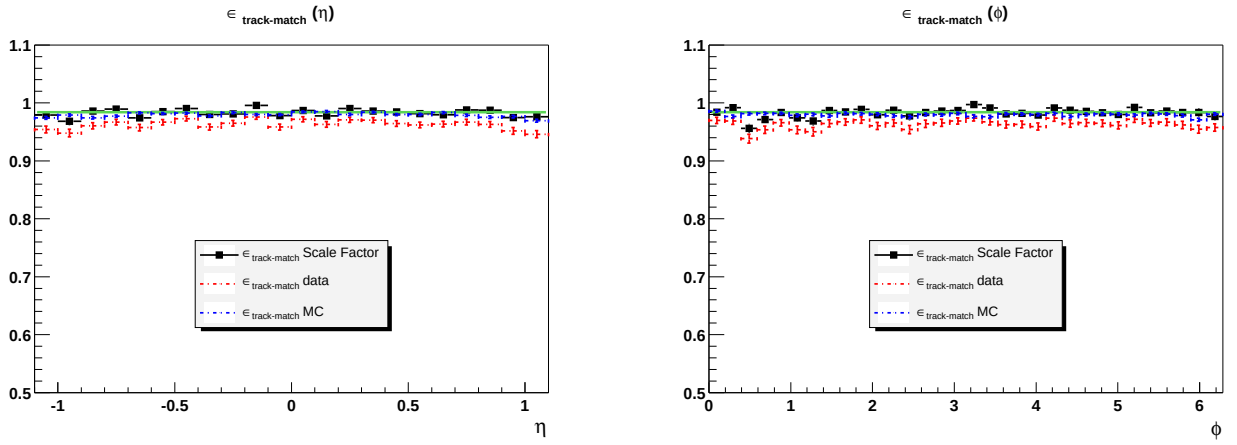


FIG. 4.10 – Paramétrisation de l'efficacité d'association d'une trace au candidat électron en fonction de η et ϕ du candidat électron.

significative en fonction de l'activité hadronique n'est observée. Les résultats obtenus pour les lots de données inclusifs sont utilisés pour déduire le facteur de correction données/simulation qui vaut :

$$\kappa_{\text{trace associée}|Reco \times Id_{\text{électron}}} = \frac{\varepsilon_{\text{trace associée}|Reco \times Id_{\text{électron}}}^{DATA \ Z^0 \rightarrow e^+e^-}}{\varepsilon_{\text{trace associée}|Reco \times Id_{\text{électron}}}^{MC \ Z^0 \rightarrow e^+e^-}} = 0.9830 \pm 0.0012 \quad (4.14)$$

Ce facteur de correction est applicable indépendamment du nombre de jets et pour des électrons reconstruits dans le calorimètre central et possédant une énergie transverse de plus de 20 GeV.

4.3.3.3 Probabilité de vraisemblance

La même méthode que précédemment est utilisée afin de déterminer les efficacités dans les données et la simulation pour qu'un candidat électron “lâche” reconstruit dans le calorimètre avec une énergie transversale de plus de 20 GeV vérifie en plus le critère “strict” sur la probabilité de vraisemblance.

Ces efficacités ont pour valeur

$$\varepsilon_{\mathcal{L}_{\text{électron}} \geq 0.85|E^*}^{DATA \ Z^0 \rightarrow e^+e^-} = 85.80 \pm 0.20 \% \quad (4.15)$$

$$\varepsilon_{\mathcal{L}_{\text{électron}} \geq 0.85|E^*}^{MC \ Z^0 \rightarrow e^+e^-} = 94.07 \pm 0.07 \% \quad (4.16)$$

4.3. PRÉSÉLECTION ET EFFICACITÉS

	$\varepsilon_{trace\ associée}^{données}$	$\varepsilon_{trace\ associée}^{MC}$	$\kappa_{trace\ associée}$
$N_{jet} = 0$	96.4 ± 0.1	98.0 ± 0.0	0.984 ± 0.001
$N_{jet} = 1$	95.8 ± 0.4	97.9 ± 0.1	0.978 ± 0.004
$N_{jet} = 2$	94.4 ± 1.1	97.7 ± 0.5	0.966 ± 0.012
$N_{jet} = 3$	93.0 ± 3.9	100.0 ± 0.0	0.930 ± 0.033
$N_{jet} \geq 4$	85.7 ± 13.2	100.0 ± 0.0	0.857 ± 0.171

TAB. 4.4 – Efficacité (en %) et rapport d'efficacité données/simulation d'association d'une trace dans des événements $Z \rightarrow e^+e^-$ de données et de simulation dans les différentes multiplicités de jet

où E^* est la condition de reconstruction, d'identification et d'association de trace, de coupures cinématiques et sans condition sur le nombre de jets dans l'évènement. La figure 4.11 donne l'efficacité en fonction de η et ϕ . La table 4.5 donne la valeur de ces efficacités en fonction de la multiplicité

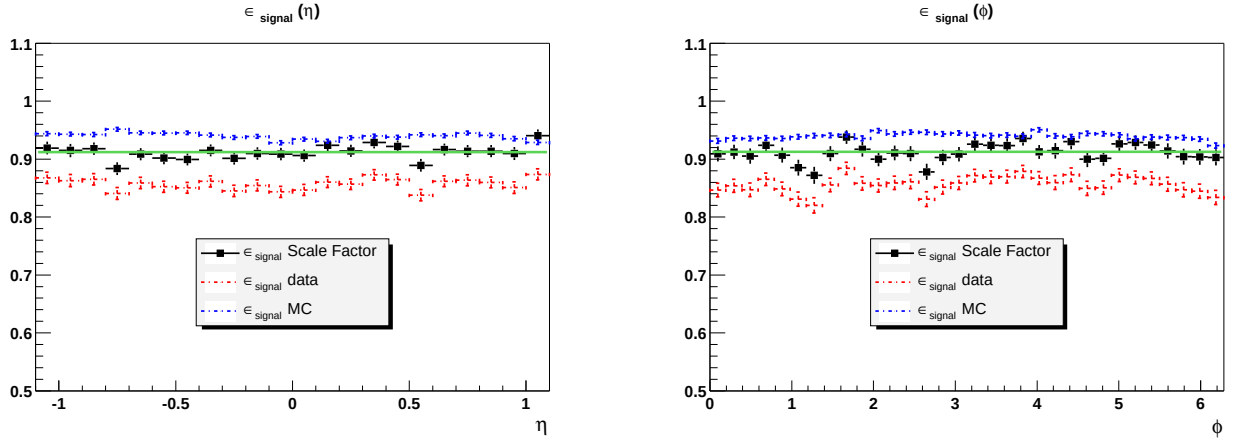


FIG. 4.11 – Paramétrisation de l'efficacité de la coupure sur la vraisemblance de l'électron en fonction de η et ϕ du candidat électron.

de jets ; aucune dépendance significative n'est observée. On fera aussi l'hypothèse de l'absence de dépendance. Le facteur de correction données/simulation vaut :

$$\kappa_{\mathcal{L}_{electron} \geq 0.85 | E^*} = \frac{\varepsilon_{\mathcal{L}_{electron} \geq 0.85 | E^*}^{DATA\ Z^0 \rightarrow e^+e^-}}{\varepsilon_{\mathcal{L}_{electron} \geq 0.85 | E^*}^{MC\ Z^0 \rightarrow e^+e^-}} = 0.9121 \pm 0.0021 \quad (4.17)$$

Par manque de statistique, la méthode n'est pas applicable [38] dans des intervalles d'énergie transverse du candidat électron. L'étude de la dépendance en fonction de l'énergie transverse n'est donc pas réalisée.

Ce facteur de correction est applicable indépendamment du nombre de jets. Elle est valable pour des électrons reconstruits dans le calorimètre central et de plus de 20 GeV d'énergie transverse.

	$\epsilon_{\text{vraisemblance}}^{\text{données}}$	$\epsilon_{\text{vraisemblance}}^{\text{MC}}$	$\kappa_{\text{vraisemblance}}$
$N_{\text{jet}} = 0$	85.7 ± 0.2	94.0 ± 0.1	0.911 ± 0.002
$N_{\text{jet}} = 1$	85.6 ± 0.7	93.5 ± 0.2	0.915 ± 0.007
$N_{\text{jet}} = 2$	87.1 ± 1.7	92.4 ± 0.8	0.943 ± 0.020
$N_{\text{jet}} = 3$	70.0 ± 7.2	89.9 ± 3.6	0.779 ± 0.087
$N_{\text{jet}} \geq 4$	83.3 ± 15.2	75.0 ± 21.7	1.111 ± 0.380

TAB. 4.5 – Efficacité (en %) et rapport d’efficacite données/simulation de la coupure sur la probabilité de vraisemblance dans des évènements $Z \rightarrow e^+e^-$ de données et de simulation dans les différentes multiplicités de jets.

4.3.3.4 Facteur de correction des sélections de l’électron

$\kappa_{\text{électron}}$ est défini par le produit des trois facteurs de correction définis précédemment.

$$\begin{aligned}
 \kappa_{\text{électron}} &= \kappa_{\text{Reco} \times Id_{\text{électron}}} \times \kappa_{\text{trace associée} | \text{Reco} \times Id_{\text{électron}}} \times \kappa_{\mathcal{L}_{\text{électron}} \geq 0.85 | E^*} \\
 // &= 0.984 \times 0.9830 \times 0.9121 \\
 \kappa_{\text{électron}} &= 0.882 \pm 0.008
 \end{aligned} \tag{4.18}$$

4.3.4 Énergie transverse manquante

Le diagramme 1.16 de désintégration de paires $t\bar{t}$ dans le canal “electron+jets” comprend l’émission d’au moins un neutrino. Comme il a été vu au paragraphe 3.4.5, les neutrinos ne sont pas détectés directement mais grâce au déséquilibre dans la somme de l’énergie transverse dans l’évènement. Les neutrinos issus de la désintégration leptonique d’un W dans les évènements $t\bar{t}$ ont en moyenne une impulsion transverse de 50 GeV (voir figure 4.12). Les évènements dont l’énergie transverse manquante est supérieure à 20 GeV sont donc sélectionnés. L’efficacité conditionnelle de

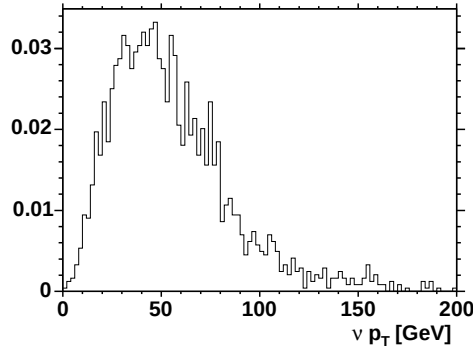


FIG. 4.12 – Spectre en impulsion transverse des neutrinos générés provenant de la désintégration d’un W dans des évènements $t\bar{t}$ simulés.

cette coupure, mesurée sur des évènements $t\bar{t}$ simulés, vaut :

$$\epsilon_G = \epsilon_{\text{MET} > 20 \text{ GeV} | F}^{\text{MC } t\bar{t} \rightarrow e + \text{jets}} = 89.19 \pm 0.29 \% \tag{4.19}$$

Comme le montrent les figures 4.3 et 5.6, la simulation reproduit de façon satisfaisante la distribution en énergie transverse manquante des données. Aucun facteur correctif n’est donc appliqué.

Dans le cas où un jet est identifié à tort comme un électron (bruit de fond QCD), la correction en énergie des électrons est appliquée au candidat électron du bruit de fond QCD alors que cet objet est un jet. Ce n'est donc pas la bonne correction qui est appliquée. Ceci a tendance à sous-estimer l'énergie de l'objet reconstruit et à créer artificiellement de l'énergie transverse manquante alignée avec la direction de l'objet reconstruit. L'ouverture azimutale entre l'électron et la direction de l'énergie transverse manquante ($\Delta\varphi(electron, MET)$) est donc plus petite dans le cas d'événements QCD. La sélection dans le plan ($MET, \Delta\varphi(electron, MET)$) est définie [54] par :

$$\Delta\varphi(electron, MET) > 2.1991 \cdot \left(1 + \frac{MET}{48.8692}\right) \quad (4.20)$$

Ceci permet de rejeter du bruit de fond QCD. On appelle cette sélection la “coupure triangulaire”.

L'efficacité de cette coupure est déterminée sur des événements $t\bar{t}$ simulés et vaut :

$$\epsilon_H = \epsilon_{coupure\ triangulaire|G}^{MC\ t\bar{t} \rightarrow e+jets} = 93.85 \pm 0.24 \% \quad (4.21)$$

4.3.5 Orthogonalité aux autres analyses de $D\bar{O}$

Dans le cadre de l'analyse des données de $D\bar{O}$ pour la mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$, comme il a été vu au chapitre 1.3, plusieurs canaux d'analyse se côtoient. Pour pouvoir combiner les résultats dans les différents canaux, les lots de données doivent être strictement distincts.

L'analyse dans le canal di-électrons utilise des événements avec deux candidats électrons reconstruits dans les calorimètres central et bouchons et passant les critères “stricts”. Les événements de ce type sont rejetés. Ce veto permet de se débarrasser des événements di-électron de type Drell-Yan ou $Z^0 \rightarrow e^+e^-$. L'efficacité marginale de présélection d'événement $t\bar{t}$ dans le canal électron+jets évaluée sur des événements de simulation vaut :

$$\epsilon_I = \epsilon_{veto\ second\ electron|H}^{MC\ t\bar{t} \rightarrow e+jets} = 100.0 \pm 0.0 \% \quad (4.22)$$

Pour assurer l'orthogonalité au canal d'analyse muon+jets, les événements avec un muon sont supprimés. Les critères de sélections du muon sont les suivants :

$$\begin{aligned} p_{T_\mu} &> 15 \text{ GeV} \\ \frac{p_T^{trace}(\Delta R < 0.5)}{p_{T_\mu}} &< 0.12 \\ \frac{E_T^{calo}(0.1 < \Delta R < 0.4)}{p_{T_\mu}} &< 0.12 \end{aligned} \quad (4.23)$$

en plus des critères 3.19.

L'efficacité de ce veto pour des événements $t\bar{t}$ simulés est de

$$\epsilon_J = \epsilon_{veto\ muon|I}^{MC\ t\bar{t} \rightarrow e+jets} = 99.97 \pm 0.02 \% \quad (4.24)$$

4.3.6 Propriété du vertex primaire

4.3.6.1 La reconstruction du vertex primaire

Le vertex primaire doit vérifier les trois conditions :

- La position du vertex le long du faisceau doit être dans l'acceptance du détecteur de micro-vertex : $|z_{PV}| < 60 \text{ cm}$.

- Dans le cas d’une désintégration de paire $t\bar{t}$, un électron et des jets de hadrons chargés émergent du vertex primaire. Au moins trois traces doivent être convergentes au vertex.
- La reconstruction du vertex primaire se fait en deux fois (paragraphe 3.4.2). La distance entre les deux reconstructions successives doit être inférieure à 5 cm.

L’efficacité de ces trois coupures mesurées sur des événements $t\bar{t}$ simulés est de

$$\epsilon_K = \epsilon_{|z_{PV}| < 60 \text{ cm}, N_{\text{trace}} \geq 3, |\Delta z_z^{\text{reco}}| < 5 \text{ cm} | J}^{MC \ t\bar{t} \rightarrow e + jets} = 99.06 \pm 0.10 \% \quad (4.25)$$

4.3.6.2 Électron provenant du vertex

Dans la désintégration de paires $t\bar{t}$ dans le canal “electron+jets”, l’électron provient du vertex primaire. Les événements sont conservés si la trace associée au candidat électron sélectionné possède une distance de moindre approche au vertex primaire de moins de 1 cm. L’efficacité de cette sélection déterminée sur des événements $t\bar{t}$ simulés vaut :

$$\epsilon_L = \epsilon_{|\Delta z(e, PV)| < 1 \text{ cm} | K}^{MC \ t\bar{t} \rightarrow e + jets} = 99.98 \pm 0.02 \% \quad (4.26)$$

4.3.7 Facteurs de correction données/simulation associés au vertex primaire

4.3.7.1 Reconstruction du vertex primaire

L’efficacité de sélection du vertex primaire est étudiée sur des événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$. Des événements contenant deux électrons bien reconstruits dos à dos en azimuth et dont la masse invariante se situe dans une fenêtre de [80 GeV, 100 GeV] sont sélectionnés. L’efficacité est mesurée en fonction du nombre de jets supplémentaires présents dans l’évènement. Cette mesure d’efficacité est répétée sur des événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ simulés, ce qui permet de calculer les facteurs de correction reportés dans la table 4.6. Il n’y a pas de dépendance en fonction du nombre de jets et

	$\epsilon_{PV}^{Z \rightarrow e^+e^-; \text{données}}$	$\epsilon_{PV}^{Z \rightarrow e^+e^-; MC}$	κ_{PV}
$N_{\text{jet}} = 1$	99.1 ± 0.4	99.1 ± 0.2	1.000 ± 0.004
$N_{\text{jet}} = 2$	100.0 ± 0.0	99.2 ± 0.4	1.008 ± 0.004
$N_{\text{jet}} = 3$	100.0 ± 0.0	97.4 ± 2.5	1.026 ± 0.027

TAB. 4.6 – Efficacité de reconstruction d’un bon vertex primaire (en %) mesurée avec des événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ de données et de simulation. Le facteur de correction correspondant est donné en fonction du nombre de jets dans l’évènement. Il n’y a pas d’évènement avec plus de 4 jets reconstruits.

la moyenne en fonction de la multiplicité de jets est utilisée. Elle vaut :

$$\kappa_{reco \ PV} = 1.004 \pm 0.003 \quad (4.27)$$

La table 4.7 donne l’efficacité mesurée dans la simulation $t\bar{t}$ et W+jets, ce qui permet de confirmer l’absence de dépendance dans l’activité hadronique.

4.3.7.2 Électron provenant du vertex

De la même façon que pour la sélection précédente un facteur de correction données/simulation est déterminé. L’ajustement à une constante des facteurs de correction reportés dans la table 4.8 en fonction de la multiplicité de jets permet d’obtenir le facteur de correction qui vaut :

$$\kappa_{|\Delta z(e, PV)| < 1 \text{ cm}} = 0.997 \pm 0.003 \quad (4.28)$$

4.3. PRÉSÉLECTION ET EFFICACITÉS

	ε_{PV}^{tt}	$\kappa_{PV} \cdot \varepsilon_{PV}^{tt}$	ε_{PV}^W	$\kappa_{PV} \cdot \varepsilon_{PV}^W$
$N_{\text{jet}} = 1$	98.6 ± 0.4	99.0 ± 0.5	98.9 ± 0.001	99.3 ± 0.3
$N_{\text{jet}} = 2$	98.6 ± 0.2	99.0 ± 0.4	98.8 ± 0.001	99.2 ± 0.3
$N_{\text{jet}} = 3$	98.8 ± 0.1	99.2 ± 0.3	99.1 ± 0.001	99.5 ± 0.3
$N_{\text{jet}} \geq 4$	99.1 ± 0.1	99.5 ± 0.3	99.3 ± 0.002	99.7 ± 0.3

TAB. 4.7 – Efficacité de reconstruction d’un bon vertex primaire (en %) mesurée sur la simulation d’évènements $t\bar{t}$ et $W + jets$. $\kappa_{PV} = 1.004 \pm 0.003$ est utilisé.

	$\varepsilon_{ \Delta z(e,PV) < 1 \text{ cm}}^{Z \rightarrow e^+ e^-; \text{données}}$	$\varepsilon_{ \Delta z(e,PV) < 1 \text{ cm}}^{Z \rightarrow e^+ e^-; \text{simulation}}$	$\kappa_{ \Delta z(e,PV) < 1 \text{ cm}}$
$N_{\text{jet}} = 1$	99.1 ± 0.4	99.8 ± 0.1	0.992 ± 0.004
$N_{\text{jet}} = 2$	100.0 ± 0.0	100.0 ± 0.0	1.000 ± 0.000
$N_{\text{jet}} = 3$	-	-	-
$N_{\text{jet}} \geq 4$	-	-	-

TAB. 4.8 – Efficacité en % de la coupure $|\Delta z(e, PV)| < 1 \text{ cm}$ dans des évènements $Z \rightarrow e^+ e^-$ de données et de simulation et le facteur de correction données/simulation en fonction de la multiplicité de jets.

4.3.7.3 Facteur de correction pour les sélections sur le vertex primaire d’interaction

κ_{PV} est défini par le produit des deux facteurs de corrections donnés ci-dessus :

$$\begin{aligned} \kappa_{PV} &= \kappa_{reco\ PV} \times \kappa_{|\Delta z(e,PV)| < 1 \text{ cm}} \\ \kappa_{PV} &= 1.001 \pm 0.004 \end{aligned} \quad (4.29)$$

4.3.8 Efficacité de déclenchement

Le fonctionnement du système de déclenchement n’est pas modélisé dans la reconstruction d’évènements de simulation. L’efficacité du système de déclenchement est donc déterminée à partir des données. Elle est mesurée pour les électrons et les jets séparément pour chaque terme de déclenchement. La table 4.9 donne les différents termes des méthodes de déclenchement utilisées et précédemment mentionnées dans la table 4.2 au paragraphe 4.2.4.

La probabilité P_{Li}^{objet} que ces objets soient à l’origine du déclenchement niveau i pour l’évènement est paramétrée, à partir des données [58], en fonction de l’impulsion transverse et de η des objets reconstruits. Dans la simulation, la probabilité de déclenchement est calculée événement par événement par le produit des probabilités conditionnelles de déclenchement aux trois niveaux successivement comme le traduit l’équation :

$$P^{objet} = P(L1, L2, L3) = P^{objet}(L1) \cdot P^{objet}(L2|L1) \cdot P^{objet}(L3|L2 \text{ et } L1) \quad (4.30)$$

Les termes suivant sont introduits pour simplification d’écriture :

$$\begin{aligned} P_{L1}^{objet} &\equiv P^{objet}(L1) \\ P_{L2}^{objet} &\equiv P^{objet}(L2|L1) \\ P_{L3}^{objet} &\equiv P^{objet}(L3|L2 \text{ et } L1) \end{aligned} \quad (4.31)$$

Listes	Méthode de déclenchement	Niveaux	Termes
v8 à v11	EM15_2JT15	L1	CEM(1,10)_CJT(2,5)
		L2	EM(.85,10)_JET(2,10)
		L3	ELE_LOOSE_SH_T(1,15)_JET(2,15)
v12	E1_SHT15_2J20	L1	CEM(1,11)
		L2	-
		L3	ELE_NVL_SHT(1,15)_JET(2,20)
v13	E1_SHT15_2J_J25	L1	CEM(1,11)
		L2	CALEM(1,15)
		L3	ELE_NVL_SHT(1,15)_JET(1,20)_JET(2,25)

TAB. 4.9 – Liste des termes aux trois niveaux des différentes méthodes de déclenchement utilisées.

Avec l'hypothèse que la probabilité par objet est indépendante de la présence d'autres objets dans l'évènement, la probabilité pour un évènement présélectionné s'écrit donc :

$$\mathcal{P} = \prod_{i=1,2,3} P_{Li}^{electron} \cdot \prod_{i=1,2,3} P_{Li}^{jets} \quad (4.32)$$

Cette probabilité est utilisée comme poids pour les évènements simulés. Les distributions donnent ainsi statistiquement le comportement attendu après le déclenchement.

La probabilité qu'au moins un des N jets présents dans l'évènement déclenche au niveau Li est

$$P_{Li}^{jet} = 1 - \prod_{j=1}^N \left(1 - P_{Li}^{jet}(jet_j) \right) \quad (4.33)$$

Dans les listes v8 à v11, la probabilité pour qu'un électron de plus de 20 GeV déclenche le terme CJT(1,5) au niveau L1 est de 100 %. La probabilité que 2 jets déclenchent n'est donc pas évaluée. Il en est de même au niveau L2 avec le terme JET(1,10) et au niveau L3 avec les termes JET(1,20) et JET(1,25) dans la liste v13. Pour toute les listes au niveau L1, comme il a été vu au chapitre 2.2.1, la décision est basée sur l'information des tours calorimétriques. Les jets déposant toujours un signal dans la section électromagnétique, la probabilité que les jets reconstruits déclenchent le terme correspondant à l'électron est évaluée.

La probabilité de déclenchement dans les listes v8 à v11 s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{v8-v11} &= P(L1) \cdot P(L2|L1) \cdot P(L3|L2, L1) \\ &= \left(P_{CEM(1,10)}^{electron} + P_{CEM(1,10)}^{jets} - P_{CEM(1,10)}^{electron} P_{CEM(1,10)}^{jets} \right) \left(P_{CJT(1,5)}^{jets} \right) \\ &\quad \cdot P_{EM(.85,10)}^{electron} P_{JET(1,10)}^{jets} \\ &\quad \cdot P_{ELE_LOOSE_SH_T(1,15)}^{electron} P_{JET(1,15)}^{jets} \end{aligned} \quad (4.34)$$

Pour la liste de déclenchement v12, la probabilité s'écrit

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{v12} &= P(L1) \cdot P(L3|L1) \\ &= \left(P_{CEM(1,11)}^{electron} + P_{EMOR}^{jets} - P_{CEM(1,11)}^{electron} P_{EMOR}^{jets} \right) \\ &\quad \cdot P_{ELE_NVL_SHT(1,15)}^{electron} P_{JET(1,20)}^{jets} \end{aligned} \quad (4.35)$$

Pour la liste de déclenchement v13, le critère de niveau L3 comporte deux seuils en impulsion transverse des jets. Un test sur l'impulsion transverse de l'électron est donc effectué pour savoir lequel des termes JET(1,20) ou JET(1,25) est déclenché par l'électron.

$$\begin{aligned}
 \mathcal{P}_{v13} &= P(L1) \cdot P(L2|L1) \cdot P(L3|L1) \\
 &= \left(P_{CEM(1,11)}^{electron} + P_{EMOR}^{jets} - P_{CEM(1,11)}^{electron} P_{EMOR}^{jets} \right) \\
 &\quad \cdot P_{CALEM(1,15)}^{electron} \\
 &\quad \cdot P_{ELE_NVL_SHT(1,15)}^{electron} \begin{cases} P_{JET(1,20)}^{jets} & \text{si } p_{T_{electron}} > 25\text{GeV} \\ P_{JET(1,25)}^{jets} & \text{sinon} \end{cases}
 \end{aligned} \tag{4.36}$$

$$\tag{4.37}$$

Les efficacités des différents termes utilisés aux trois niveaux des différentes méthodes de déclenchement sont représentées dans les figures 4.13, 4.14 et 4.15. Les paramétrisations données sur ces figures sont obtenues [58] à partir des données. Les courbes valant 1 représente les étapes de déclenchement sans condition. Le seuil d'efficacité est biaisé vers des valeurs de plus de 15 GeV dû fait de la présence d'un seuil en énergie à 15 GeV dans les données utilisées pour déterminer les paramètres des courbes de déclenchement.

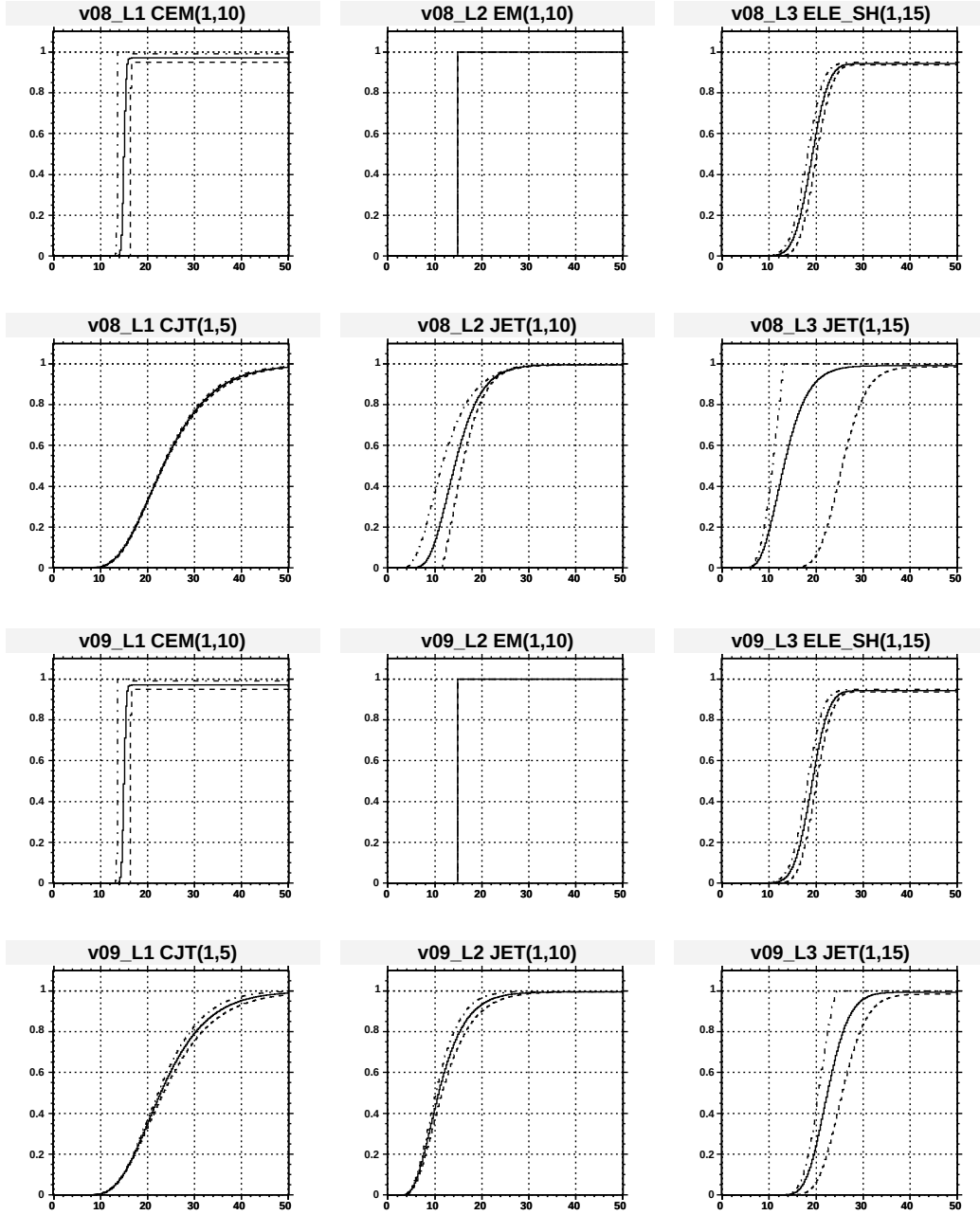


FIG. 4.13 – Efficacité de déclenchement des termes électron et jets utilisés dans les listes v8 et v9 aux trois niveaux de déclenchement en fonction de l'énergie transverse de l'objet considéré. Les probabilités sont conditionnelles d'un niveau sur l'autre comme indiqué dans l'équation 4.30. Les courbes en pointillés sont les courbes représentant une variation de $\pm 1\sigma$ des erreurs systématiques et statistiques.

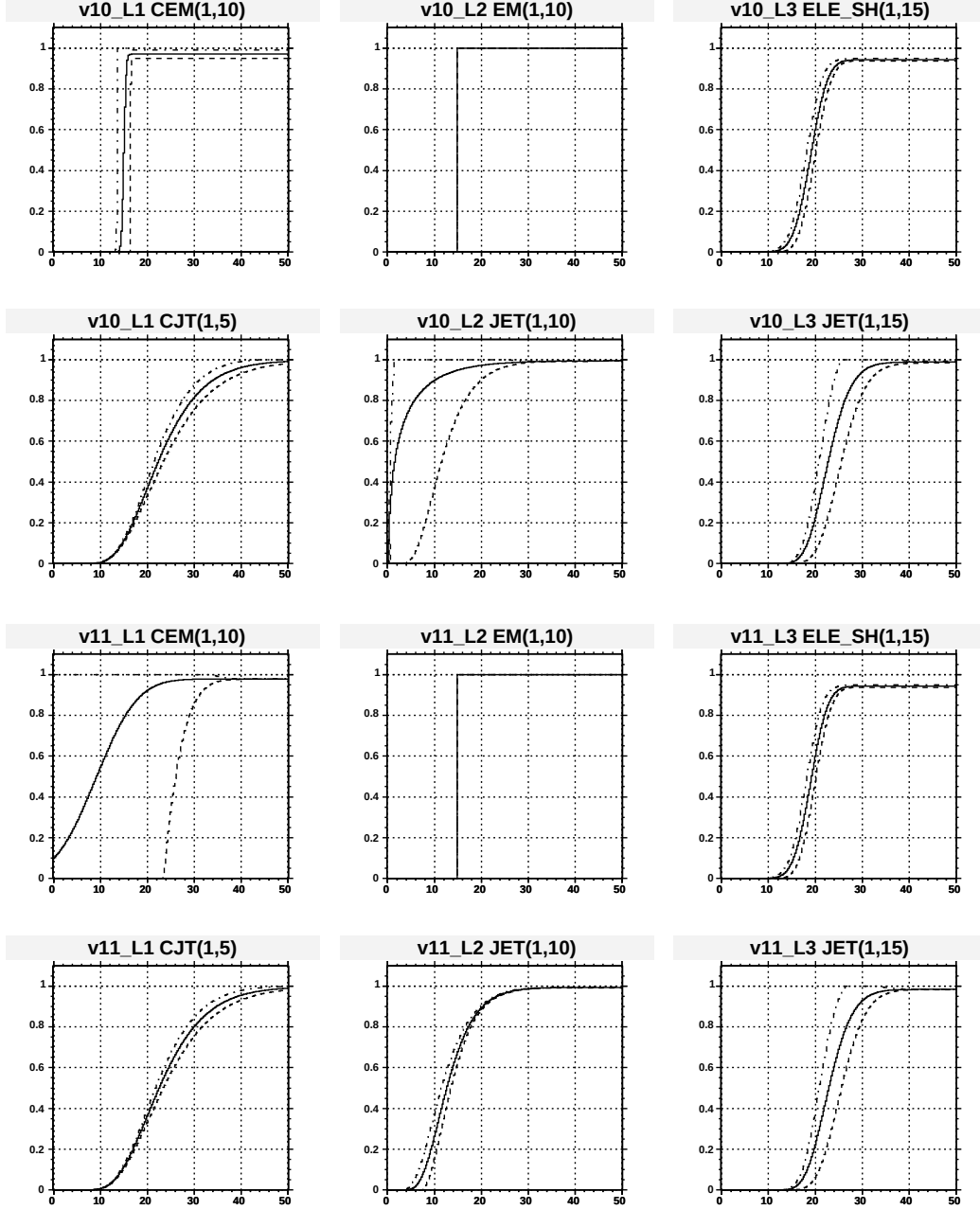


FIG. 4.14 – Efficacité de déclenchement des termes électron et jets utilisés dans les listes v10 et v11 aux trois niveaux de déclenchement en fonction de l'énergie transverse de l'objet considéré. Les probabilités sont conditionnelles d'un niveau sur l'autre comme indiqué dans l'équation 4.30. Les courbes en pointillés sont les courbes représentant une variation de $\pm 1\sigma$ des erreurs systématiques et statistiques.

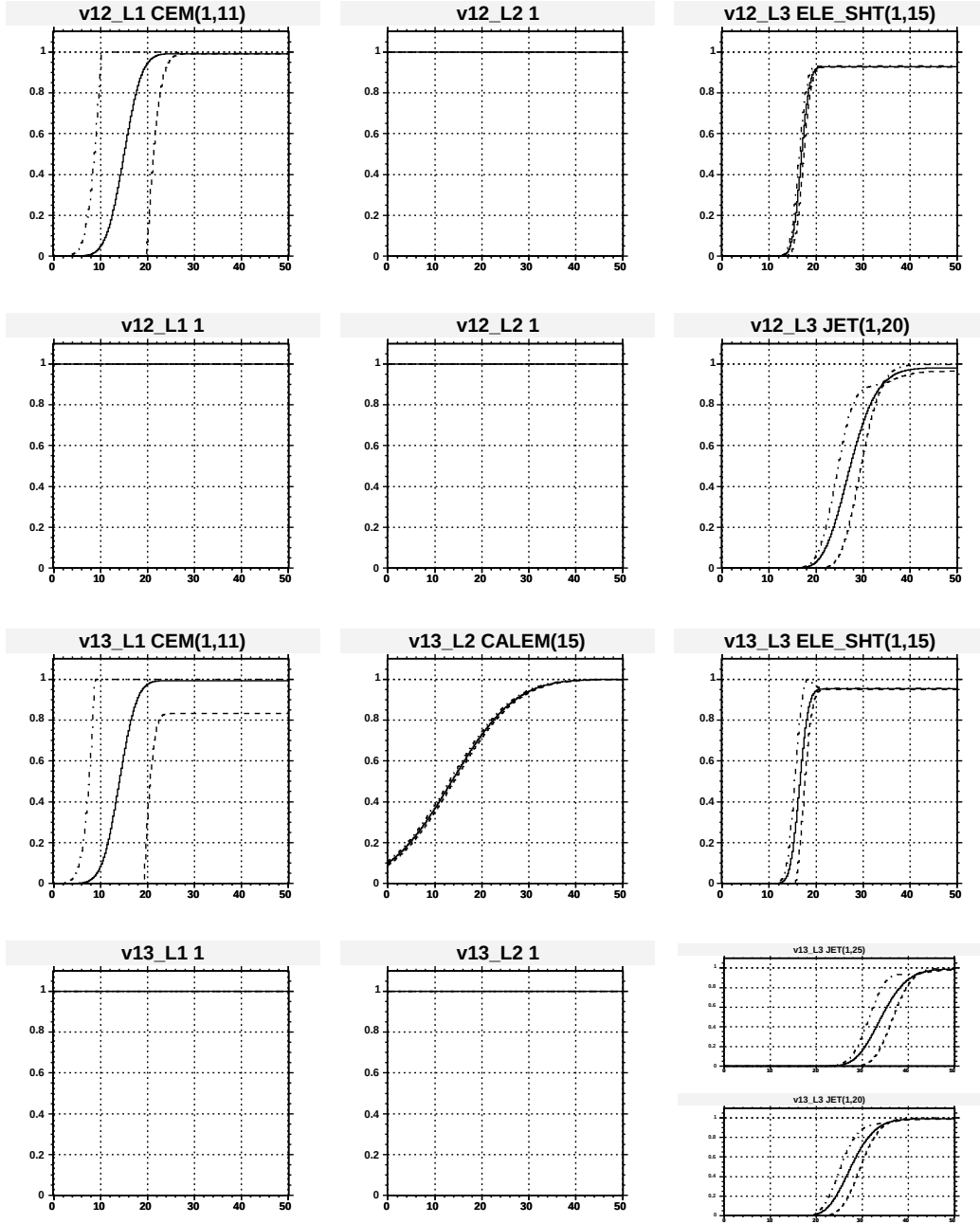


FIG. 4.15 – Efficacité de déclenchement des termes électron et jets utilisés dans les listes v12 et v13 aux trois niveaux de déclenchement en fonction de l'énergie transverse de l'objet considéré. Les probabilités sont conditionnelles d'un niveau sur l'autre comme indiqué dans l'équation 4.30. Les courbes en pointilles sont les courbes représentant une variation de $\pm 1\sigma$ des erreurs systématiques et statistiques.

La figure 4.16 représente la distribution de cette probabilité pour les événements $t\bar{t}$ simulés et présélectionnés.

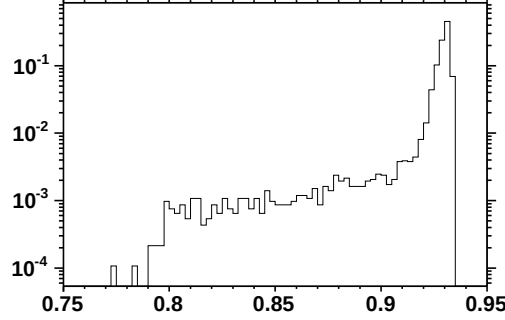


FIG. 4.16 – Distribution de l’efficacité de déclenchement pour les événements présélectionnés de la simulation $t\bar{t}$.

La moyenne de cette distribution donne l’efficacité de déclenchement global qui vaut :

$$\epsilon_{\text{déclenchement}} = 92.90 \% \quad (4.38)$$

L’efficacité de déclenchement calculée événement par événement est appliquée aux événements de simulations W+jets ou $t\bar{t}$ pour obtenir des distributions rendant compte de l’effet du système de déclenchement.

4.3.9 Récapitulatif et données présélectionnées

4.3.9.1 Efficacité de sélection

La table 4.10 résume les efficacités déterminées au paragraphe 4.3 précédent. L’efficacité totale de sélection de signal vaut :

$$\epsilon_{\text{signal}} = \prod_{\alpha \in [A \dots L]} \epsilon_{\alpha} \cdot \epsilon_{\text{déclenchement}} \cdot \kappa_{\text{électron}} \cdot \kappa_{PV} = 10.19 \pm 0.10 \% \quad (4.39)$$

Jusqu’à maintenant, ni les erreurs statistiques sur les facteurs de correction, ni les erreurs sur la paramétrisation des probabilités de déclenchement n’ont été utilisées. Elles le seront pour le calcul des erreurs systématiques sur le résultat final.

4.3.9.2 Lot de données sélectionné

Le lot de données sélectionné avec un candidat “lâche” définit le lot de données L. Le lot de données sélectionné avec un candidat “strict” définit le lot de données T. Le lot de données sélectionné avec un candidat “lâche” mais pas “strict” définit le lot de données QCD. Les lots T et QCD sont donc complémentaires dans le lot L.

La constitution des différents lots sera étudiée au chapitre suivant où l’on mesure la contribution des événements de création de paires $t\bar{t}$ du lot T.

Coupures	Eqn.	Efficacité marginale[%] facteur de correction	Efficacité cumulative[%]
$N_{jets} \geq 4$	(4.3)	$\epsilon_A = 39.50 \pm 0.18$	39.50 ± 0.18
$Reco * ID_{electron}$	(4.4)	$\epsilon_B = 58.87 \pm 0.29$	23.25 ± 0.16
Acceptance électron	(4.5)	$\epsilon_C = 82.23 \pm 0.29$	19.12 ± 0.15
Trace associée	(4.6)	$\epsilon_D = 93.12 \pm 0.21$	17.81 ± 0.14
$p_{T_e} \geq 20$ GeV et $p_{T_{trace}} \geq 10$ GeV	(4.7)	$\epsilon_E = 93.89 \pm 0.21$	16.72 ± 0.14
$\mathcal{L}_{electron} \geq 0.85$	(4.8)	$\epsilon_F = 89.72 \pm 0.27$	15.00 ± 0.13
Facteur de correction	(4.18)	$\kappa_{electron} = 0.882$	13.23 ± 0.12
$MET > 20$ GeV	(4.19)	$\epsilon_G = 89.19 \pm 0.29$	11.80 ± 0.11
Coupure triangulaire	(4.21)	$\epsilon_H = 93.85 \pm 0.24$	11.08 ± 0.11
Véto second électron	(4.22)	$\epsilon_I = 100.0 \pm 0.00$	11.08 ± 0.11
Véto muon isolé	(4.24)	$\epsilon_J = 99.97 \pm 0.02$	11.07 ± 0.11
Bon vertex primaire	(4.25)	$\epsilon_K = 99.46 \pm 0.10$	11.01 ± 0.11
Électron venant du PV	(4.26)	$\epsilon_L = 99.68 \pm 0.02$	10.98 ± 0.11
Facteur de correction	(4.29)	$\kappa_{PV} = 1.001$	10.99 ± 0.11
Efficacité de déclenchement	(4.38)	$\epsilon_{déclenchement} = 92.90$	10.19 ± 0.10
ϵ_{signal}			10.19 ± 0.10

TAB. 4.10 – Résumé des coupures de présélections avec leur efficacités cumulées et marginales tenant compte des facteurs de correction données/simulation.

Chapitre 5

Mesure de la section efficace top/anti-top

Zwei Dinge sind unendlich : Das Universum und die menschliche Dummheit. Aber beim Universum bin ich mir nicht ganz sicher.

Albert Einstein.

Ce chapitre détaille la mesure de la section efficace de production de paire de quarks top/anti-top. Il traite tout d'abord de la composition du lot de données présélectionné. Les différents bruits de fond présentés au paragraphe 1.3.5.3 sont évalués pour confirmer l'hypothèse sur la composition du lot d'analyse. Le bruit de fond QCD est estimé par une méthode matricielle. Les différences topologiques entre événements W +jets et événement $t\bar{t}$ permettent de construire un discriminant topologique. Le nombre d'événements de signal est finalement extrait statistiquement par un ajustement de maximum de vraisemblance combiné sur la distribution du discriminant et de l'estimation du bruit de fond QCD. Les erreurs systématiques sur la mesure sont calculées et les distributions de contrôle sont données. Finalement, le résultat de la mesure est donné puis commenté.

La première indication¹ de l'existence du quark top a été donnée en 1994 par l'expérience CDF [49]. La première mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ avec une luminosité de 19.3 pb^{-1} est alors de $13.9_{-4.8}^{+6.1} \text{ pb}$. L'observation formelle [50] est faite en 1995 conjointement par les deux expériences DØ et CDF dans les canaux lepton+jets et dilepton avec étiquetage de quark b ². La méthode alors utilisée fait l'hypothèse de l'évolution de Berends³ qui consiste à dire que dans les événements W +jets, la multiplicité de jets suit une loi exponentielle. La mesure est effectuée par l'excès dans les troisième et quatrième multiplicités de jets par rapport à un ajustement sur les deux premières multiplicités.

Cette méthode sera utilisée [52] au début du *Run II*. Cette hypothèse de travail est abandonnée dans les analyses actuelles depuis l'amélioration des prédictions QCD. La mesure du signal est donc obtenue par des ajustements sur des variables discriminantes [54] : variable de réseau de neurones ou probabilité de vraisemblance.

5.1 Composition du lot présélectionné

La mesure de l'efficacité de présélection pour les différents bruit de fond permet de savoir quelles contributions sont retenues dans l'analyse. Le bruit de fond QCD est estimé à partir des données suivant une méthode appelée "méthode de la matrice". Ceci permet de calculer la probabilité de vraisemblance $\mathcal{P}_{MM}$ entre les données du lot final et de la modélisation. Des variables topologiques discriminant le bruit de fond W +jets et le signal sont introduites. Un discriminant topologique est construit à partir de celles-ci, permettant le calcul de la probabilité de vraisemblance $\mathcal{P}_{topo}$ entre les données et la modélisation. L'optimisation de la probabilité de vraisemblance $\mathcal{P}_{MM} \cdot \mathcal{P}_{topo}$ permet la mesure du nombre d'événements de signal dans le lot sélectionné T.

5.1.1 Evaluation du nombre d'événements de signal

En supposant que la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ est de 7 pb^{-1} , en utilisant l'équation 1.7, le nombre attendu d'événements de signal pour une luminosité intégrée de 366 pb, une efficacité de sélection de signal de 10.19% et un rapport d'embranchement de 17.106% est de :

$$\begin{aligned} \text{attendu } N_t^{t\bar{t}} &= \sigma_{t\bar{t}}^{\text{hypothèse}} \cdot \mathcal{L} \cdot BR_{e+jets} \cdot \epsilon_{\text{signal}} \\ &= 7 \cdot 366 \cdot 0.17106 \cdot 0.1019 \\ \text{attendu } N_t^{t\bar{t}} &= 45 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Soit une estimation d'environ :

- 2600 paires $t\bar{t}$ produites au cœur du détecteur au cours de toute la prise de données.
- 450 événements dans la canal d'observation utilisée pour cette analyse.
- 45 événements dans le lot final d'analyse.

Cela peut paraître peu, mais l'application des coupures est nécessaire pour obtenir un bon rapport signal sur bruit qui est de l'ordre⁴ de $\frac{45}{21+59}$ soit environ un peu plus que un pour deux.

¹Au cours de la phase *Run I*, avec une énergie dans le centre de masse de 1.8 TeV.

²Téchnique consistant à identifier les jets provenant d'un parton initial de saveur 'b'.

³Berends Scaling

⁴L'estimation par la méthode de la matrice du paragraphe 5.1.3 est utilisée pour l'estimation des bruits de fond

5.1.2 Evaluation des bruits de fond physique

5.1.2.1 Estimation de la contamination d'évènements Z+jets

Il est montré dans [54] que le nombre d'évènements Z+jets représente 2 % du nombre d'évènements W+jets. Ce bruit de fond est en fait absorbé dans le bruit de fond W+jets parce que possédant des topologies identiques (voir figure 5.11 et paragraphe 5.1.5.1).

5.1.2.2 Estimation de la contamination $t\bar{t} \rightarrow \text{dilepton}$

Ce paragraphe est consacré à l'estimation de la contamination par les évènements de production $t\bar{t}$ où les deux bosons W se désintègrent de façon leptonique pour donner au moins un électron dans l'état final. Le rapport d'embranchement correspondant s'écrit :

$$BR_{\text{dilepton}} \equiv BR(t\bar{t} \rightarrow qW^+qW^- \rightarrow \text{dilepton} \rightarrow \text{électron} + X) = 6.481 \% \quad (5.2)$$

Le détail des processus correspondant et leur rapport d'embranchement sont reportés dans la table 5.1.

Processus	Rapport d'embranchement
$W \rightarrow e$ $W \rightarrow e$	0.1068^2
$W \rightarrow \mu$ $W \rightarrow e$	$0.1068^2 \times 2$
$W \rightarrow \tau$ $W \rightarrow e$	$0.1068^2 \times 2$
$W \rightarrow \tau(\text{pas en électron})$ $W \rightarrow \tau \rightarrow e$	$(0.1068 \times (1 - 0.1784))(0.1068 \times 0.1784) \times 2$
$W \rightarrow \mu$ $W \rightarrow \tau \rightarrow e$	$0.1068(0.1068 \times 0.1784) \times 2$
$W \rightarrow \tau \rightarrow e$ $W \rightarrow \tau \rightarrow e$	$(0.1068 \times 0.1784)^2$

TAB. 5.1 – Processus et rapport d'embranchement pris en compte dans le calcul de 5.2, le rapport d'embranchement de la contamination dilepton au canal d'analyse e+jets.

L'efficacité de présélection est déterminée de la même façon que décrite au paragraphe 4.3 pour des évènements $t\bar{t}$ simulés dans les désintégrations données par la table 5.1. Après calcul de l'efficacité de déclenchement pour de tels évènements, l'efficacité totale de sélection vaut :

$$\epsilon_{\text{dilepton}} = 0.712 \pm 0.030 \% \quad (5.3)$$

En faisant l'hypothèse que la valeur de la section efficace de production $t\bar{t}$ est de 7pb^{-1} , l'estimation du nombre d'évènements dilepton dans le lot T est de :

$$N_{\text{dilepton}} = \sigma_{t\bar{t}} \cdot \epsilon_{\text{dilepton}} \cdot BR_{\text{dilepton}} \cdot \mathcal{L} = 1.18 \quad (5.4)$$

L'estimation de la contribution absolue nécessite une hypothèse sur la valeur même de la mesure à effectuer. Cette contribution est donc exprimée de façon relative au nombre d'évènements de signal par le rapport :

$$R_{\text{dilepton}/e+jets} = \frac{N_{\text{dilepton}}}{N_{e+jets}} = \frac{BR_{\text{dilepton}} \cdot \epsilon_{\text{dilepton}}}{BR_{e+jets} \cdot \epsilon_{\text{signal}}} = 2.65 \pm 0.12\% \quad (5.5)$$

L'utilisation de ce rapport sera précisée par la suite au paragraphe 5.1.5.

5.1.3 Évaluation du bruit de fond QCD : Méthode de la matrice

Sous l'hypothèse que le lot de données L possède trois composantes : bruit de fond QCD, bruit de fond W+jet et signal $t\bar{t}$, la composition des lots L et T est schématisée sur la figure 5.1. Les nombres ϵ_{QCD} et ϵ_{sig} sont les efficacités pour qu'un faux électron d'un évènement QCD et un vrai électron respectivement passent la coupure stricte 3.14 sur l'électron vérifiant déjà les critères "lâches" (equ. 3.10).

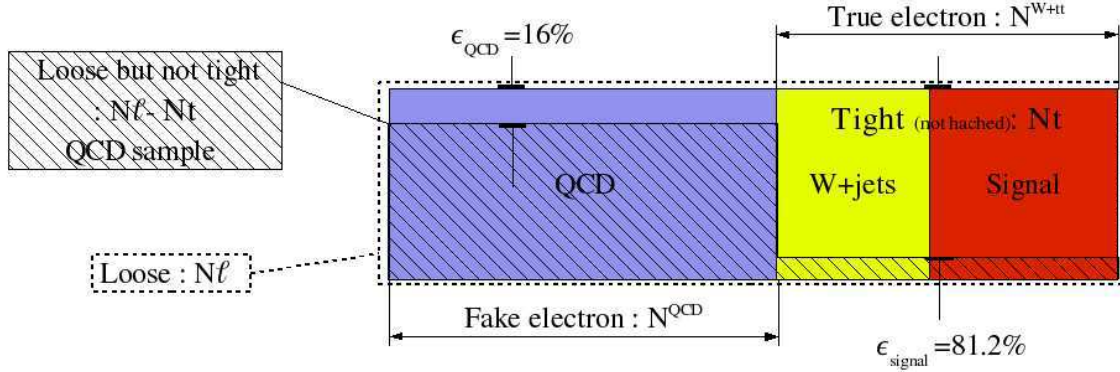


FIG. 5.1 – Diagramme schématisant la composition du lot L (loose). Les différentes contributions de bruit de fond QCD, W+jet et de signal $t\bar{t}$ sont représentées de gauche à droite. Le lot QCD est hachuré, le lot T (tight) ne l'est pas. Les efficacités ϵ_{QCD} et ϵ_{sig} représentent respectivement les proportions de faux et de vrais électrons entre le lot T et le lot L.

La composition des lots L et T se met sous forme du système linéaire :

$$\begin{aligned} N_L &= N^{QCD} + N^{W, t\bar{t}} \\ N_T &= \epsilon_{QCD} N^{QCD} + \epsilon_{sig} N^{W, t\bar{t}} \end{aligned} \quad (5.6)$$

où N_L et N_T sont les populations des lots L et T, N^{QCD} est le nombre d'évènements QCD du lot L et $N^{W, t\bar{t}}$ le nombre d'évènements avec un vrai électron (évènements W+jets ou $t\bar{t}$).

Le système se résout en :

$$\begin{aligned} N_L &= N^{QCD} + N^{W, t\bar{t}} \\ N^{W, t\bar{t}} &= \frac{N_T - \epsilon_{QCD} \cdot N_L}{\epsilon_{sig} - \epsilon_{QCD}} \\ N^{QCD} &= \frac{\epsilon_{sig} \cdot N_L - N_T}{\epsilon_{sig} - \epsilon_{QCD}} \end{aligned} \quad (5.7)$$

pour la composition du lot L. La composition du lot T quant à elle s'exprime :

$$\begin{aligned} N_T &= N_T^{QCD} + N_T^{W, t\bar{t}} \\ N_T^{W, t\bar{t}} &= \epsilon_{sig} \frac{N_T - \epsilon_{QCD} \cdot N_L}{\epsilon_{sig} - \epsilon_{QCD}} \\ N_T^{QCD} &= \epsilon_{QCD} \frac{\epsilon_{sig} \cdot N_L - N_T}{\epsilon_{sig} - \epsilon_{QCD}} \end{aligned} \quad (5.8)$$

où l'indice T signifie 'dans le lot T'. Ce calcul n'a d'utilité que si ϵ_{QCD} et ϵ_{sig} sont connus. Ces efficacités sont calculées dans les paragraphes suivants.

5.1.3.1 Détermination de ε_{sig}

La valeur de ε_{sig} est déterminée sur des événements de simulation W+jets après la totalité de la présélection. Les facteurs de correction données/simulation de la table 4.5 sont appliqués pour obtenir ε_{sig} dans les différentes multiplicités de jets de la table 5.2. L'hypothèse que ε_{sig} ne dépend pas de l'énergie transverse de l'électron est faite. La valeur utilisée est celle des événements avec une multiplicité de jets supérieure ou égale à 4 :

$$\varepsilon_{sig} = 81.2 \pm 0.6 \% \quad (5.9)$$

N_{Jets}	ε_{sig}	ε_{QCD} v8-v11	ε_{QCD} v12	ε_{QCD} v13
= 1 jet	0.844 ± 0.006	0.104 ± 0.002	0.164 ± 0.003	0.160 ± 0.005
= 2 jets	0.843 ± 0.004	0.118 ± 0.006	0.188 ± 0.007	0.156 ± 0.013
≥ 2 jets	-	0.115 ± 0.005	0.186 ± 0.006	0.168 ± 0.013
= 3 jets	0.836 ± 0.013	0.093 ± 0.014	0.163 ± 0.018	0.201 ± 0.040
≥ 3 jets	-	0.088 ± 0.013	0.172 ± 0.017	0.224 ± 0.040
≥ 4 jets	0.812 ± 0.006	0.094 ± 0.064	0.227 ± 0.056	0.240 ± 0.106

 TAB. 5.2 – Valeur de ε_{QCD} et de ε_{sig} dans les différentes multiplicités de jet.

 5.1.3.2 Détermination de ε_{QCD}

La probabilité ε_{QCD} est évaluée sur les données parce que les événements du bruit de fond QCD sont des événements spécifiques qui sont difficiles à simuler en détail. Toutes les coupures de présélection sont appliquées pour se placer au plus près de la composition du lot final, à l'exception de la coupure sur l'énergie transverse manquante : $MET > 20$ GeV qui rejette une grande partie des événements QCD se situant à basse énergie transverse manquante. Sur la figure 5.2 est présentée en fonction de la quantité d'énergie transverse manquante la fraction d'événements où un électron passant la coupure lâche 3.10 passe la coupure "stricte" 3.14. Un ajustement par une constante du plateau pour une énergie transverse manquante inférieure à 10 GeV constitue la mesure de ε_{QCD} . L'accroissement du rapport aux alentours de 15-20 GeV correspond à l'augmentation du nombre d'électrons provenant d'événements W et $t\bar{t}$ dans le lot de données. La probabilité ε_{QCD} est sensible aux critères de sélection de l'électron au niveau du système de déclenchement. Plus le critère de sélection de l'électron au niveau du déclenchement est strict, plus les jets qui déclencheront ce terme auront des caractéristiques proches de celles d'un électron : ε_{QCD} doit alors augmenter. La mesure est séparée en trois périodes correspondantes aux versions de liste de déclenchement v8-v11, v12 et v13.

Dans le domaine d'énergie transverse manquante inférieure à 10 GeV, aucune dépendance majeure de ε_{QCD} en fonction de l'impulsion transverse du candidat électron n'est observée (voir figure 5.3).

Les valeurs de ε_{QCD} pour les différentes multiplicités de jets et les versions de liste de déclenchement sont reportées dans la table 5.2.

Aucune dépendance significative en fonction du nombre de jets n'est observée, les valeurs obtenues pour deux jets et plus sont utilisées. Faire une moyenne pondérée par la luminosité [1] collectée pour chaque version de déclenchement nécessite l'hypothèse que le taux d'acquisition du bruit de fond QCD est le même pour chaque version. Pour la même raison que ε_{QCD} n'est pas constante, ce

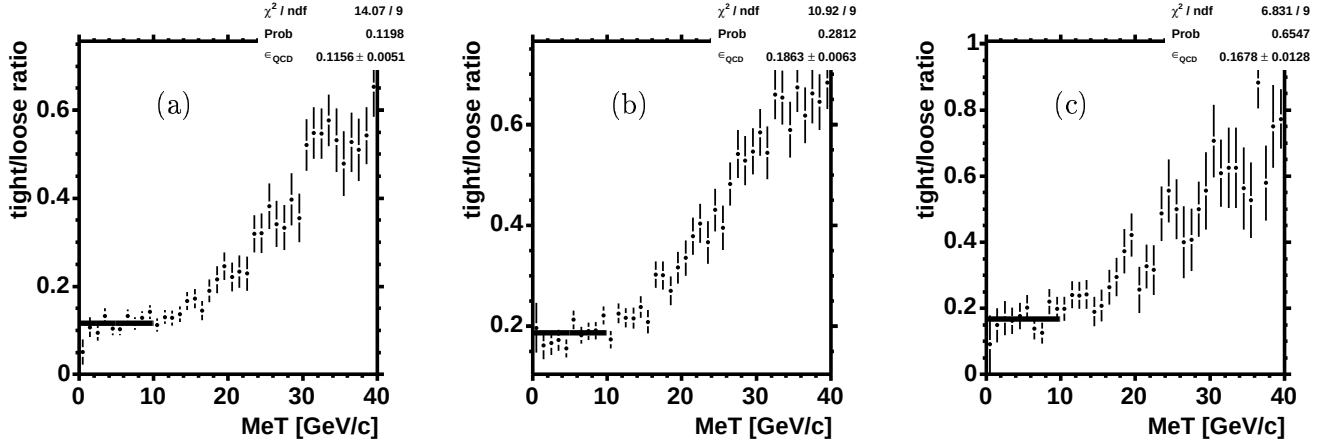


FIG. 5.2 – Rapport du nombre d'évènements présélectionnés T sur le nombre d'évènements présélectionnés L en fonction de l'énergie manquante dans l'évènement donnant une mesure de ε_{QCD} par l'ajustement à une constante dans la région $MeT < 10$ GeV. Pour les données collectés avec la liste de déclenchement v9-11 (a), v12 (b) et v13 (c).

taux n'est pas constant. La méthode de la matrice est appliquée pour chacune des trois périodes distinguées permettant de connaître la fraction de bruit de fond QCD pour chaque version (voir table 5.3). Cette fraction permet de déterminer la valeur moyenne utilisée afin d'estimer les contributions globales. La valeur utilisée pour le lot final d'analyse est :

$$\varepsilon_{QCD} = 15.9 \pm 1.1 \% \quad (5.10)$$

5.1.3.3 Première estimation de la composition

Les nombres d'évènements avec un faux candidat électron issu d'évènements QCD et le nombre d'évènements où le candidat électron est réel sont estimés à l'aide des valeurs de ε_{sig} et de ε_{QCD} données dans la table 5.2, en appliquant la formule 5.8. Cette estimation est résumée dans la table 5.3. La figure 5.4 illustre cette estimation du bruit de fond QCD dans la distribution de masse transverse⁵ $e\nu$.

Cette estimation de la composition permet dans un premier temps de normaliser des distributions de contrôle (voir paragraphe 5.3.1) pour s'assurer de l'accord données/simulation pour des évènements avec exactement 2 jets reconstruits (voir figures 5.5 à 5.8) et avec un seul jet reconstruit (voir figures 4.3 à 4.4). L'accord dans les multiplicités de jet 1 et 2 donne confiance dans l'estimation par la méthode de la matrice.

Elle sera utilisée dans un deuxième temps dans l'ajustement par maximum de vraisemblance pour la mesure du nombre d'évènements de signal. Sur 125 évènements dans le lot final d'analyse, l'estimation donne environ 21 évènements de bruit de fond QCD et 104 évènements avec un véritable électron : W/Z +jets et $t\bar{t}$.

⁵ par définition $m_T = \sqrt{2 \cdot MET \cdot p_{T_{electron}} (1 - \cos(\Delta\varphi(electron, MET)))}$

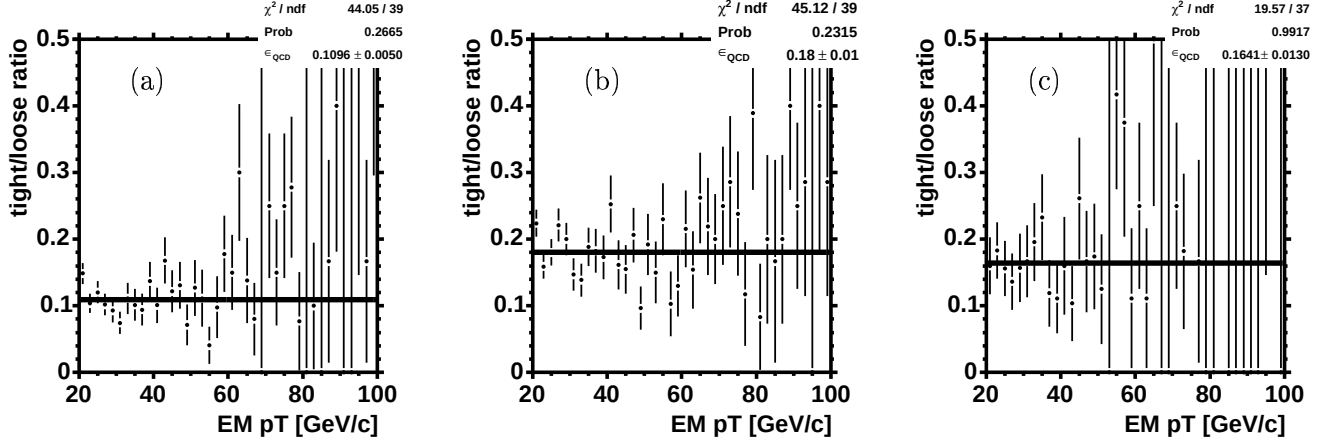


FIG. 5.3 – Rapport du nombre d'évènement présélectionnés T sur le nombre d'évènement présélectionnés L en fonction de l'impulsion transverse du candidat électron dans le domaine $MET < 10$ GeV pour les données collectées avec la liste de déclenchement v8-11 (a), v12 (b) et v13 (c). L'ajustement par une constante démontre l'absence de dépendance dans l'impulsion transverse de l'électron et l'accord avec les ajustements de la figure 5.2.

		N_l	N_t	f_l^{QCD}	$\varepsilon_{QCD}^{weighted}$	N_t^{QCD}	N_t^{tt+W}
$N_{jet} = 1$	v8-11	7527	4898	0.488 ± 0.008	0.150 ± 0.004	230.8 ± 11.3	13489.7 ± 169.4
	v12	10202	7462	0.427 ± 0.008		325.8 ± 23.7	
	v13	2348	1745	0.086 ± 0.004		58.8 ± 8.5	
$N_{jet} = 2$	v8-11	2113	1072	0.434 ± 0.010	0.154 ± 0.005	112.5 ± 5.0	2995.2 ± 64.9
	v12	3006	1859	0.457 ± 0.011		191.3 ± 10.2	
	v13	681	409	0.109 ± 0.007		40.9 ± 4.3	
$N_{jet} = 3$	v8-11	435	166	0.485 ± 0.021	0.150 ± 0.006	31.7 ± 2.3	474.1 ± 26.8
	v12	565	320	0.414 ± 0.021		43.6 ± 4.2	
	v13	133	73	0.101 ± 0.013		9.6 ± 1.7	
$N_{jet} \geq 4$	v8-11	97	44	0.375 ± 0.042	0.159 ± 0.011	5.8 ± 1.0	103.9 ± 12.0
	v12	135	62	0.572 ± 0.043		14.2 ± 2.1	
	v13	29	19	0.053 ± 0.019		1.2 ± 0.7	

TAB. 5.3 – Nombre d'évènements présélectionnés dans les lots L et T : N_l et N_t dans les différentes listes de déclenchement. La méthode de la matrice est appliquée dans chaque version du déclenchement en utilisant les valeurs de la table 5.2, permettant ainsi d'avoir la fraction d'évènement QCD par liste dans chaque multiplicité de jet. Fraction servant à obtenir une valeur moyenne de ε_{QCD} pour l'ensemble des données collectées. La composante d'évènements avec un vrai électron N_t^{tt+W} est finalement estimée.

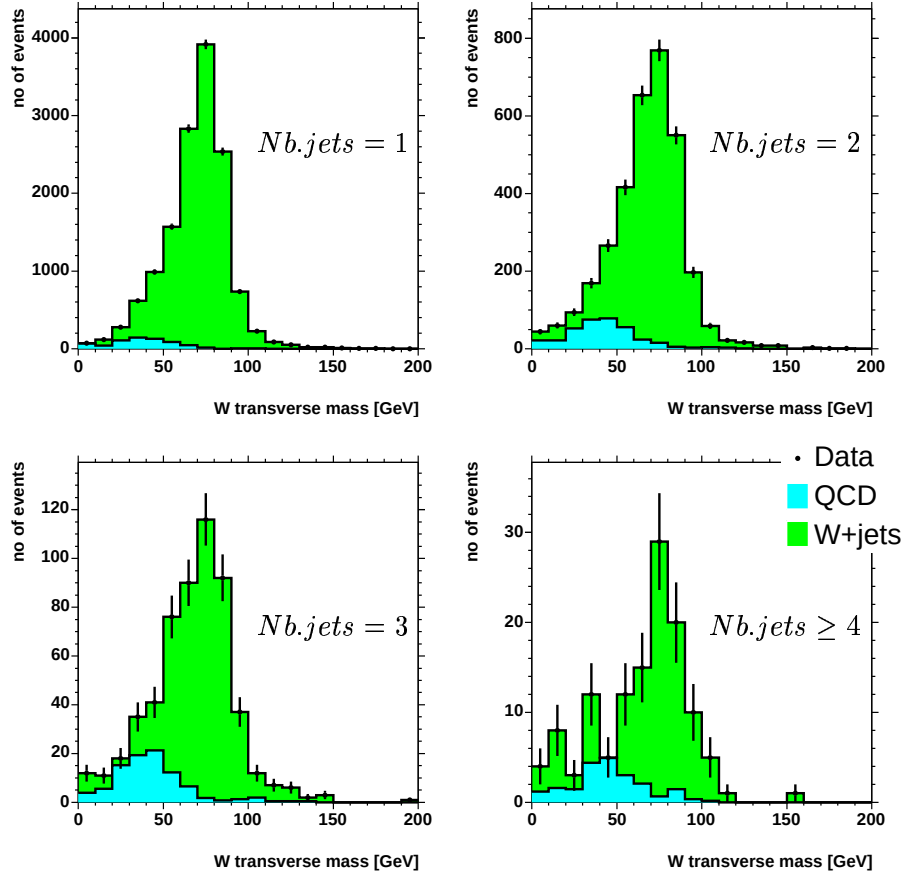


FIG. 5.4 – Illustration de la méthode de la matrice. La formule 5.8 est appliquée dans chaque intervalle de masse transverse donnant l'estimation du nombre d'évènements QCD (composante inférieur) et $W, t\bar{t}$ (composante supérieur) pour chaque multilicé de jets reconstruits. Par construction, la somme des deux composantes est égale au nombre d'évènements observés dans chaque intervalle de masse transverse $e\nu$.

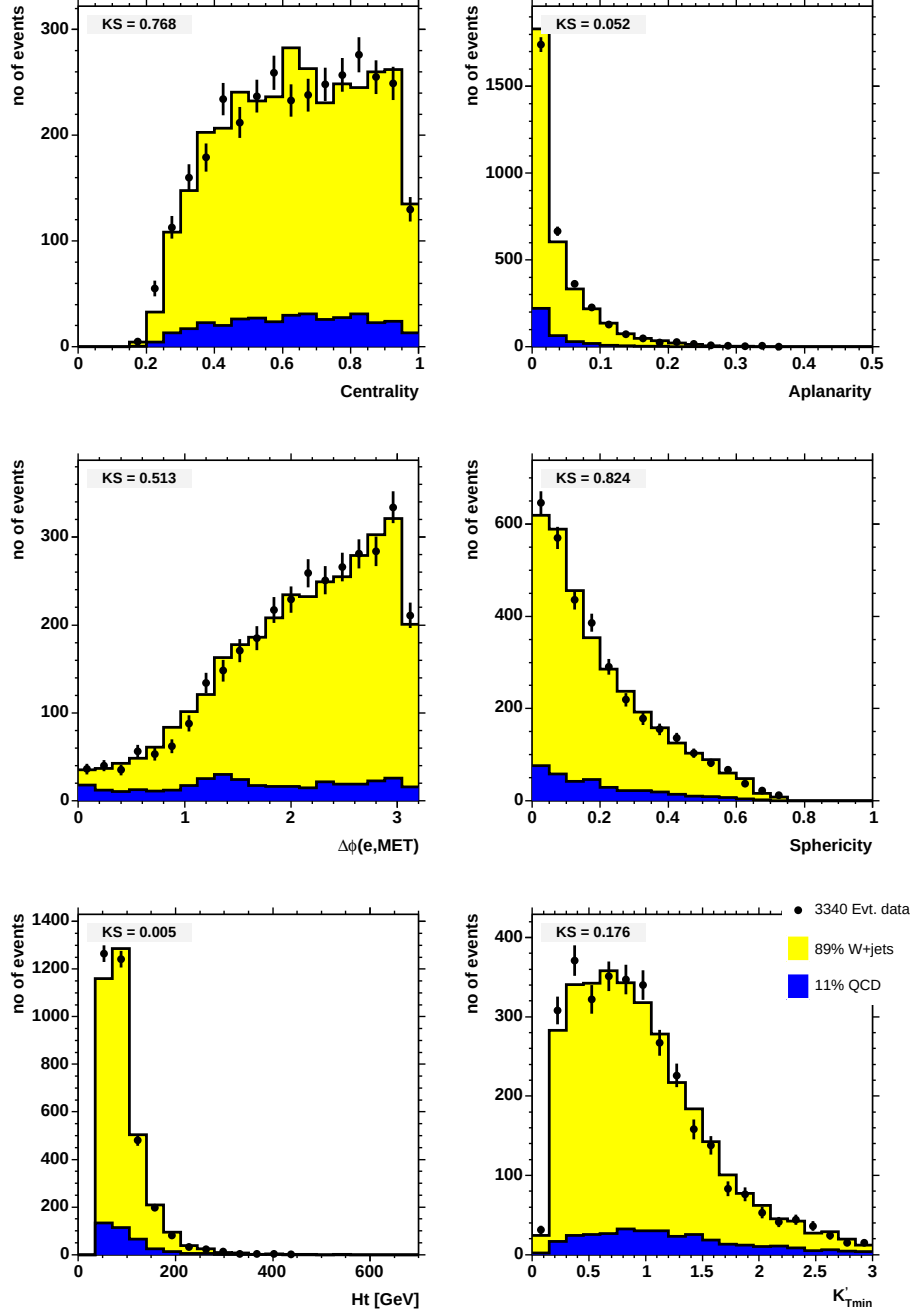


FIG. 5.5 – $W+2jets$ - Distribution des variables topologiques entrant dans la composition du discriminant topologique : centralité, aplanarité, $\Delta\phi(e, MET)$, sphéricité, H_T et K'_{Tmin} . Les données présélectionnées avec exactement 2 jets reconstruits sont superposées à la prédiction de la méthode de la matrice incluant (en partant du bas de chaque histogramme) le bruit de fond QCD (bleu) et la contribution W+jets (jaune). Le nombre en haut à gauche de chaque distribution est la probabilité du test de Kolmogorov-Smirnov (voir paragraphe 5.3.1).

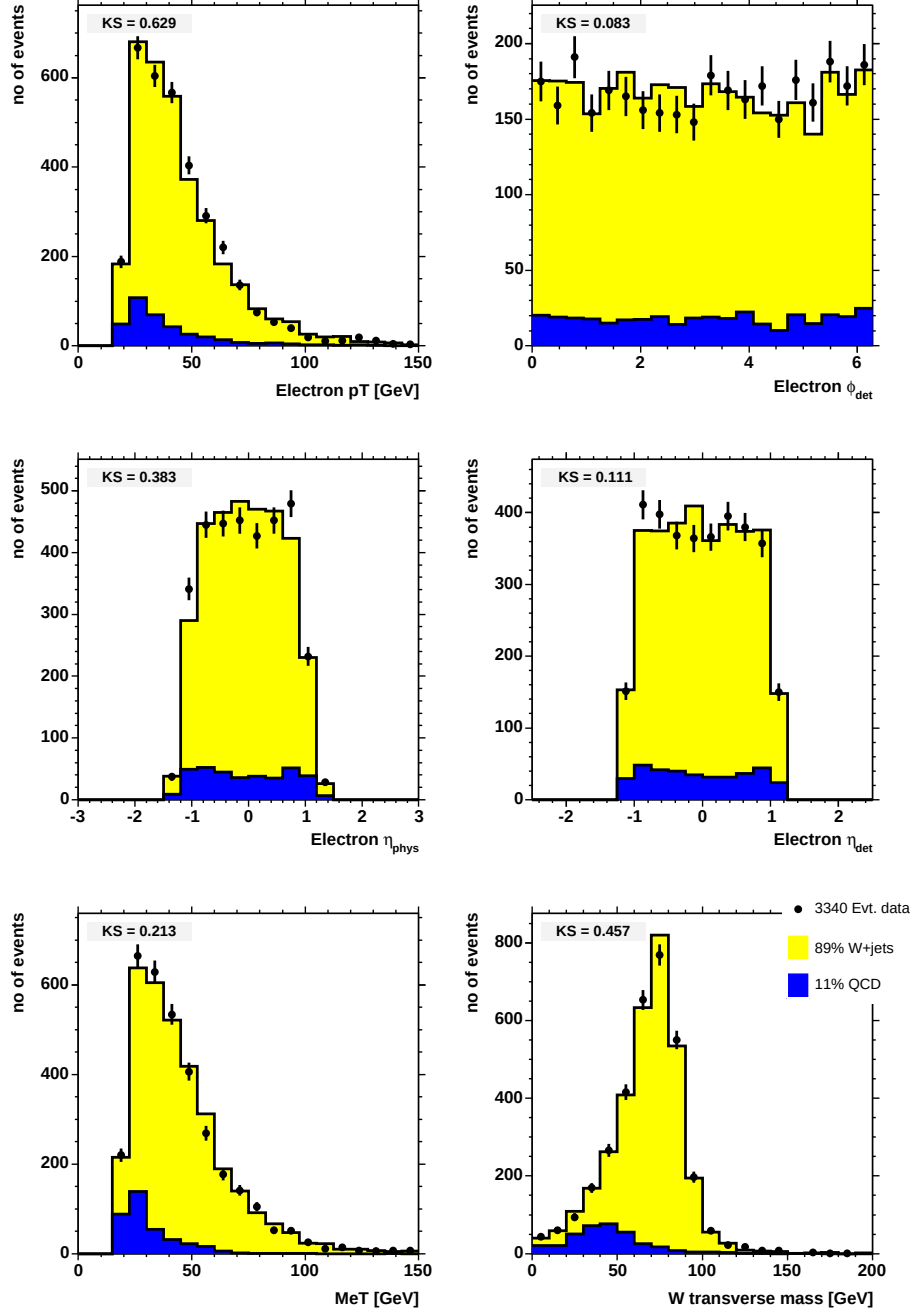


FIG. 5.6 – $W+2jets$ - Distribution de p_T , φ , $\eta_{d\acute{e}tecteur}$, $\eta_{physique}$ du candidat électron, l'énergie transverse manquante et la masse transverse du système $e\nu$. On superpose les données présélectionnées avec exactement 2 jets reconstruits à la prédiction de la méthode de la matrice incluant (en partant du bas de chaque histogramme) le bruit de fond QCD (bleu) et la contribution $W+jets$ (jaune).

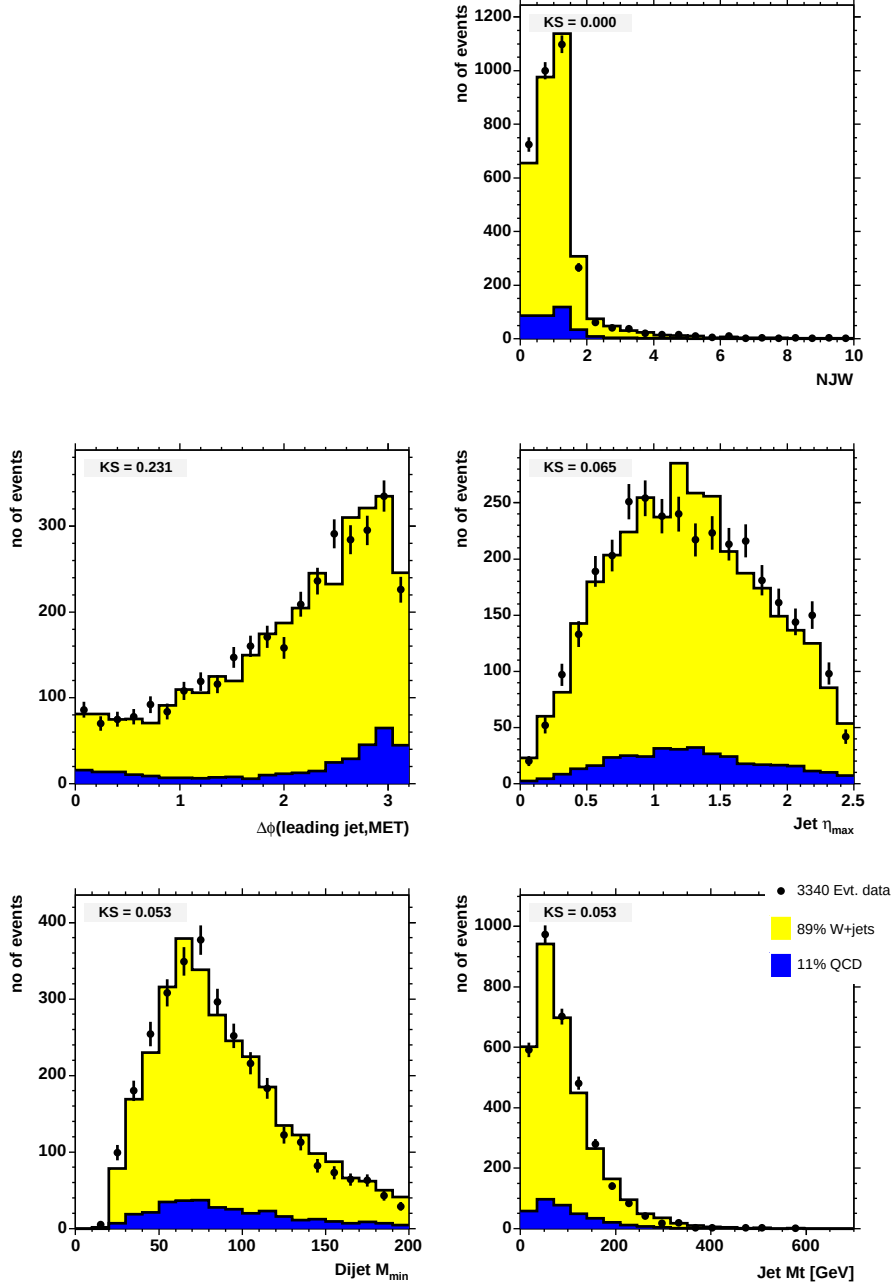


FIG. 5.7 – $W+2jets$ - Distribution de cinq variables topologiques : nombre de jets pondéré de p_T et η des quatre premiers jets (NJW), ouverture azimutale entre le premier jet et l'énergie transverse manquante, η maximum des jets, minimum de la masse de deux jets et masse transverse des quatre premiers jets. Les données présélectionnées avec exactement 2 jets reconstruits sont superposées à la prédiction de la méthode de la matrice incluant (en partant du bas de chaque histogramme) le bruit de fond QCD (bleu) et la contribution W+jets (jaune).

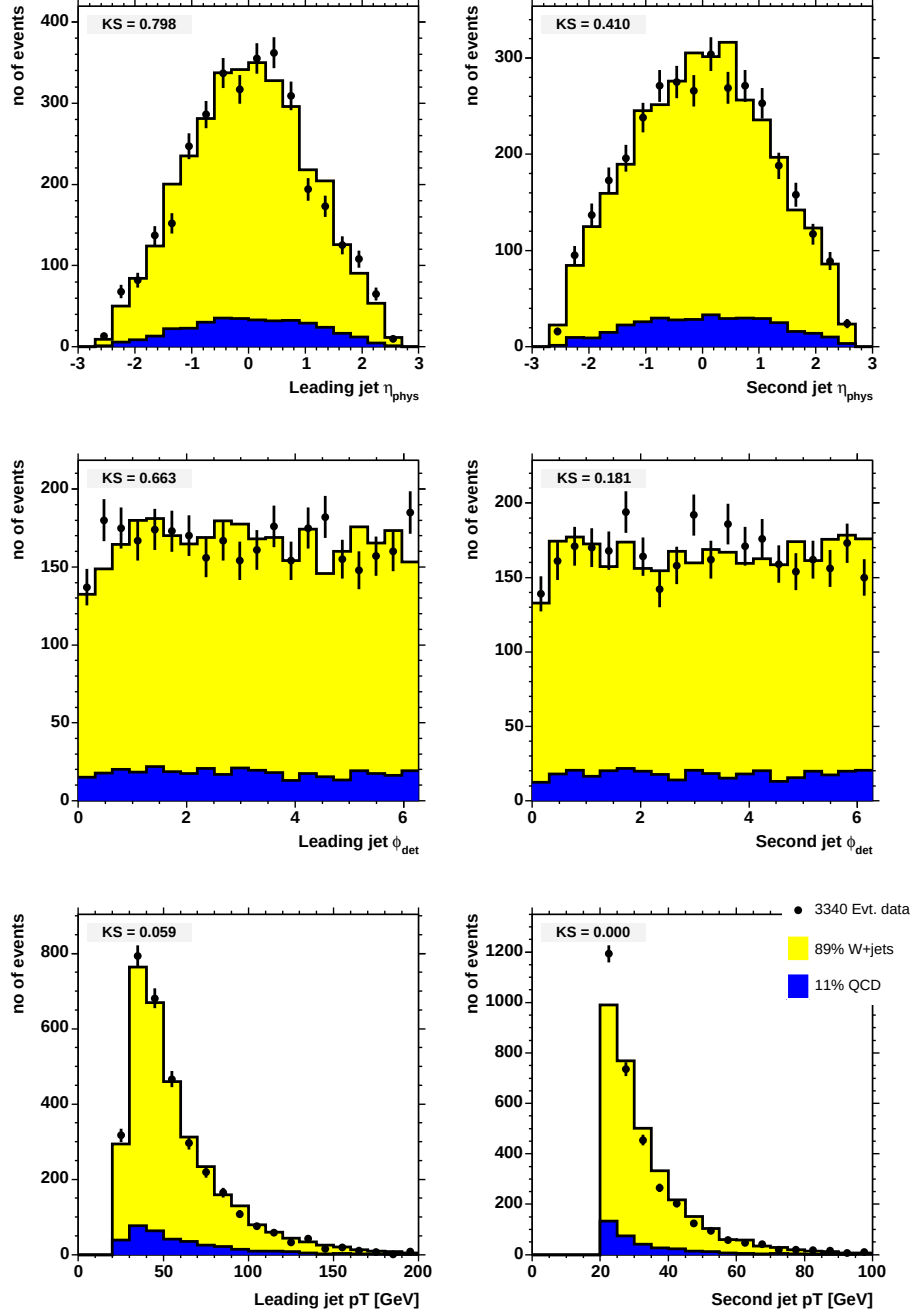


FIG. 5.8 – $W+2jets$ - Distribution des variables $\eta_{d\acute{e}tecteur}$, φ et p_T des premier et second jets. Les données présélectionnées avec exactement 2 jets reconstruits sont superposées à la prédiction de la méthode de la matrice incluant (en partant du bas de chaque histogramme) le bruit de fond QCD (bleu) et la contribution W+jets (jaune).

5.1.4 Approche topologique

Topologie des évènements

Les jets de hadrons produits par rayonnement de l'état initial partonique (bruit de fond QCD et évènements W+jets) seront préférentiellement à grande pseudo rapidité. Les quarks top (terme générique pour top et anti-top) sont créés avec une impulsion transverse importante, les jets produits lors de la désintégration de paires $t\bar{t}$ auront tendance à être plus centraux. Les objets sont produits par désintégration du quark top ou du boson W, ils emportent des énergies transverses relativement importantes.

La topologie des évènements QCD est proche de celle des évènements W+jets, puisque le processus de radiation aboutissant à la production de jets de hadrons est similaire.

La discrimination topologique sur les évènements dans le lot de données présélectionnées est cependant atténuée par la sélection des évènements telle que l'acceptance de l'électron.

Les variables topologiques sont introduites dans le but de pouvoir discriminer le signal et le bruit de fond.

Les variables topologiques

Le tenseur d'impulsion est défini par :

$$\mathcal{M}_{ij} = \frac{\sum_{objet} p_{objet}^i p_{objet}^j}{\sum |p_{objet}|^2} \quad (5.11)$$

où les sommes se font sur les jets de hadrons sélectionnés. Le candidat électron peut être ajouté dans la somme suivant les cas expliqués ci-dessous. Ce tenseur est symétrique et il est donc diagonalisable. Les trois valeurs propres distinctes ou non sont notées : λ_1 , λ_2 et λ_3 telles qu'elles vérifient :

$$\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3 \quad (5.12)$$

La trace du tenseur est égale à 1, quel que soit le nombre d'objets considérés, ce qui donne la relation :

$$\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1 \quad (5.13)$$

Six variables topologiques sont définies :

- L'aplanarité : $\mathcal{A} = \frac{3}{2}\lambda_3$ définie à partir du tenseur construit avec les jets et le candidat électron. λ_3 étant la plus petite des valeurs propres, elle varie entre 0 et $\frac{1}{3}$. La valeur maximale de l'aplanarité de 0.5 correspondant à trois valeurs propres égales à $\frac{1}{3}$, et donc à un tenseur d'impulsion identique, caractérisant un évènement isotrope.
- La sphéricité : $\mathcal{S} = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3)$ est définie à partir du tenseur construit avec seulement les jets. La corrélation avec l'aplanarité est donc réduite ; la table 5.4 donne les corrélations entre les différentes variables topologiques effectives. La valeur maximale de la sphéricité est 1, elle correspond à un tenseur d'impulsion isotrope, tandis qu'à l'opposé, une sphéricité de 0 correspond à un tenseur d'impulsion avec un axe unique suivant le vecteur propre associé à λ_1 , soit un évènement où les objets seraient tous produits dans la même direction.

Dans des évènements $t\bar{t}$, les produits de désintégrations sont répartis plutôt isotropiquement en comparaison des évènements W+jets où les jets issus de la radiation de l'état initial hadronique sont en moyenne plus focalisés dans la direction du parton initial.

- La centralité est définie par : $\mathcal{C} = H_T/H$ où H et H_T sont les sommes scalaires respectives de l'énergie et de l'énergie transverse des jets de hadrons. Une valeur de centralité proche de 1 correspond à un évènement où l'énergie transverse est égale à l'énergie ; les jets se trouvent

donc à faible pseudo-rapidité. Les événements $t\bar{t}$ sont plus centraux que les événements W+jets où les jets sont créés de façon prédominante dans les régions à l'avant.

- H_T permet de caractériser la quantité d'énergie produite dans le plan transverse. Les événements $t\bar{t}$ ont tendance à posséder une énergie transverse importante.
- La variable $\Delta\phi(e, MET)$ permet de distinguer les événements $t\bar{t}$ des événements W+jets parce que le boson W est produit avec plus d'impulsion transverse dans ce type de processus, l'électron et le neutrino ont alors une ouverture angulaire en φ moins grande.
- K'_{Tmin} est définie par $K'_{Tmin} = \Delta R_{jj}^{min} \frac{E_T^{min}}{E_T^{electron} + MET} K'_{Tmin}$ donne une mesure de l'impulsion transverse minimum des jets projetée sur l'axe du jet le plus proche, divisée par une quantité influencée par l'échelle d'énergie des jets pour en minimiser les effets. Les événements $t\bar{t}$ ont tendance à avoir une valeur de K'_{Tmin} plus grande que les événements W+jets et QCD où les jets sont créés de façon colinéaire par radiation de l'état initial.

Les distributions de ces six variables topologiques, pour le signal et le bruit de fond W+jets, sont montrées sur la figure 5.9.

Les distributions des six variables topologiques sont données par la figure 5.9 qui illustre les différences entre les événements $t\bar{t}$ et W+jets simulés. Ces variables topologiques sont utilisées parcequ'elles optimisent les erreurs systématique et statistique attendues pour l'analyse [56].

Discriminant topologique

Du fait de la similarité des distributions topologiques entre W+jets et QCD, et pour éviter les problèmes liés à la faible statistique du lot QCD, une probabilité de vraisemblance à deux entrées seulement sera utilisée : W+jets et $t\bar{t}$, construite sur les six variables topologiques décrites ci-dessus. Afin de s'affranchir des problèmes liés aux fluctuations statistiques dans les régions où les distributions représentées sur la figure 5.9 varient fortement, les variables sont transformées en variables topologiques effectives définies par :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{C} &\rightarrow \ln(\mathcal{C}) \\
 \mathcal{A} &\rightarrow \exp(-11\mathcal{A}) \\
 \Delta\phi(electron, MET) & \\
 \mathcal{S} &\rightarrow \ln(\mathcal{S}) \\
 H_T &\rightarrow \ln(H_T) \\
 K'_{Tmin} &\rightarrow \ln(K'_{Tmin})
 \end{aligned} \tag{5.14}$$

La probabilité de vraisemblance est calculée à partir des probabilités de signal $t\bar{t}$: $\mathcal{P}_S$ et de bruit de fond W+jets : $\mathcal{P}_B$ par

$$\mathcal{D} = \frac{\mathcal{P}^S}{\mathcal{P}^S + \mathcal{P}^B} \tag{5.15}$$

Les corrélations entre les variables (voir table 5.4) sont négligées. Sous cette condition, $\mathcal{D}$ peut

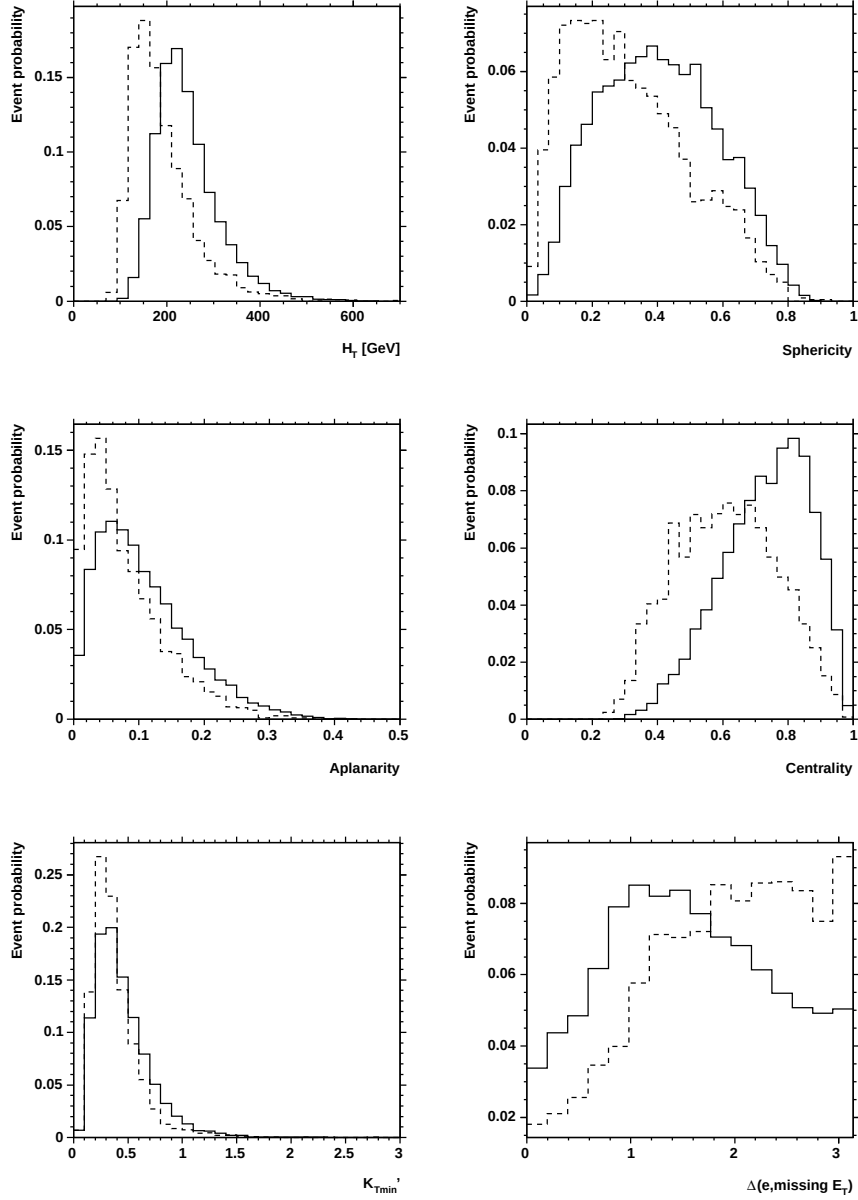


FIG. 5.9 – Distribution des six variables topologiques pour des évènements $t\bar{t}$ (trait plein) et W +jets (trait pointillé fin) simulés.

Couple de variables	$t\bar{t}$	W	QCD	Donnée
$\ln(\mathcal{C}), \exp(-11\mathcal{A})$	-0.207	-0.435	-0.417	-0.380
$\ln(\mathcal{C}), \ln(\mathcal{S})$	0.302	0.636	0.211	0.592
$\ln(\mathcal{C}), \ln(H_T)$	0.372	0.317	0.321	0.450
$\ln(\mathcal{C}), \Delta\phi(e, MET)$	-0.118	-0.101	-0.174	-0.183
$\ln(\mathcal{C}), \ln(K'_{Tmin})$	-0.123	-0.119	-0.089	-0.191
$\exp(-11\mathcal{A}), \ln(\mathcal{S})$	-0.586	-0.621	-0.590	-0.620
$\exp(-11\mathcal{A}), \ln(H_T)$	0.192	0.108	0.216	0.113
$\exp(-11\mathcal{A}), \Delta\phi(e, MET)$	-0.029	-0.042	0.068	-0.041
$\exp(-11\mathcal{A}), \ln(K'_{Tmin})$	-0.171	-0.115	-0.037	-0.023
$\ln(\mathcal{S}), \ln(H_T)$	-0.169	0.071	0.022	0.073
$\ln(\mathcal{S}), \Delta\phi(e, MET)$	0.010	-0.048	-0.077	-0.012
$\ln(\mathcal{S}), \ln(K'_{Tmin})$	0.143	0.041	0.028	0.027
$\ln(H_T), \Delta\phi(e, MET)$	-0.153	-0.237	-0.287	-0.288
$\ln(H_T), \ln(K'_{Tmin})$	0.067	0.100	0.004	0.211
$\Delta\phi(e, MET), \ln(K'_{Tmin})$	0.291	0.237	0.110	0.226

TAB. 5.4 – Corrélations entre les variables topologiques effectives utilisées dans le discriminant topologique.

s'écrire :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{D} &= \frac{\prod_{\text{variable } i} \mathcal{P}_i^S}{\prod_{\text{variable } i} \mathcal{P}_i^S + \prod_{\text{variable } i} \mathcal{P}_i^B} \\
 &= \frac{\prod_{\text{variable } i} \mathcal{P}_i^S / \mathcal{P}_i^B}{\prod_{\text{variable } i} \mathcal{P}_i^S / \mathcal{P}_i^B + 1} \\
 \mathcal{D} &= \frac{\exp\left(\sum_{\text{variable } i} \ln(\mathcal{P}_i^S / \mathcal{P}_i^B)\right)}{\exp\left(\sum_{\text{variable } i} \ln(\mathcal{P}_i^S / \mathcal{P}_i^B)\right) + 1}
 \end{aligned} \tag{5.16}$$

où i indexe les 6 variables topologiques. Les distributions $\mathcal{P}_i^S$ et $\mathcal{P}_i^B$ sont représentées sur la figure 5.9. Les transformations effectuées sur l'expression font apparaître le logarithme des rapports des probabilités de signal sur bruit de fond pour chaque variable. Le passage au logarithme du rapport permet d'ajuster ces distributions du logarithme des rapports de probabilités par des polynômes de faible degré. Pour calculer la probabilité de vraisemblance $\mathcal{D}$ événement par événement, les ajustements sont utilisés plutôt que les distributions elles-mêmes. Ces ajustements sont représentés sur la figure 5.10 où 0 correspond à une équiprobabilité de signal et de bruit de fond ; les valeurs positives représentent une tendance à la topologie $t\bar{t}$ et les valeurs négatives caractérisent des topologies des événements W+jets ou QCD. Le calcul du discriminant topologique est finalement donné par la

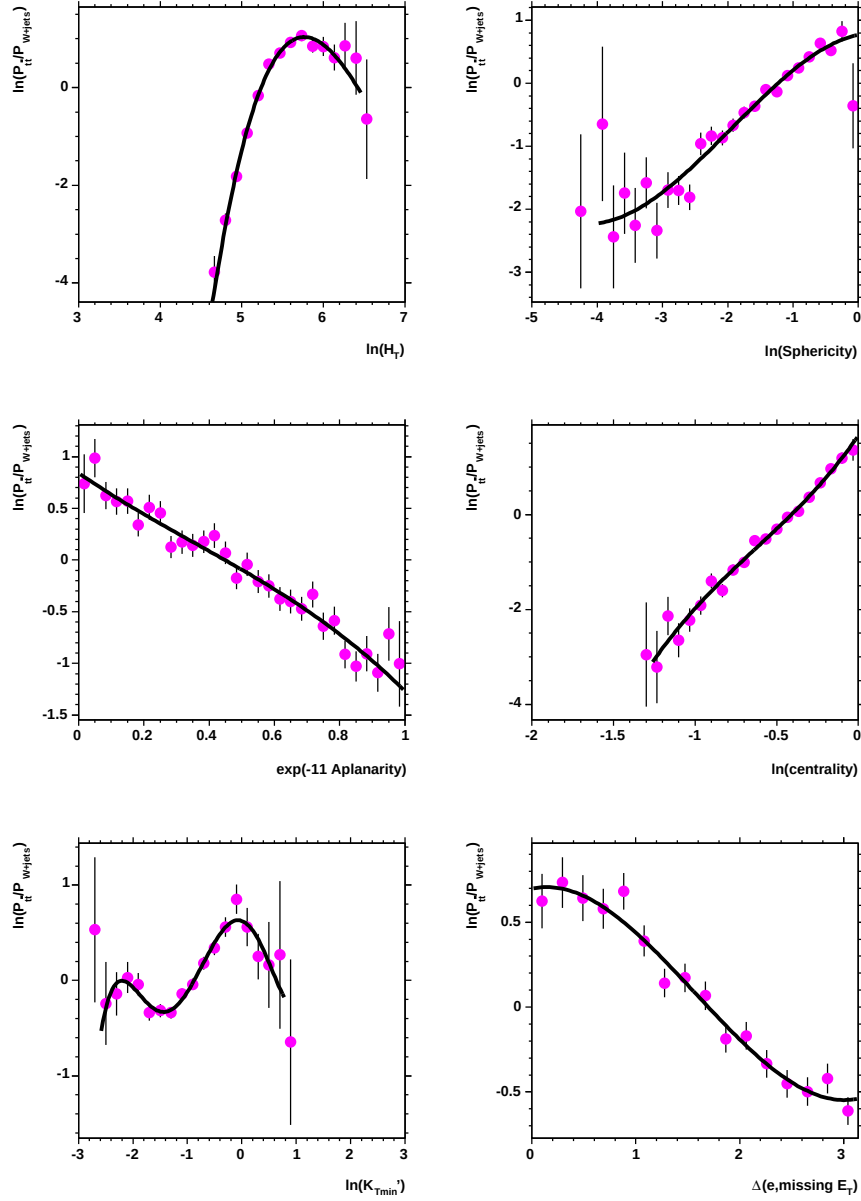


FIG. 5.10 – Distribution du logarithme du rapport de probabilité de signal sur bruit de fond pour les six variables topologiques effectives. L'ajustement polynomial f_i pour chaque variable est représenté par la courbe en trait plein.

formule :

$$\mathcal{D} = \mathcal{D}(x_1, \dots, x_6) = \frac{\exp\left(\sum_{i=1..6} f_i(x_i)\right)}{\exp\left(\sum_{i=1..6} f_i(x_i)\right) + 1} \quad (5.17)$$

$$(5.18)$$

où f_i est la fonction obtenue par ajustement polynomial du logarithme du rapport pour la variable i et x_i est la valeur de la variable topologique effective dans l'évènement.

La figure 5.11 représente la distribution du discriminant topologique $\mathcal{D}$ pour les évènements $t\bar{t}$ et W+jets utilisés pour la construction du discriminant. Les valeurs proches de 1 caractérisent une

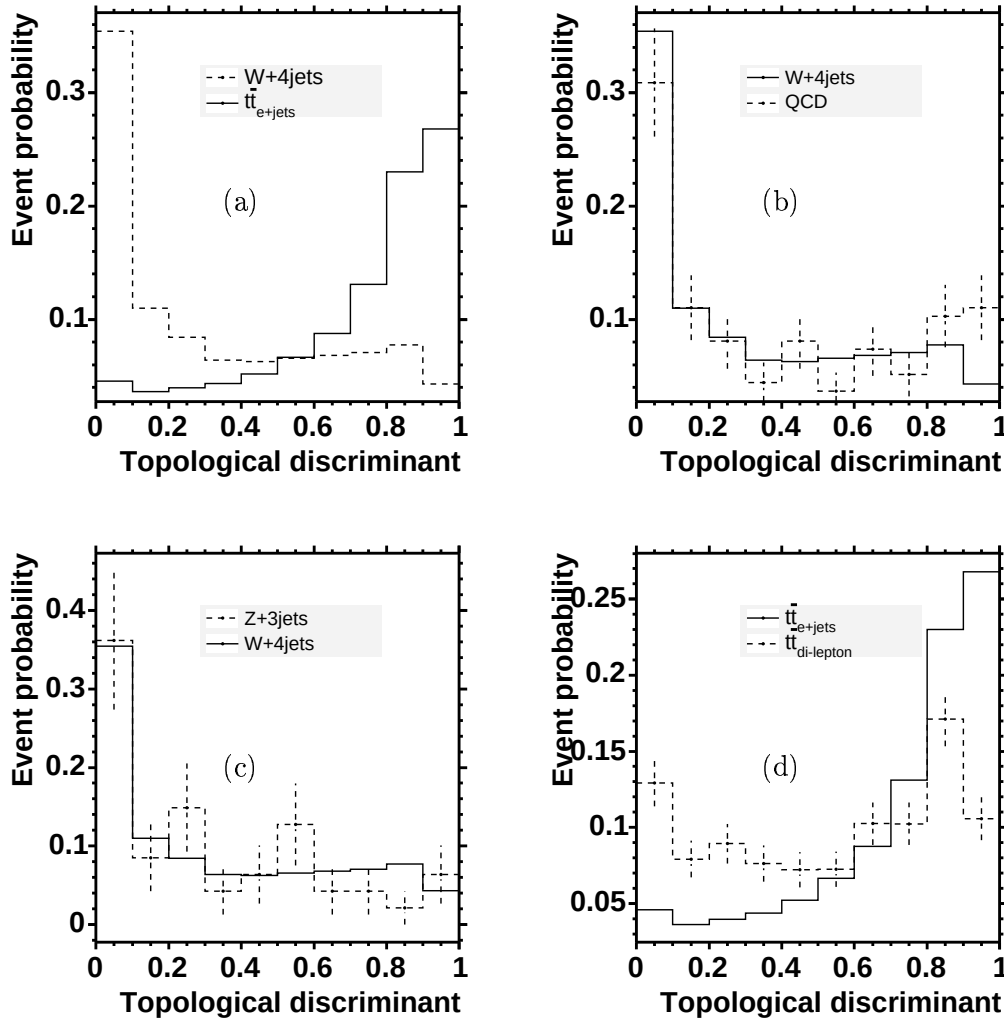


FIG. 5.11 – Distribution du discriminant topologique $\mathcal{D}$. (a) Le signal $t\bar{t} \rightarrow e+jets$ en trait plein , W+jets en pointillé. (b) W+jets en trait plein , échantillon QCD en pointillé. (c) W+jets en trait plein , Z+jets en pointillé. (d) Le signal $t\bar{t} \rightarrow e+jets$ en trait plein , $t\bar{t} \rightarrow di-lepton$ en pointillé.

topologie proche de celle des événements $t\bar{t}$ et à l'inverse, les valeurs proches de 0 caractérisent la topologie des événements W+jets. L'approximation de n'utiliser que deux entités au lieu de trois pour construire le discriminant topologique est satisfaisante puisque la distribution de $\mathcal{D}$ pour les événements QCD est très similaire à celle des événements de simulation W+jets (voir figure 5.11).

La distribution de $\mathcal{D}$ pour les événements W+jets peut modéliser les événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ en ce qui concerne la distribution de $\mathcal{D}$ (voir figure 5.11). La même distribution du discriminant topologique est utilisée pour les deux bruits de fond afin de ne pas être restreinte par la faible statistique de simulation $Z^0 \rightarrow e^+e^- + 4jets$. Ce point prendra son importance dans l'extraction du signal.

La distribution de $\mathcal{D}$ pour des événements du canal dilepton est représentée sur la figure 5.11. Le paragraphe suivant, dédié à l'estimation du nombre d'événements de signal, explique comment cette distribution est utilisée pour tenir compte de la contribution au nombre d'événements de signal.

5.1.5 Extraction du signal

Ayant défini la construction de la variable $\mathcal{D}$ et exposé son pouvoir à discriminer les événements $t\bar{t}$ des événements W+jets ou QCD au paragraphe précédent, ce paragraphe présente la méthode d'ajustement utilisée pour estimer le nombre d'événements provenant de la désintégration semi-leptonique d'une paire $t\bar{t}$ que contient le lot T.

Pour ce faire, un ajustement par maximum de vraisemblance combinée sur la distribution de discriminant topologique et l'estimation du bruit de fond QCD par la méthode de la matrice (paragraphe 5.1.3) est réalisé.

5.1.5.1 Probabilité de vraisemblance sur le discriminant topologique

La distribution de $\mathcal{D}$ normalisée à une aire unité est appelée "patron". Trois patrons sont construits, pour les composantes prédominantes considérées : $t\bar{t}$, W/Z+jets et QCD, $f^{t\bar{t}}, f^W$ et f^{QCD} respectivement. Les valeurs dans le $i^{ème}$ intervalle de ces distributions sont notées respectivement : $f_i^{t\bar{t}}, f_i^W$ et f_i^{QCD} .

- Patron $t\bar{t}$

Le nombre d'événements $t\bar{t} \rightarrow dilepton$ représente 2.65 % (voir paragraphe 5.1.2.2) du nombre d'événements $t\bar{t} \rightarrow e + jets$. Le patron utilisé pour la composante $t\bar{t}$ est donc donné par la combinaison linéaire :

$$f^{t\bar{t}} = \frac{f^{t\bar{t} \rightarrow e+jets} + R_{dilepton/e+jets} f^{t\bar{t} \rightarrow dilepton}}{1 + R_{dilepton/e+jets}} \quad (5.19)$$

où $f^{t\bar{t} \rightarrow e+jets}$ et $f^{t\bar{t} \rightarrow dilepton}$ sont construits à partir de la simulation d'événements $t\bar{t}$ se désintégrant dans les processus des tables 1.4 et 5.1 respectivement.

- Patron QCD

Par définition, le lot de données QCD contient une contamination d'événements W+jets et $t\bar{t}$ (voir paragraphe 4.3.9) comme le montre le diagramme 5.1. Cette contamination est *a priori* inconnue sans connaître la composition du lot T. Le patron f^{QCD} est cependant construit directement à partir du lot de données QCD et la contamination sera prise en compte directement lors de l'ajustement sur les données.

- Patron W/Z+jets

Les patrons f^W et f^Z sont obtenus à partir d'événements de simulation W+jets et Z+jets. Les distributions de $\mathcal{D}$ sont identiques pour les deux processus comme le montre la figure 5.11. Seul le patron f^W sera donc utilisé puisque la contribution Z+jets est très faible.

Nombre d'évènements attendus

Le nombre d'évènements attendus μ_i par intervalle i de la distribution de discriminant topologique $\mathcal{D}$ dans le lot T pour des nombres d'évènements de $t\bar{t} \rightarrow e + jets$, W+jets et QCD : $N_t^{t\bar{t}}$, N_t^W et N_t^{QCD} respectivement, est donné par :

$$\mu_i(N_t^{t\bar{t}}, N_t^W, N_t^{QCD}) = N_t^{*t\bar{t}} \cdot f_i^{t\bar{t}} + N_t^W \cdot f_i^W + N_t^{QCD} \cdot f_i^{*QCD} \quad (5.20)$$

où f^{*QCD} est le patron pour des évènements QCD uniquement, à différencier de f^{QCD} qui est contaminé. $N_t^{*t\bar{t}}$ est le nombre d'évènements de production $t\bar{t}$ donnant une désintégration semileptonique ou dileptonique avec production d'au moins un électron. $N_t^{*t\bar{t}}$ vérifie :

$$N_t^{*t\bar{t}} = \frac{N_t^{t\bar{t}}}{1 + R_{dilepton/e+jets}} \quad (5.21)$$

Les nombres d'évènements W+jets et $t\bar{t}$ dans le lot de données QCD se quantifie facilement grâce à la probabilité $1 - \varepsilon_{sig}$ qu'un véritable électron échoue à la sélection stricte 3.14 et la probabilité $1 - \varepsilon_{QCD}$ qu'un faux électron échoue à cette même sélection. Le nombre d'évènements supposés présents dans le lot "L mais pas T"⁶ s'écrit donc :

$$N^{l-t} = (1 - \varepsilon_{QCD})N_l^{QCD} + (1 - \varepsilon_{sig})(N_l^W + N_l^{*t\bar{t}}) \quad (5.22)$$

La distribution dans le lot QCD est la combinaison linéaire de la distribution de QCD pure et des contaminations de W+jets et $t\bar{t}$. Ce qui se traduit par l'égalité suivante entre les patrons :

$$N^{l-t} \cdot f^{QCD} = N_l^{QCD} \cdot f^{*QCD} + N_l^W (1 - \varepsilon_{sig}) f^W + N_l^{*t\bar{t}} (1 - \varepsilon_{sig}) f^{t\bar{t}} \quad (5.23)$$

En substituant l'expression 5.22 dans l'équation 5.23, l'expression de f^{*QCD} est :

$$f^{*QCD} = (1 - \varepsilon_{QCD}) f^{QCD} + \frac{1 - \varepsilon_{sig}}{N_l^{QCD}} \left(N_l^W (f^{QCD} - f^W) + N_l^{*t\bar{t}} (f^{QCD} - f^{t\bar{t}}) \right) \quad (5.24)$$

en reportant cette expression 5.24 et 5.21 dans l'équation 5.20 du nombre d'évènements attendu dans chaque intervalle de $\mathcal{D}$, le nombre d'évènements dans l'intervalle i de la distribution de $\mathcal{D}$ s'écrit :

$$\begin{aligned} \mu_i(N_t^{t\bar{t}}, N_t^W, N_t^{QCD}) &= \frac{N_t^{t\bar{t}}}{1 + R_{dilepton/e+jets}} \cdot f_i^{t\bar{t}} \cdot (1 - \varepsilon_{QCD} \frac{1 - \varepsilon_{sig}}{\varepsilon_{sig}}) \\ &+ N_t^W \cdot f_i^W \cdot (1 - \varepsilon_{QCD} \frac{1 - \varepsilon_{sig}}{\varepsilon_{sig}}) \\ &+ f_i^{QCD} \cdot \left((1 - \varepsilon_{QCD}) N_t^{QCD} + \varepsilon_{QCD} \frac{1 - \varepsilon_{sig}}{\varepsilon_{sig}} \left(\frac{N_t^{t\bar{t}}}{1 + R_{dilepton/e+jets}} + N_t^W \right) \right) \end{aligned} \quad (5.25)$$

qui fait apparaître les patrons construits. L'équation 5.25 est simplifiée grâce aux relations :

$$\varepsilon_{sig} = \frac{N_t^W}{N_l^W} = \frac{N_t^{*t\bar{t}}}{N_l^{*t\bar{t}}} = \frac{N_t^{t\bar{t}}}{N_l^{t\bar{t}}} \quad \varepsilon_{QCD} = \frac{N_t^{QCD}}{N_l^{QCD}} \quad (5.26)$$

La probabilité de vraisemblance entre la distribution attendue et observée pour la variable $\mathcal{D}$ est alors :

$$\mathcal{P}_{topo} = \prod_{\text{intervalle } i} P(n_i^{obs}, \mu_i) \quad (5.27)$$

où $P(n_{obs}, \mu)$ est la probabilité poissonnienne d'observer n_{obs} avec un nombre attendu μ .

⁶Définition du lot QCD

5.1.5.2 Probabilité de vraisemblance sur l'estimation du bruit de fond QCD

La distribution du discriminant topologique étant similaire pour les événements du lot de données QCD et des événements de simulation W+jets (voir figure 5.11), il n'est pas possible d'effectuer une discrimination sur la base de la formule 5.27. En revanche, la méthode de la matrice donne une bonne estimation de la composante QCD. Afin d'éviter la corrélation entre N_t^{QCD} ou N^{QCD} (equ. 5.8 et 5.7) et $N_t = \sum_i n_i^{obs}$, l'estimation est écrite en termes de N_{l-t} par la formule :

$$N_{l-t} = \frac{1 - \varepsilon_{QCD}}{\varepsilon_{QCD}} N_t^{QCD} + \frac{1 - \varepsilon_{sig}}{\varepsilon_{sig}} (N_t^W + N_t^{*t\bar{t}}) \quad (5.28)$$

Formule obtenue à partir des équations 5.8 et 5.7.

La probabilité de vraisemblance pour que l'estimation reproduise l'observation est donc donnée par :

$$\mathcal{P}_{MM} = P(N_l^{obs} - N_t^{obs}, N_{l-t}) \quad (5.29)$$

5.1.5.3 Maximisation de vraisemblance

La probabilité combinée $\mathcal{P}$ est le produit des deux probabilités de vraisemblance décrites ci-dessus (equ. 5.27 et 5.29) :

$$\mathcal{P} = \mathcal{P}_{topo} \cdot \mathcal{P}_{MM} \quad (5.30)$$

L'ajustement consiste à maximiser cette probabilité. Ceci revient à minimiser la vraisemblance $\mathcal{V}^* = -\ln(\mathcal{P})$. La vraisemblance $\mathcal{V}^*$ se simplifie des termes factoriels des probabilités de poisson qui donnent lors du passage au logarithme un terme qui ne dépend pas des paramètres optimisés $N_T^{t\bar{t}}$, N_T^W et N_t^{QCD} . En effet :

$$P(x, \mu) = \frac{\mu^x e^{(-\mu)}}{x!} \quad (5.31)$$

$$-\ln(P(x, \mu)) = -x \ln(\mu) + \mu + \ln(x!) \rightarrow -x \ln(\mu) + \mu \quad (5.32)$$

$\mathcal{V}$, l'expression simplifiée de $\mathcal{V}^*$ s'écrit donc :

$$\mathcal{V} = \left(\sum_{\text{intervalle } i} -n_i^{obs} \ln(\mu_i) + \mu_i \right) - (N_l^{obs} - N_t^{obs}) \ln(N_{l-t}) + N_{l-t} \quad (5.33)$$

La minimisation de la fonction $\mathcal{V}(N_t^{t\bar{t}}, N_t^W, N_t^{QCD})$ est effectuée avec le programme MINUIT [48].

5.1.5.4 Nombre d'événements de signal

- Le résultat de la minimisation de $\mathcal{V}$, en tenant compte de la contribution $t\bar{t} \rightarrow \text{dilepton}$ et de la contamination du lot QCD, est :

$$N_t^{t\bar{t}} = 57.46_{-12.02}^{+12.78}, N_t^W = 45.43_{-12.53}^{+13.48}, N_t^{QCD} = 21.12_{-2.29}^{+2.41} \quad (5.34)$$

La matrice de corrélation entre les variables vaut :

$$\begin{matrix} & N_t^W & N_t^{t\bar{t}} & N_t^{QCD} \\ \begin{matrix} N_t^W \\ N_t^{t\bar{t}} \\ N_t^{QCD} \end{matrix} & \begin{pmatrix} 1.000 & -0.573 & -0.243 \\ & 1.000 & -0.120 \\ & & 1.000 \end{pmatrix} \end{matrix} \quad (5.35)$$

La figure 5.12 donne la distribution de $\mathcal{D}$ dans les données avec les contributions des trois patrons normalisés au résultat de l'ajustement.

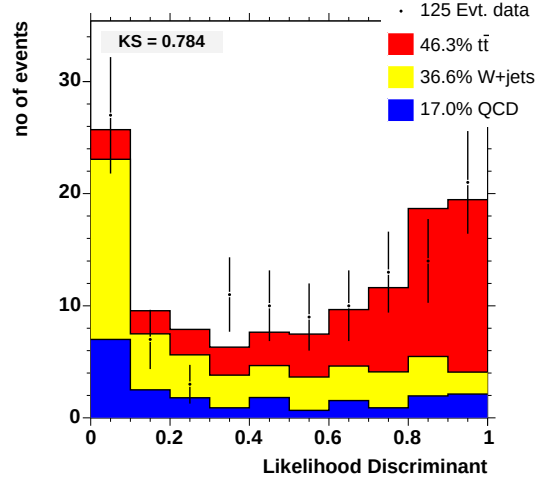


FIG. 5.12 – Distribution du discriminant topologique $\mathcal{D}$. Les données du lot final sont superposées au résultat de l’ajustement incluant (en partant du bas de chaque histogramme) le bruit de fond QCD (bleu), la contribution W+jets (jaune) et le signal $t\bar{t}$ (rouge).

- Le résultat de la minimisation lorsque la contamination des événements $t\bar{t} \rightarrow \text{dilepton}$ n’est pas prise en compte est reporté dans la table 5.5. L’effet de la contamination sur le nombre d’événements de signal est de l’ordre de 1.5 %
- Le résultat de la minimisation lorsque ni la contamination du lot QCD par les événements W+jet et $t\bar{t}$, ni la contribution $t\bar{t} \rightarrow \text{dilepton}$ ne sont prises en compte est reporté dans la même table 5.5. L’effet de la contamination du lot QCD sur le nombre d’événements de signal est de 2.6 %.

Corrections	$N_t^{t\bar{t}}$	N_t^W	N_t^{QCD}
Ni QCD, ni dilepton	$56.86^{+12.55}_{-11.78}$	$47.52^{+13.10}_{-12.15}$	$21.06^{+2.41}_{-2.29}$
QCD, pas dilepton	$58.34^{+13.01}_{-12.22}$	$46.08^{+13.42}_{-12.47}$	$21.05^{+2.41}_{-2.28}$
QCD et dilepton	$57.46^{+12.78}_{-12.02}$	$45.43^{+13.48}_{-12.53}$	$21.12^{+2.41}_{-2.29}$

TAB. 5.5 – Valeurs des variables ajustées dans les trois configurations : sans correction QCD ni contamination dilepton, avec correction QCD mais pas dilepton et avec les deux corrections QCD et dilepton.

5.2 Erreurs systématiques

Les erreurs systématiques sur la mesure de la section efficace $t\bar{t}$ sont données dans cette section. Toutes les erreurs systématiques données dans ce chapitre sont obtenues sans tenir compte de la correction de contribution $t\bar{t} \rightarrow \text{dilepton}$.

L’erreur systématique est soit observée soit estimée par des tirages aléatoires de pseudo-expériences. Certaines sources permettent de calculer les deux types ; pour d’autres, seule la valeur observée sera donnée.

D’après la formule 1.7, donnant la section efficace en fonction du nombre d’événements de signal observés et l’efficacité de signal, les erreurs systématiques peuvent se manifester de trois façons :

- Dans l’efficacité de présélection ϵ_{signal} .
- Dans le nombre $N_t^{t\bar{t}}$ solution de l’ajustement. L’indice t est implicite dorénavant.
- Dans ϵ_{signal} et $N_t^{t\bar{t}}$ simultanément, auquel cas il faut tenir compte de la corrélation entre les erreurs relatives données par l’équation

$$1 \pm \delta\sigma_{t\bar{t}}^{source} = \frac{1 \pm \delta N_{t\bar{t}}^{source}}{1 \pm \delta\epsilon_{signal}^{source}} \quad (5.36)$$

où, par convention dans toute la section 5.2, pour une source d’erreur donnée :

- $\delta N_{t\bar{t}}^{source}$ est la variation **relative** de $N_t^{t\bar{t}}$ due à la source d’erreur
- $\delta\epsilon_{signal}^{source}$ est l’erreur **relative** sur ϵ_{signal} due à la source d’erreur.

Dans un premier temps, la méthode d’estimation de l’erreur par échantillons tests est présentée. Dans un deuxième temps, les différentes sources d’erreurs sont étudiées. Tout d’abord, les erreurs systématiques sur l’efficacité de présélection uniquement sont calculées, puis celles qui influent de façon corrélée sur le nombre d’événements de signal et l’efficacité de signal. Finalement, les sources d’erreurs n’ayant une influence que sur le nombre d’événements de signal seront étudiées. L’ensemble des erreurs systématiques est reporté dans la table 5.9.

5.2.1 Erreur attendue

Pour certaines des sources d’erreurs systématiques étudiées dans ce paragraphe, l’erreur systématique peut être estimée en simulant un grand nombre (3000) de pseudo-expériences. Dans ces cas particuliers, les composants d’une pseudo-expérience sont engendrés suivant les règles suivantes :

- Le nombre d’événements de signal est tiré aléatoirement suivant une loi de Poisson en faisant l’hypothèse que la section efficace $t\bar{t}$ vaut 7 pb :

$$\begin{aligned} \mu_{t\bar{t}} &= \mathcal{L} \cdot \epsilon_{signal} \cdot BR_{e+jets} \cdot 7pb \\ P(x, \mu_{t\bar{t}}) &\rightarrow N_{attendu}^{t\bar{t}} \end{aligned} \quad (5.37)$$

- Le nombre d’événements de bruit de fond QCD est généré aléatoirement suivant une loi de Poisson dont le paramètre est donné par l’estimation de la méthode de la matrice (paragraphe 5.1.3.3) :

$$\begin{aligned} \mu_{QCD} &= \epsilon_{QCD} \frac{\epsilon_{sig} N_l - N_t}{\epsilon_{sig} - \epsilon_{QCD}} \\ P(x, \mu_{QCD}) &\rightarrow N_{attendu}^{QCD} \end{aligned} \quad (5.38)$$

- Le nombre de bruit de fond $W+jets$ est tiré suivant une loi de Poisson dont le paramètre est

$$\begin{aligned} \mu_{W+jets} &= N_t - \mu_{QCD} - \mu_{t\bar{t}} \\ P(x, \mu_{W+jets}) &\rightarrow N_{attendu}^W \end{aligned} \quad (5.39)$$

Pour chaque triplet de valeurs aléatoires ($N_{attendu}^{t\bar{t}}, N_{attendu}^{QCD}, N_{attendu}^W$), une distribution de la variable $\mathcal{D}$ est construite aléatoirement suivant les patrons $f^{t\bar{t}}$, f^W et f_{QCD} . Cette distribution $\mathcal{D}^{pseudo}$ constitue alors une pseudo-expérience.

Pour chaque pseudo-expérience (la $k-ième$), le nombre d’événements de signal est extrait par minimisation de $\mathcal{V}$ de deux façon :

- D’une part en considérant les patrons originaux : $f^{t\bar{t}}$, f^W et f_{QCD} . Ceci donne une mesure centrale notée $N_{central}^{t\bar{t}}[k]$.

- D'autre part en considérant des patrons prenant en compte la source d'erreur systématique. Ces patrons sont obtenus à partir de la simulation dans laquelle l'effet de la source d'erreur systématique est varié d'un écart type. Seuls les patrons de signal et W+jets sont modifiés. Le patron du lot QCD reste inchangé. Ceci donne une mesure "variée" $N_{varié}^{t\bar{t}}[k]$.

Les distributions de l'écart relatif $\Delta N_{t\bar{t}}/N_{t\bar{t}} \equiv \frac{N_{central}^{t\bar{t}}[k] - N_{varié}^{t\bar{t}}[k]}{N_{central}^{t\bar{t}}[k]}$ pour 3000 pseudo-expériences sont données sur les figures 5.13, 5.14 et 5.15.

L'erreur systématique associée à une source est estimée par la valeur centrale d'une gaussienne ajusté sur la distribution de l'écart relatif.

5.2.2 Erreur observée

Lorsqu'il n'est pas possible de réaliser de pseudo-expérience, seule la valeur observée est disponible. Elle est obtenue par l'écart relatif entre la mesure centrale (utilisant les patrons non modifiés) et la mesure "variée" (en utilisant les patrons modifiés)

L'erreur systématique attendue est utilisée préférentiellement à celle observée dans l'estimation de l'erreur systématique globale.

5.2.3 Erreurs sur ϵ_{signal} uniquement

5.2.3.1 Facteur de correction données/simulation pour les efficacités de sélection du candidat électron

- L'erreur systématique associée au facteur de correction $\kappa_{Reco \times Id_{electron}}$ (equ. 4.11) est estimée par la somme quadratique de l'erreur statistique relative et de l'écart quadratique moyen de la distribution 4.9 (distribution de $\kappa_{Reco \times Id_{electron}}$ en fonction de $\Delta_R^{min}(track, jet)$). L'erreur est :

$$\delta\epsilon_{signal}^{Reco \times Id_{electron}} = 3.01 \% \quad (5.40)$$

- L'erreur systématique sur le facteur de correction $\kappa_{trace associée}$ (equ. 4.14) est estimée par la somme quadratique de l'erreur statistique et du maximum des écarts quadratiques moyens des distributions sur la figure 4.10 (distribution du facteur de correction en fonction de η et φ). L'erreur est :

$$\delta\epsilon_{signal}^{trace associée_{electron}} = 0.71 \% \quad (5.41)$$

$$(5.42)$$

- L'erreur systématique sur le facteur de correction $\kappa_{vraisemblance}$ (equ. 4.17) est obtenue de façon identique avec les distributions sur la figure 4.11 (distribution du facteur de correction en fonction de η et φ). L'erreur est :

$$\delta\epsilon_{signal}^{vraisemblance_{electron}} = 1.62 \% \quad (5.43)$$

5.2.3.2 Facteur de correction données/simulation pour les efficacité de reconstruction du vertex primaire

- Le facteur de correction $\kappa_{reco PV}$ (equ. 4.29) est déterminé sur des événements de données $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ et de simulation $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ et $t\bar{t}$. L'efficacité de sélection du vertex primaire (ϵ_K equ.4.25) est mesurée directement sur les données présélectionnées en fonction du nombre de jets reportés dans la table 5.6.

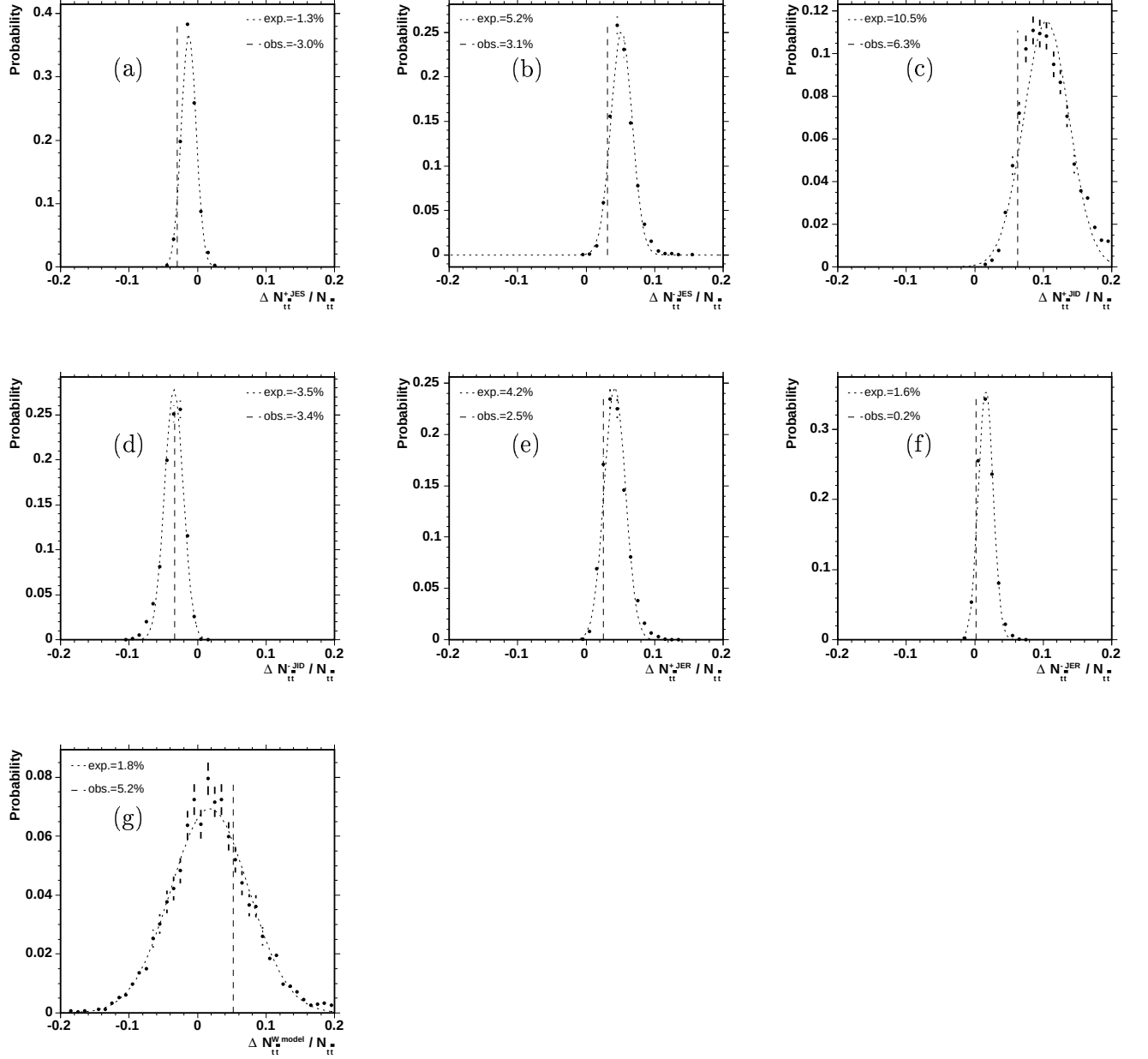


FIG. 5.13 – Distribution de l'écart relatif du nombre d'événements de signal N_{tt}^t pour différentes sources d'erreur systématiques, obtenues à partir de 3000 échantillons test. Correction de l'énergie des jets (a et b), identification des jets (c et d), correction de la résolution en énergie des jets (e et f) et modèle de W (g). Les courbes en pointilles sont des ajustements gaussiens aux distributions.

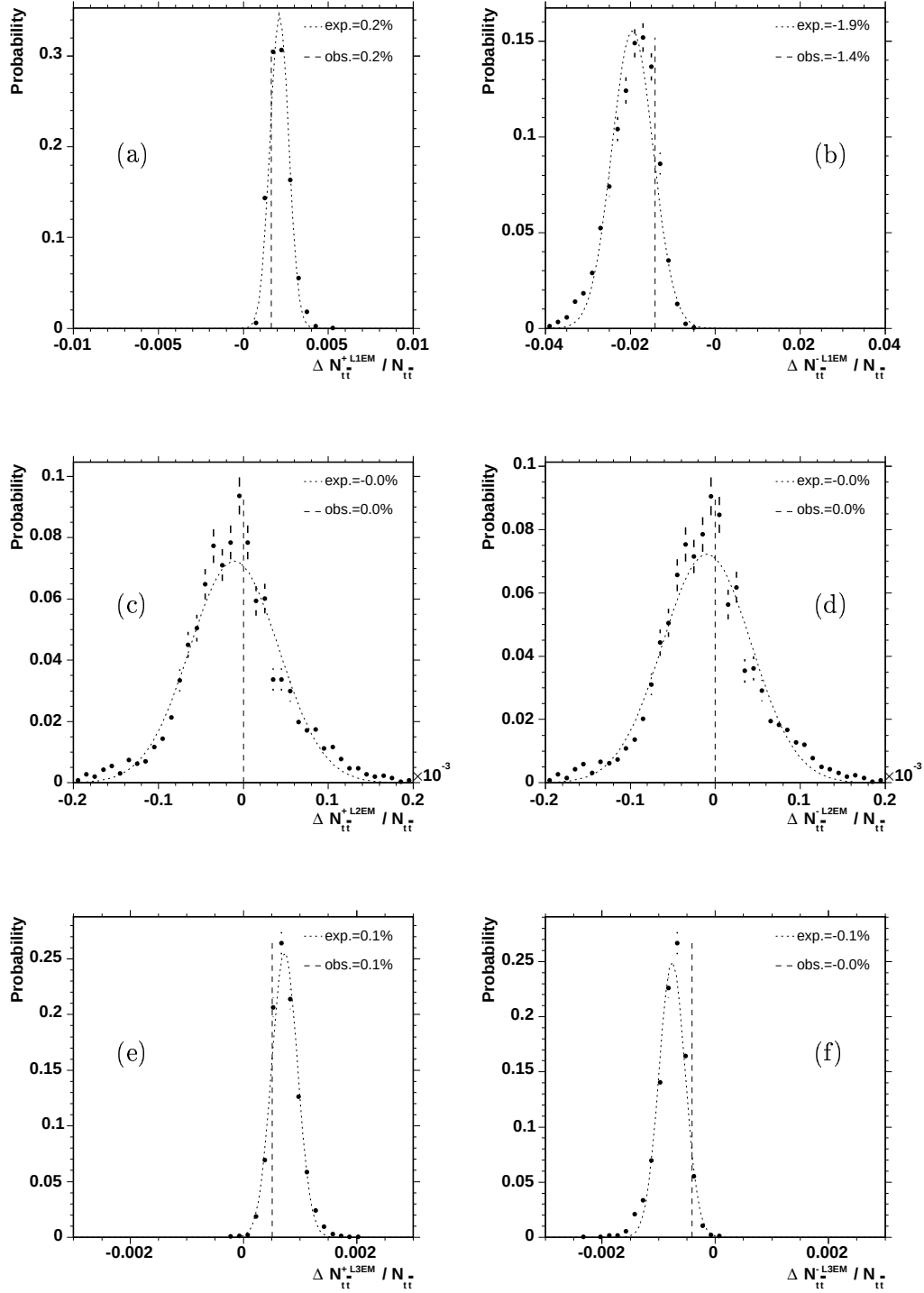


FIG. 5.14 – Distribution de l'écart relatif du nombre d'évènements de signal $N^{t\bar{t}}$ ayant pour source la simulation du déclenchement sur les électrons obtenues à partir de 3000 échantillons test. Au niveau L1 (a et b), niveau L2 (c et d) et niveau L3 (e et f). Les courbes en pointilles sont des ajustements gaussiens aux distributions.

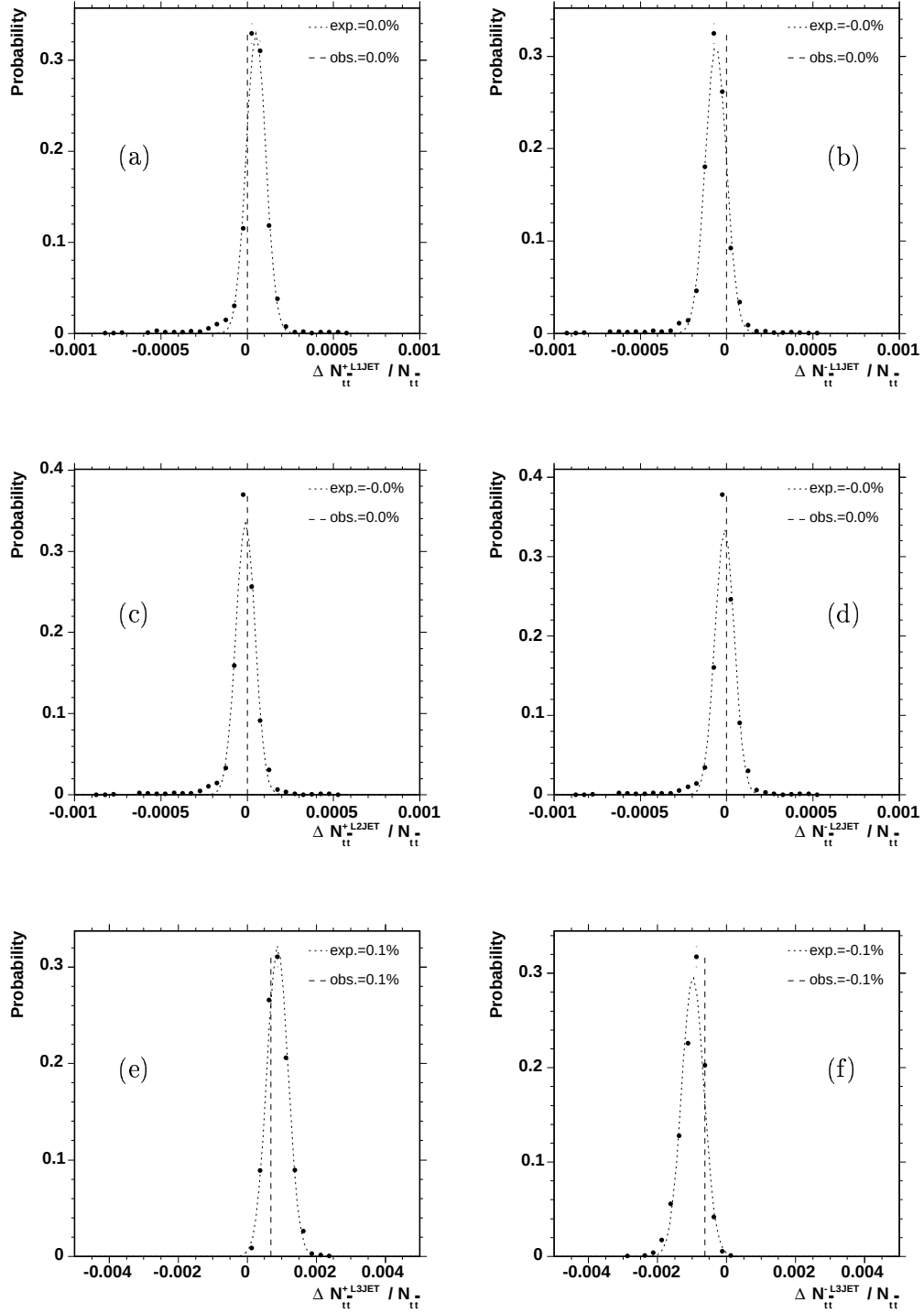


FIG. 5.15 – Distribution de l'écart relatif du nombre d'évènements de signal N_{tt} ayant pour source la simulation du déclenchement sur les jets obtenues à partir de 3000 échantillons test. Au niveau L1 (a et b), niveau L2 (c et d) et niveau L3 (e et f). Les courbes en pointilles sont des ajustements gaussiens aux distributions.

Pour une multiplicité de jets inclusive de 4, l'écart relatif entre le produit $\kappa_{reco\ PV} \epsilon_K$ et la mesure sur les données présélectionnées est de 1.8 %. L'erreur systématique sur ϵ_{signal} est estimée par la somme quadratique de cette différence et de l'erreur statistique relative sur $\kappa_{reco\ PV}$, soit :

$$\delta\epsilon_{signal}^{PV} = \pm 1.82 \% \quad (5.44)$$

	ϵ_{PV}^{data}
$N_{jet} = 1$	97.0 ± 0.1
$N_{jet} = 2$	97.8 ± 0.2
$N_{jet} = 3$	98.1 ± 0.5
$N_{jet} \geq 4$	97.7 ± 1.3

TAB. 5.6 – Efficacité (en %) de reconstruction d'un bon vertex primaire mesuré sur les événements présélectionnés en fonction de la multiplicité de jets.

- La même procédure est appliquée pour le facteur de correction $\kappa_{|\Delta z(e, PV)| < 1 \text{ cm}}$ (equ. 4.28). Les mesures d'efficacité effectuées sur les données présélectionnées sont reportées dans la table 5.7. L'estimation de l'erreur systématique est :

$$\delta\epsilon_{signal}^{|\Delta z(e, PV)| < 1 \text{ cm}} = \pm 0.40 \% \quad (5.45)$$

	$\epsilon_{ \Delta z(e, PV) < 1 \text{ cm}}^{data}$
$N_{jet} = 1$	98.1 ± 0.1
$N_{jet} = 2$	97.8 ± 0.2
$N_{jet} = 3$	97.3 ± 0.7
$N_{jet} \geq 4$	100.0 ± 0.0

TAB. 5.7 – Efficacité de la coupure $|\Delta z(e, PV)| < 1 \text{ cm}$ (en %) mesurée sur les données présélectionnées en fonction de la multiplicité de jets.

5.2.3.3 Limitation du nombre d'évènements de simulation

L'efficacité de sélection ϵ_{signal} est déterminée à partir d'un lot de 75149 événements $t\bar{t}$ de simulation dont 9342 passent la présélection. L'erreur relative sur l'efficacité due à la statistique du lot de simulation est :

$$\delta\epsilon_{signal}^{statistique\ simulation} = \sqrt{\frac{\epsilon_{signal} \cdot (1 - \epsilon_{signal})}{75149}} = 0.97 \% \quad (5.46)$$

5.2.4 Erreurs sur $N_t^{t\bar{t}}$ et sur ϵ_{signal}

5.2.4.1 Efficacité de déclenchement

Pour la mesure de l'efficacité de déclenchement décrite au paragraphe 4.3, des paramétrisations des efficacités de déclenchement de chaque terme entrant dans la composition des méthodes de déclenchement sont utilisées (voir les figures 4.13, 4.14 et 4.15). L'erreur sur les paramétrisations des termes d'électrons est dominée par l'erreur statistique. L'erreur statistique sur la paramétrisation

5.2. ERREURS SYSTÉMATIQUES

des termes de jets est négligeable, les systématiques associées sont mesurées en utilisant un lot de jets confirmés par un jet de traces.

Les courbes d'efficacités supérieures et inférieures (voir les figures 4.13, 4.14 et 4.15) sont utilisées pour faire varier l'efficacité de déclenchement.

Les erreurs systématiques sur ϵ_{signal} sont :

$$\begin{aligned}
\delta\epsilon_{signal}^{L1\ EM} &= \begin{matrix} +0.16 \\ -1.08 \end{matrix} \% \\
\delta\epsilon_{signal}^{L2\ EM} &= \begin{matrix} +0.0 \\ -0.02 \end{matrix} \% \\
\delta\epsilon_{signal}^{L3\ EM} &= \begin{matrix} +0.59 \\ -0.59 \end{matrix} \% \\
\delta\epsilon_{signal}^{L1\ JET} &= \begin{matrix} +0.02 \\ -0.03 \end{matrix} \% \\
\delta\epsilon_{signal}^{L3\ JET} &= \begin{matrix} +0.011 \\ -0.011 \end{matrix} \%
\end{aligned} \tag{5.47}$$

Les erreurs systématiques attendues sont représentées sur la figure 5.13 ; elle valent :

$$\begin{aligned}
\delta N_{t\bar{t}}^{L1\ EM} &= \begin{matrix} +0.212 \\ -1.95 \end{matrix} \% \\
\delta N_{t\bar{t}}^{L2\ EM} &= \begin{matrix} +0 \\ -0 \end{matrix} \% \\
\delta N_{t\bar{t}}^{L3\ EM} &= \begin{matrix} +0.73 \\ -0.76 \end{matrix} \%
\end{aligned} \tag{5.48}$$

$$\begin{aligned}
\delta N_{t\bar{t}}^{L1\ JET} &= \begin{matrix} +0.005 \\ -0.006 \end{matrix} \% \\
\delta N_{t\bar{t}}^{L3\ JET} &= \begin{matrix} +0.088 \\ -0.098 \end{matrix} \%
\end{aligned} \tag{5.49}$$

Les erreurs systématiques observées sont :

$$\begin{aligned}
^{obs}\delta N_{t\bar{t}}^{L1\ EM} &= \begin{matrix} +0.16 \\ -1.42 \end{matrix} \% \\
^{obs}\delta N_{t\bar{t}}^{L2\ EM} &= \begin{matrix} +0 \\ -0 \end{matrix} \% \\
^{obs}\delta N_{t\bar{t}}^{L3\ EM} &= \begin{matrix} +0.05 \\ -0.04 \end{matrix} \% \\
^{obs}\delta N_{t\bar{t}}^{L1\ JET} &= \begin{matrix} +0.00 \\ -0.00 \end{matrix} \% \\
^{obs}\delta N_{t\bar{t}}^{L3\ JET} &= \begin{matrix} +0.001 \\ -0.001 \end{matrix} \%
\end{aligned} \tag{5.50}$$

5.2.4.2 Correction de l'énergie des jets : JES

La correction de l'énergie des jets est expliquée au paragraphe 3.4.3.2. Des erreurs systématiques et statistiques sont associées à la paramétrisation de cette correction. Une estimation conservatrice de l'erreur systématique sur la correction de l'énergie d'un jet est donnée par

$$\sigma_{JES} = \sqrt{\sigma_{stat, donnée}^2 + \sigma_{syst, donnée}^2 + \sigma_{stat, simu}^2 + \sigma_{syst, simu}^2} \tag{5.51}$$

où sont donc additionnées en quadrature les erreurs statistique et systématique pour les corrections des jets dans les données et pour les jets de simulation. L'erreur systématique associée à cette source est estimée en utilisant une variation globale de la correction d'énergie de $\pm 1\sigma_{JES}$. Les erreurs systématiques sont :

$$\begin{aligned}
\delta\epsilon_{signal}^{JES} &= \begin{matrix} +8.76 \\ -9.07 \end{matrix} \% \\
\delta N_{t\bar{t}}^{JES} &= \begin{matrix} -1.30 \\ +5.15 \end{matrix} \% \\
^{obs}\delta N_{t\bar{t}}^{JES} &= \begin{matrix} -3.00 \\ +3.11 \end{matrix} \%
\end{aligned} \tag{5.52}$$

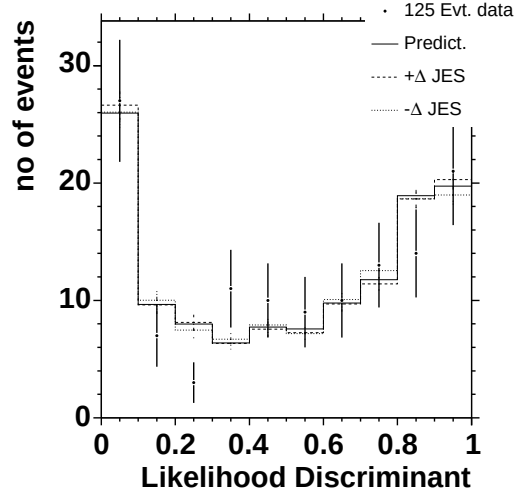


FIG. 5.16 – Distribution du discriminant topologique $\mathcal{D}$. Les données du lot final sont superposées à la prédiction en incluant les variation de $\pm 1\sigma$ de l'échelle d'énergie des jets.

Les figures 5.16 à 5.21 donnent des distributions de contrôle (la somme des trois contributions est superposée à la distribution dans les données) tenant compte de la variation de $\pm 1\sigma_{JES}$. L'efficacité de signal évolue dans le sens de la JES. En effet, si JES augmente alors les jets auront globalement des énergies mesurées plus grandes et un plus grand nombre d'entre eux passeront la coupure cinématique sur les jets.

La correction sur l'échelle d'énergie des électrons a un effet négligeable [57].

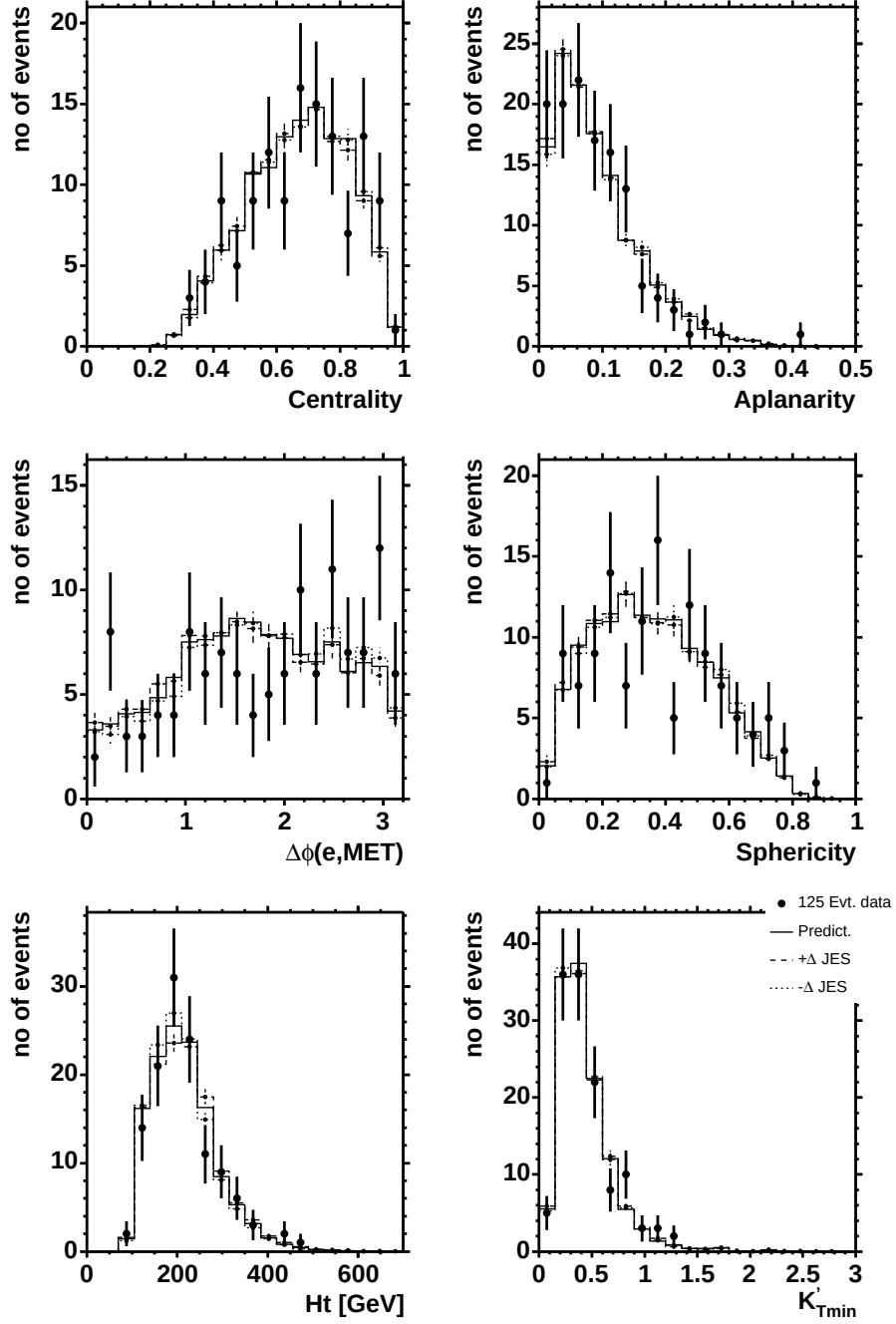


FIG. 5.17 – Distribution des six variables topologiques entrant dans le calcul du discriminant topologique. Les données du lot final sont superposées à la prédiction en incluant les variations de $\pm 1\sigma$ de l'échelle d'énergie des jets.

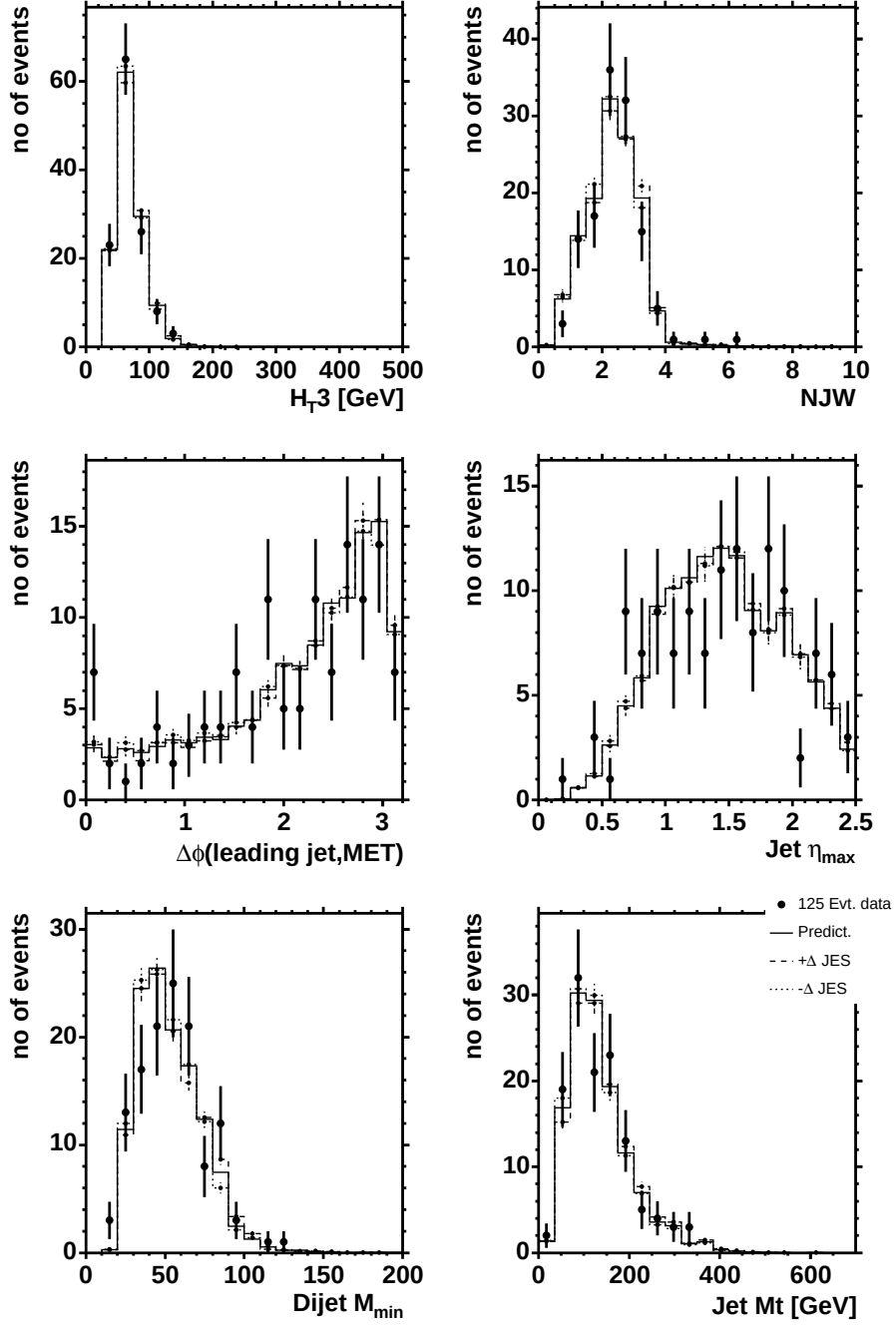


FIG. 5.18 – Distribution de six variables topologiques : somme scalaire de l'énergie transverse des troisième et quatrième jets (H_{T3}), nombre de jets pondéré de p_T et η des quatre premiers jets (NJW), ouverture azimutale entre le premier jet et l'énergie transverse manquante, η maximum des jets, minimum de la masse de deux jets et masse transverse des quatre premiers jets. Les données du lot final sont superposées à la prédiction en incluant les variations de $\pm 1\sigma$ de l'échelle d'énergie des jets.

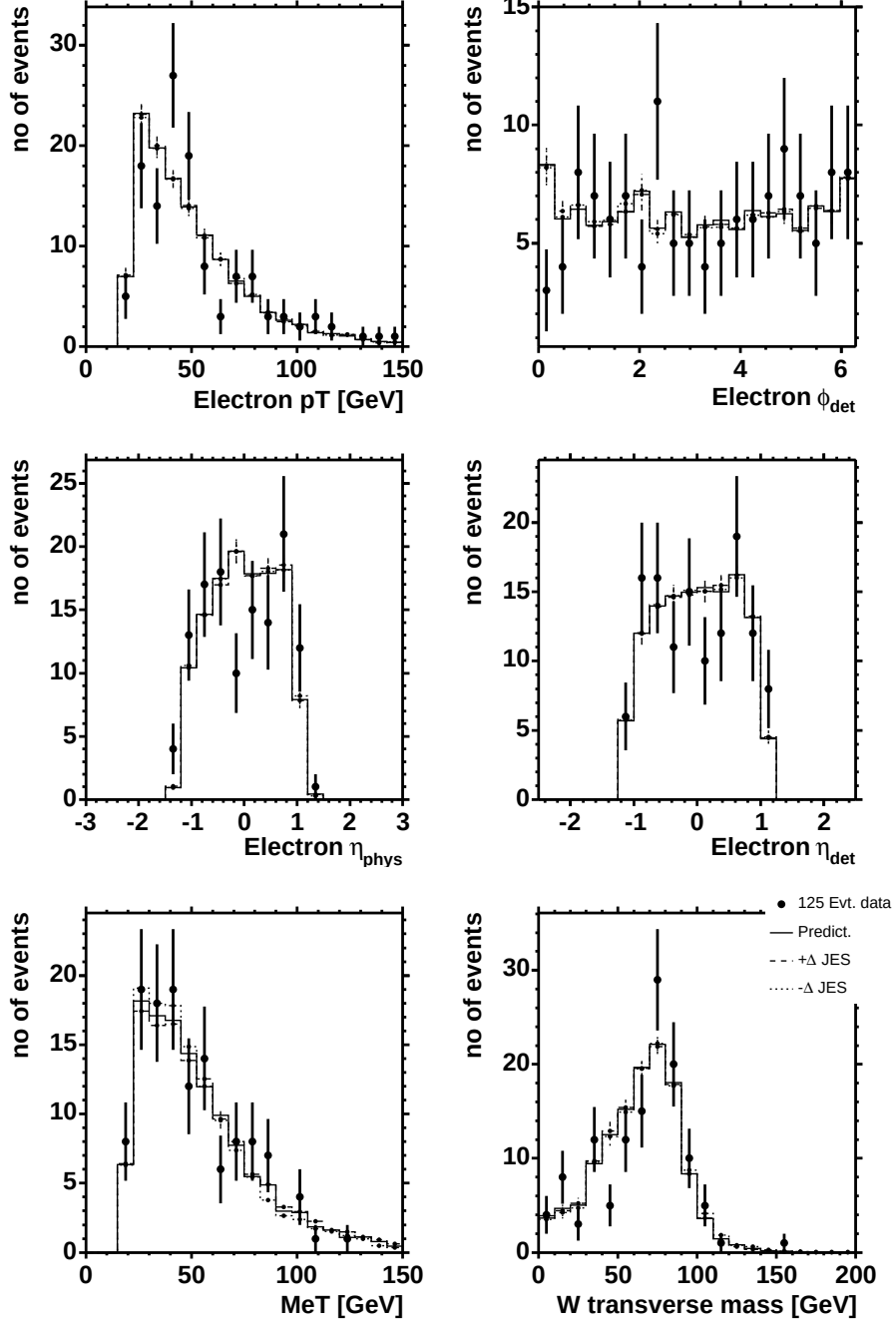


FIG. 5.19 – Distribution de p_T , φ , $\eta_{d\acute{e}tecte\grave{u}r}$, $\eta_{physique}$ du candidat \u00e9lectron, l'\u00e9nergie transverse manquante et la masse transverse du syst\u00e8me $e\nu$. Les donn\u00e9es du lot final sont superpos\u00e9es \u00e0 la pr\u00e9diction en incluant les variations de $\pm 1\sigma$ de l'\u00e9chelle d'\u00e9nergie des jets.

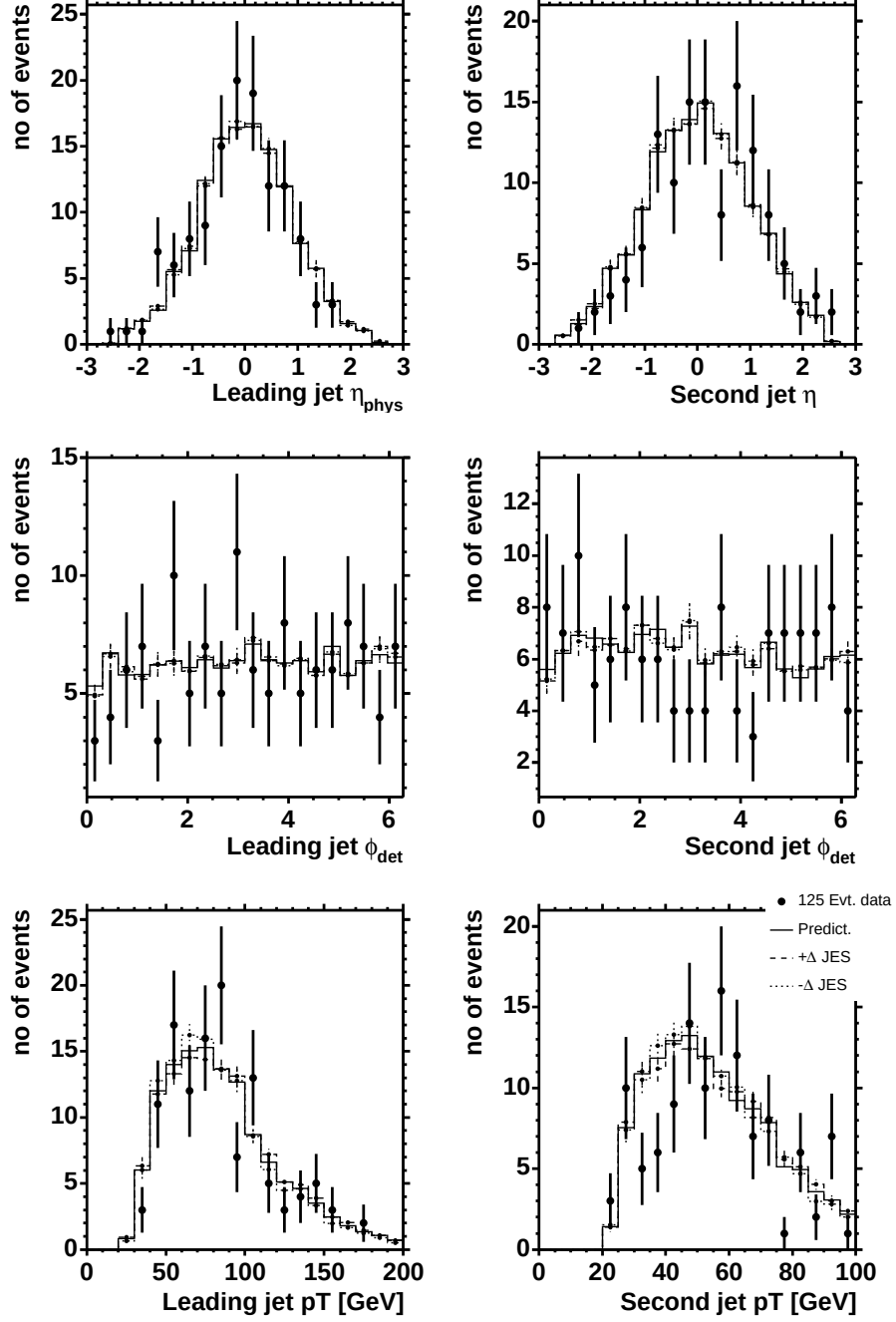


FIG. 5.20 – Distribution des variables $\eta_{\text{détecteur}}$, φ et p_T des premier et second jets. Les données du lot final sont superposées à la prédiction en incluant les variations de $\pm 1\sigma$ de l'échelle d'énergie des jets.

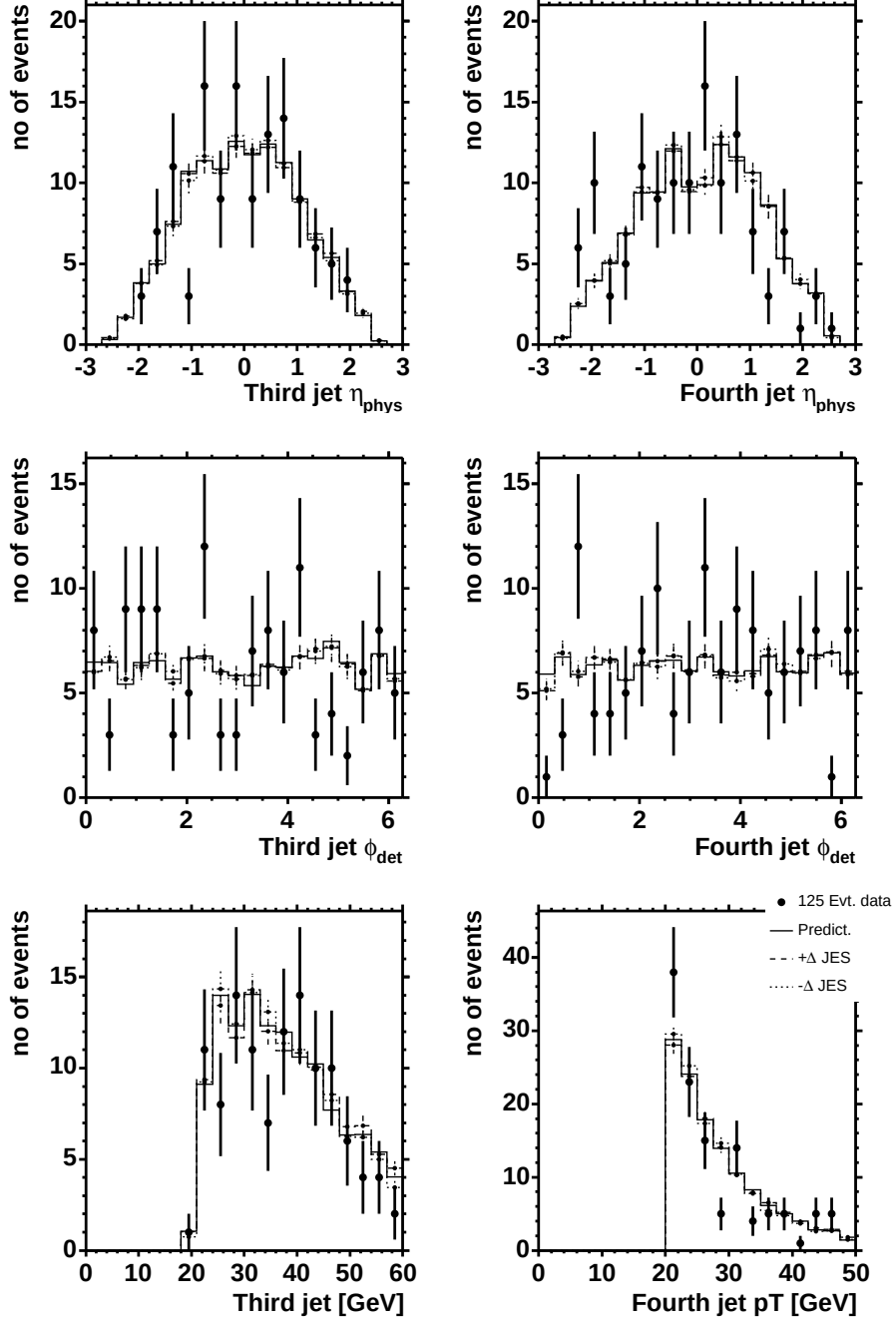


FIG. 5.21 – Distribution des variables $\eta_{\text{détecteur}}$, φ et p_T des troisième et quatrième jets. Les données du lot final sont superposées à la prédiction en incluant les variations de $\pm 1\sigma$ de l'échelle d'énergie des jets.

5.2.4.3 Efficacité de reconstruction et d'identification des jets : JiD

La procédure décrite au paragraphe 4.1.2, pour rendre compte de la différence données/simulation dans l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets de hadrons, utilise des paramétrisations auxquelles sont associées des erreurs statistiques et systématiques (voir figure 4.1). En utilisant la courbe correspondant à $+1\sigma_{JiD}$ et $-1\sigma_{JiD}$, les erreurs systématiques mesurées sont :

$$\begin{aligned} \delta\epsilon_{signal}^{JiD} &= \begin{matrix} +6.20 \\ -9.64 \end{matrix} \% \\ \delta N_{tt}^{JiD} &= \begin{matrix} +10.48 \\ -3.46 \end{matrix} \% \\ {}^{obs}\delta N_{tt}^{JiD} &= \begin{matrix} +6.27 \\ -3.37 \end{matrix} \% \end{aligned} \quad (5.53)$$

Les figures 5.22 à 5.27 donnent des distributions de contrôle (la somme des trois contributions est superposée à la distribution dans les données) tenant compte de la variation de la correction sur l'efficacité de reconstruction des jets de $\pm 1\sigma_{JiD}$.

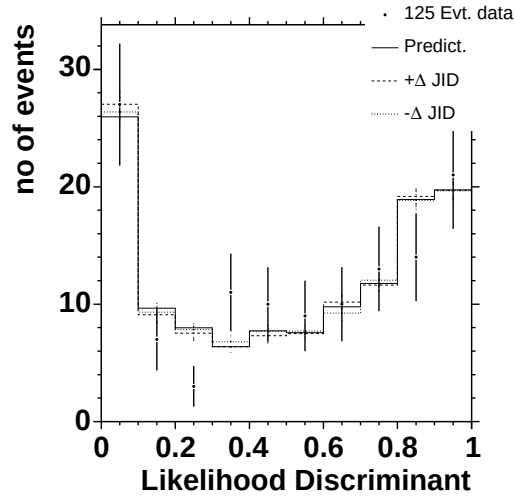


FIG. 5.22 – Distribution du discriminant topologique $\mathcal{D}$. Les données du lot final sont superposées à la prédiction en incluant les variations de $\pm 1\sigma$ de l'identification des jets.

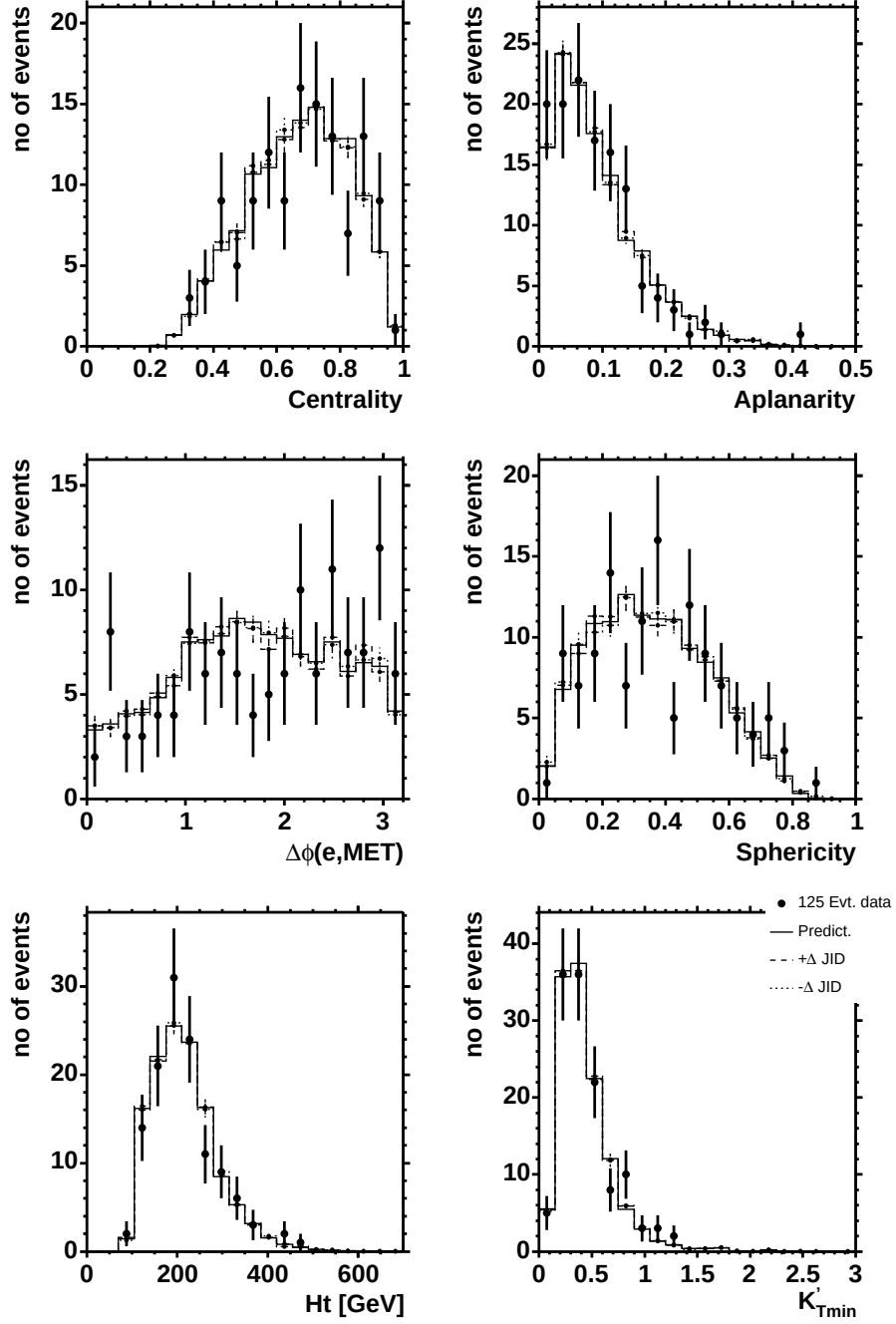


FIG. 5.23 – Distribution des six variables topologiques entrant dans le calcul du discriminant topologique. Les données du lot final sont superposées à la prédiction en incluant les variations de $\pm 1\sigma$ de l'identification des jets.

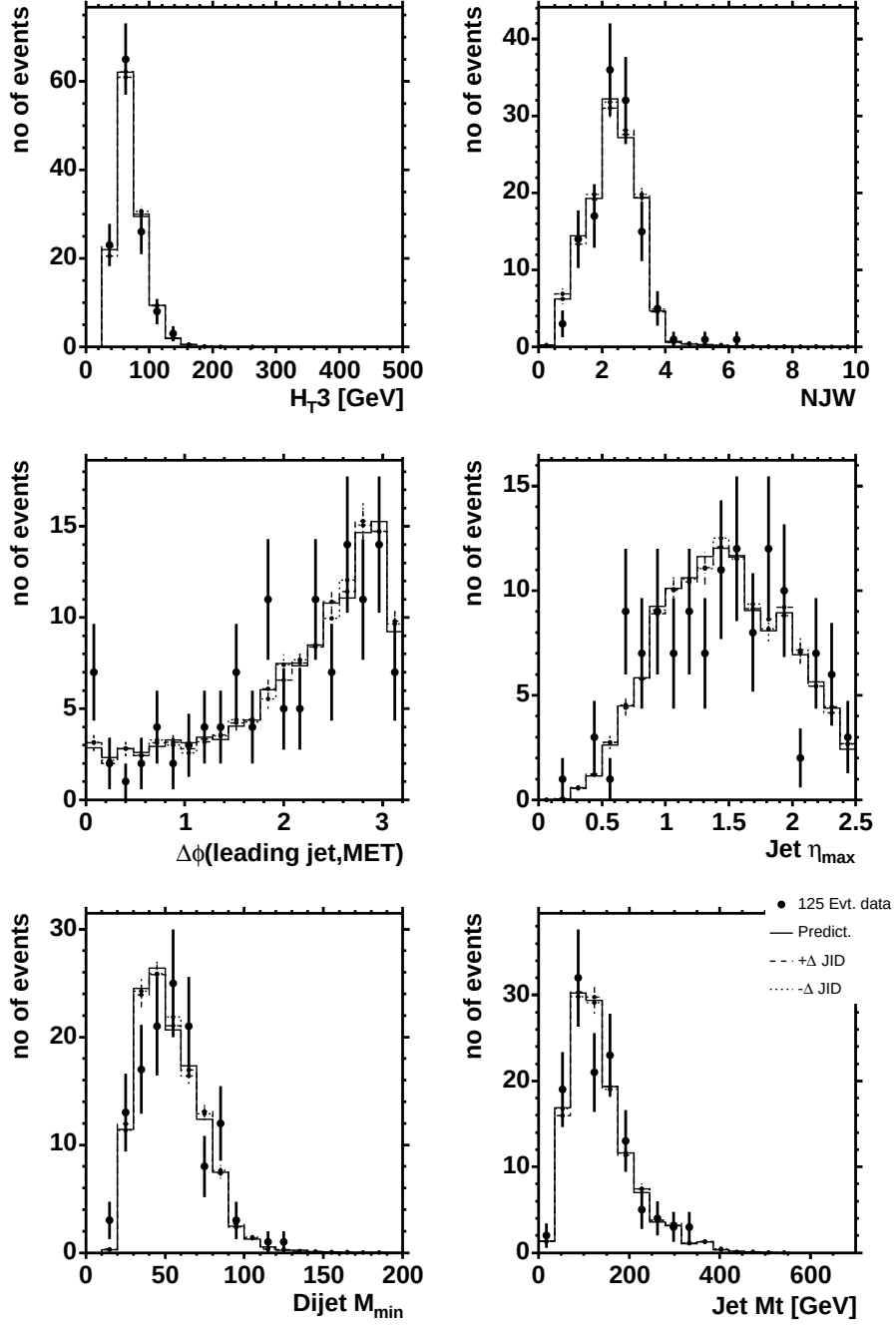


FIG. 5.24 – Distribution de six variables topologiques : somme scalaire de l'énergie transverse des troisième et quatrième jets (H_{T3}), nombre de jets pondéré de p_T et η des quatre premiers jets (NJW), ouverture azimutale entre le premier jet et l'énergie transverse manquante, η maximum des jets, minimum de la masse de deux jets et masse transverse des quatre premiers jets. Les données du lot final sont superposées à la prédiction en incluant les variations de $\pm 1\sigma$ de l'identification des jets.

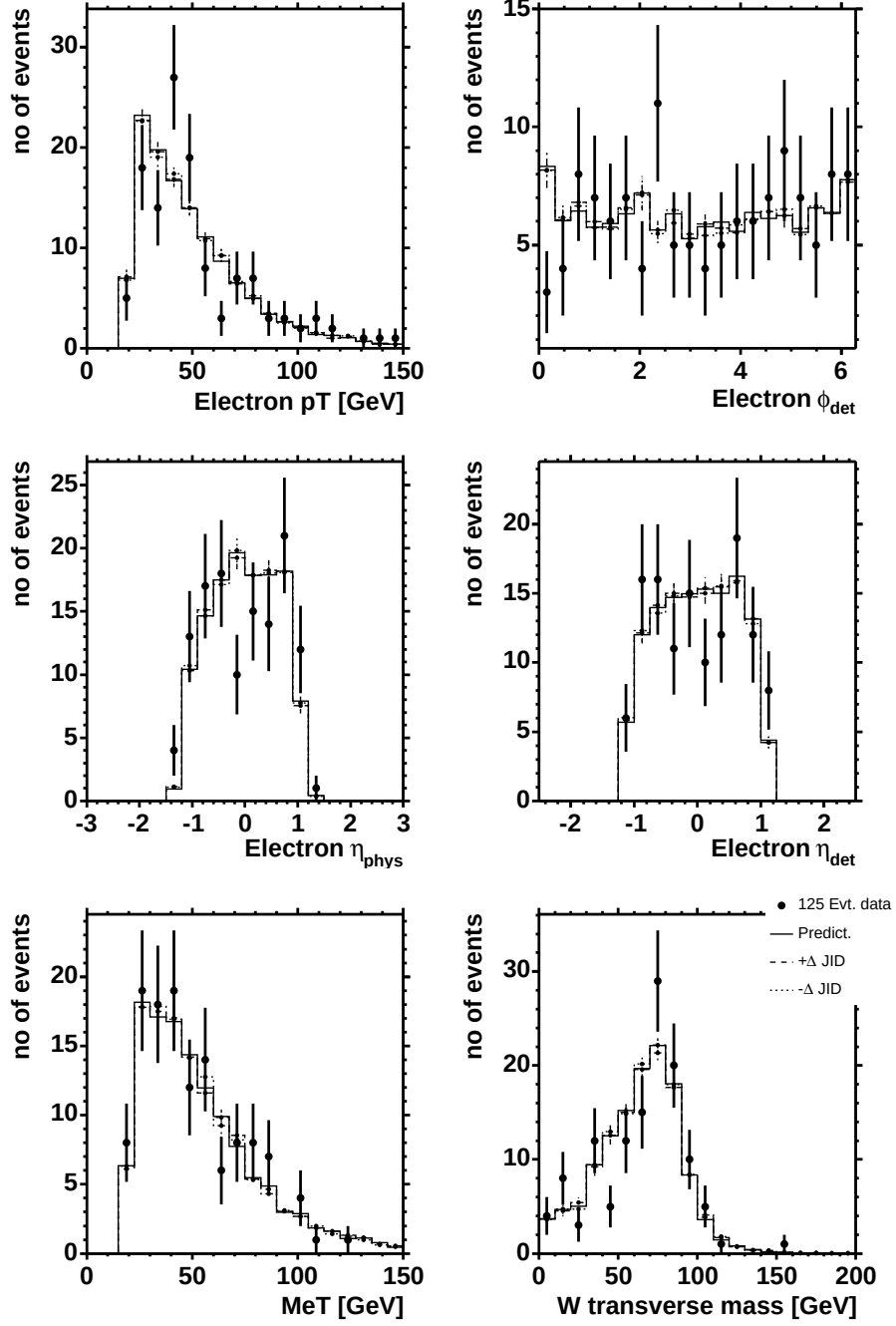


FIG. 5.25 – Distribution de p_T , φ , $\eta_{d\acute{e}tecte\grave{u}r}$, $\eta_{physique}$ du candidat \u00e9lectron, l'\u00e9nergie transverse manquante et la masse transverse du syst\u00e8me $e\nu$. Les donn\u00e9es du lot final sont superpos\u00e9es \u00e0 la pr\u00e9diction en incluant les variations de $\pm 1\sigma$ de l'identification des jets.

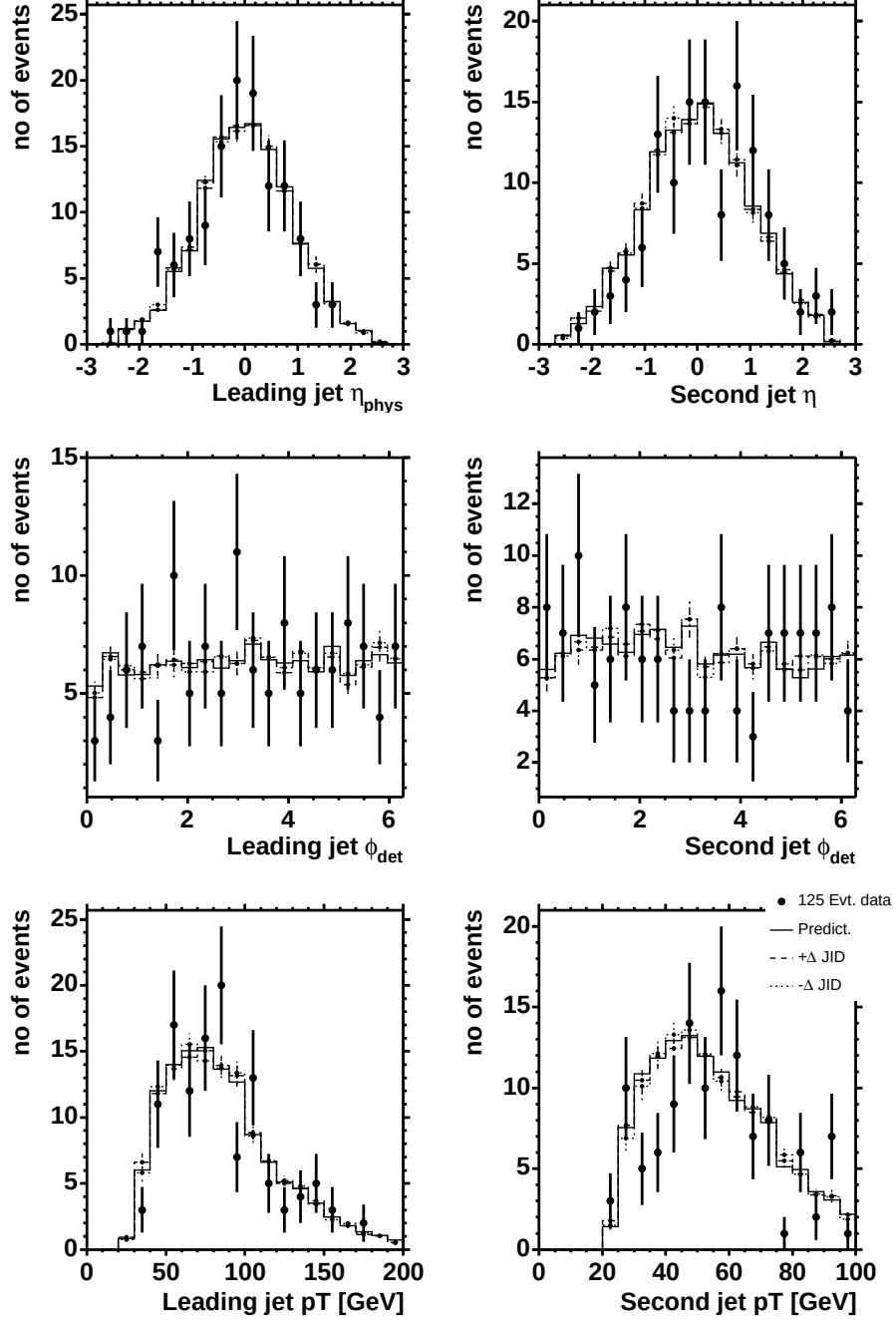


FIG. 5.26 – Distribution des variables $\eta_{\text{détecteur}}$, φ et p_T des premier et second jets. Les données du lot final sont superposées à la prédiction en incluant les variations de $\pm 1\sigma$ de l'identification des jets.

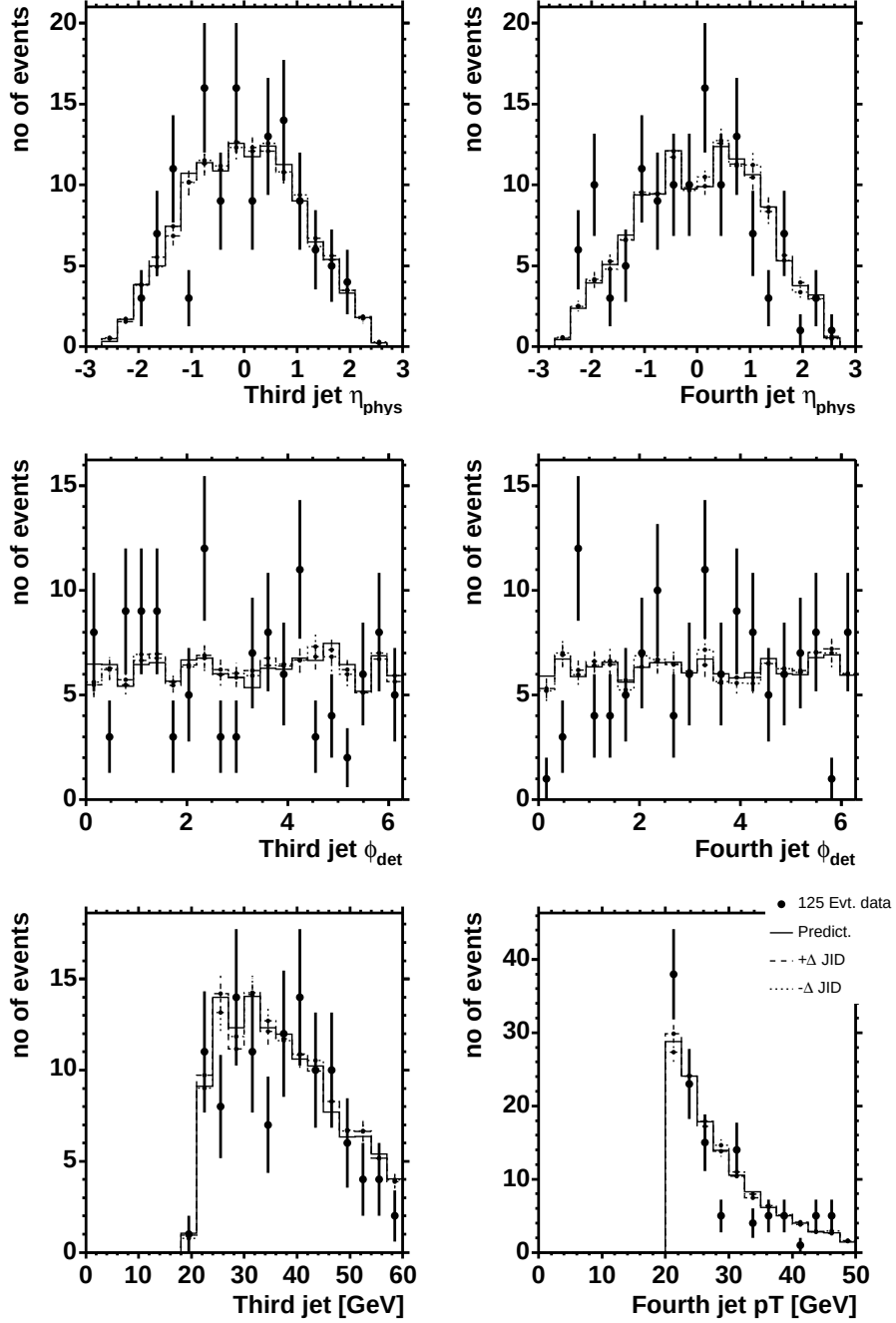


FIG. 5.27 – Distribution des variables $\eta_{\text{détecteur}}$, φ et p_T des troisième et quatrième jets. Les données du lot final sont superposées à la prédiction en incluant les variations de $\pm 1\sigma$ de l'identification des jets.

5.2.4.4 Correction sur la résolution en énergie des jets : JER

La correction données/simulation appliquée sur les événements de simulation pour reproduire la résolution en énergie des jets est paramétrée par des distributions auxquelles sont associées des erreurs statistique et systématique. De façon similaire aux deux sources précédentes d'erreurs systématiques, les paramétrisations sont variées de façon conservatrice de $+1\sigma_{JER}$ et $-1\sigma_{JER}$ pour obtenir les erreurs systématiques :

$$\begin{aligned} \delta\epsilon_{signal}^{JER} &= +0.19 \% \\ &= -0.96 \% \\ \delta N_{t\bar{t}}^{JER} &= +4.17 \% \\ &= +1.60 \% \\ {}^{obs}\delta N_{t\bar{t}}^{JER} &= +2.51 \% \\ &= +0.18 \% \end{aligned} \quad (5.54)$$

Les figures 5.28 à 5.33 donnent des distributions de contrôle (la somme des trois contributions est superposée à la distribution dans les données) tenant compte de la variation de la correction de résolution en énergie de $\pm 1\sigma_{JER}$.

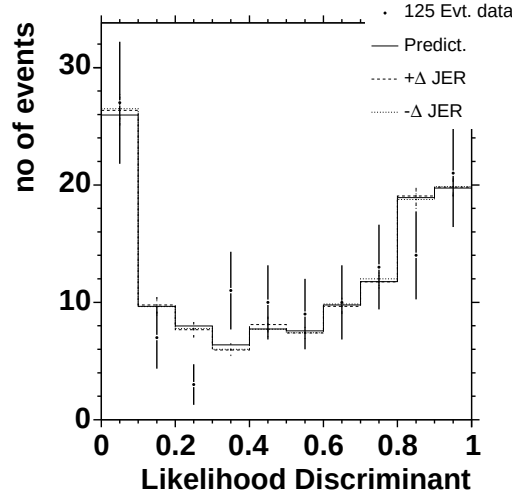


FIG. 5.28 – Distribution du discriminant topologique $\mathcal{D}$. Les données du lot final sont superposées à la prédiction en incluant les variations de $\pm 1\sigma$ de la résolution en énergie des jets.

Les erreurs systématiques attendues sont positives dans les deux cas de variation positive ou négative. $N_t^{t\bar{t}}$ n'est pas monotone en fonction du nombre x de σ de la variation au voisinage de la valeur centrale. Sous l'hypothèse d'un modèle polynomial du second degré pour la valeur de l'erreur systématique, l'erreur est donnée par :

$$\delta N_{t\bar{t}}^{JER} = 2.887 \cdot x^2 + 1.283 \cdot x \% \quad (5.55)$$

où x représente le nombre de σ dont la paramétrisation varie. Le minimum de ce modèle se produit pour $x = \frac{-1.283}{2 \cdot 2.887} = -0.22$ et vaut -0.14% . La plus grande erreur systématique attendue peut donc être symétrisée. L'erreur systématique retenue est donc :

$$\delta N_{t\bar{t}}^{JER} = \pm 4.17 \% \quad (5.56)$$

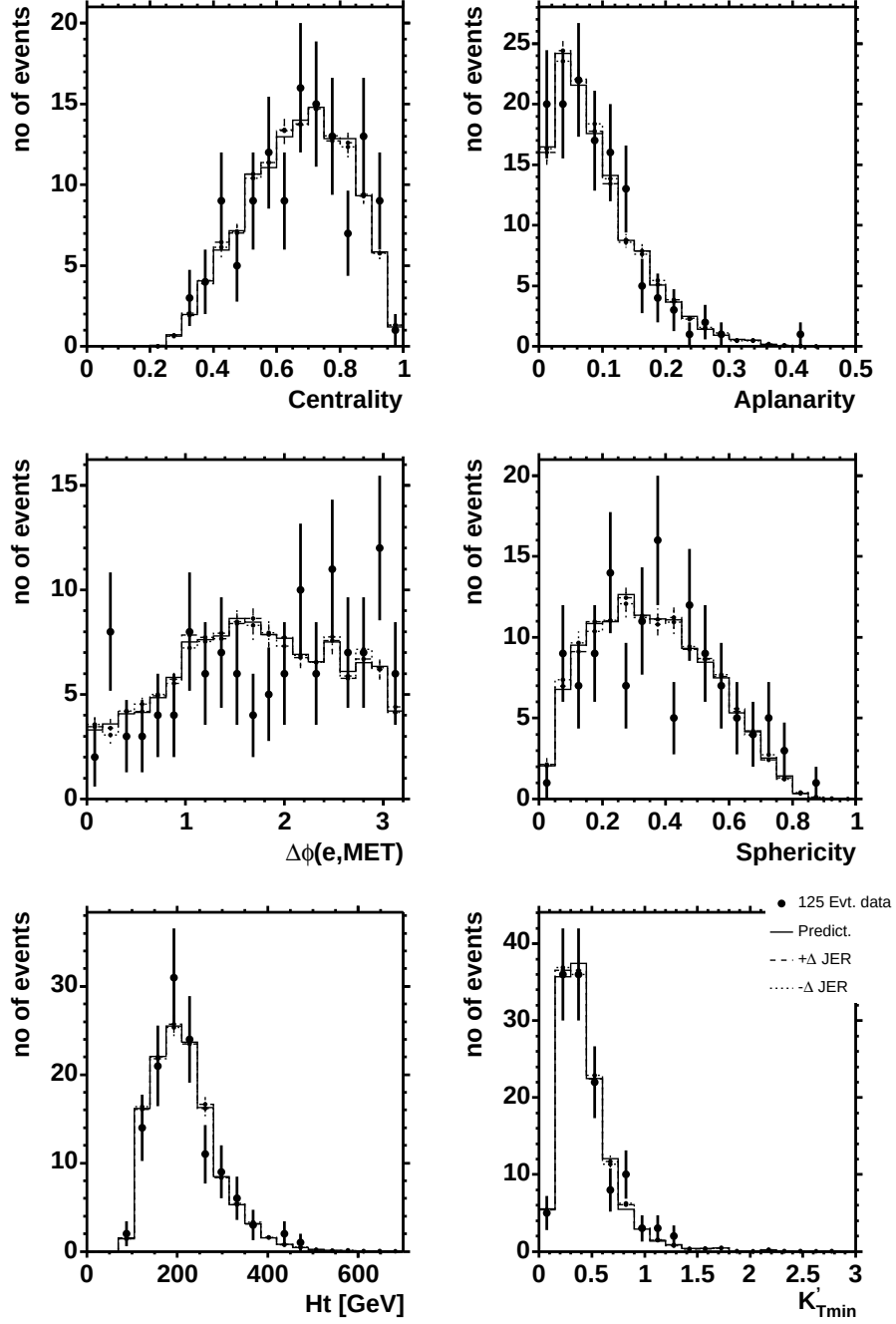


FIG. 5.29 – Distribution des six variables topologiques entrant dans le calcul du discriminant topologique. Les données du lot final sont superposées à la prédiction en incluant les variations de $\pm 1\sigma$ de la résolution en énergie des jets.

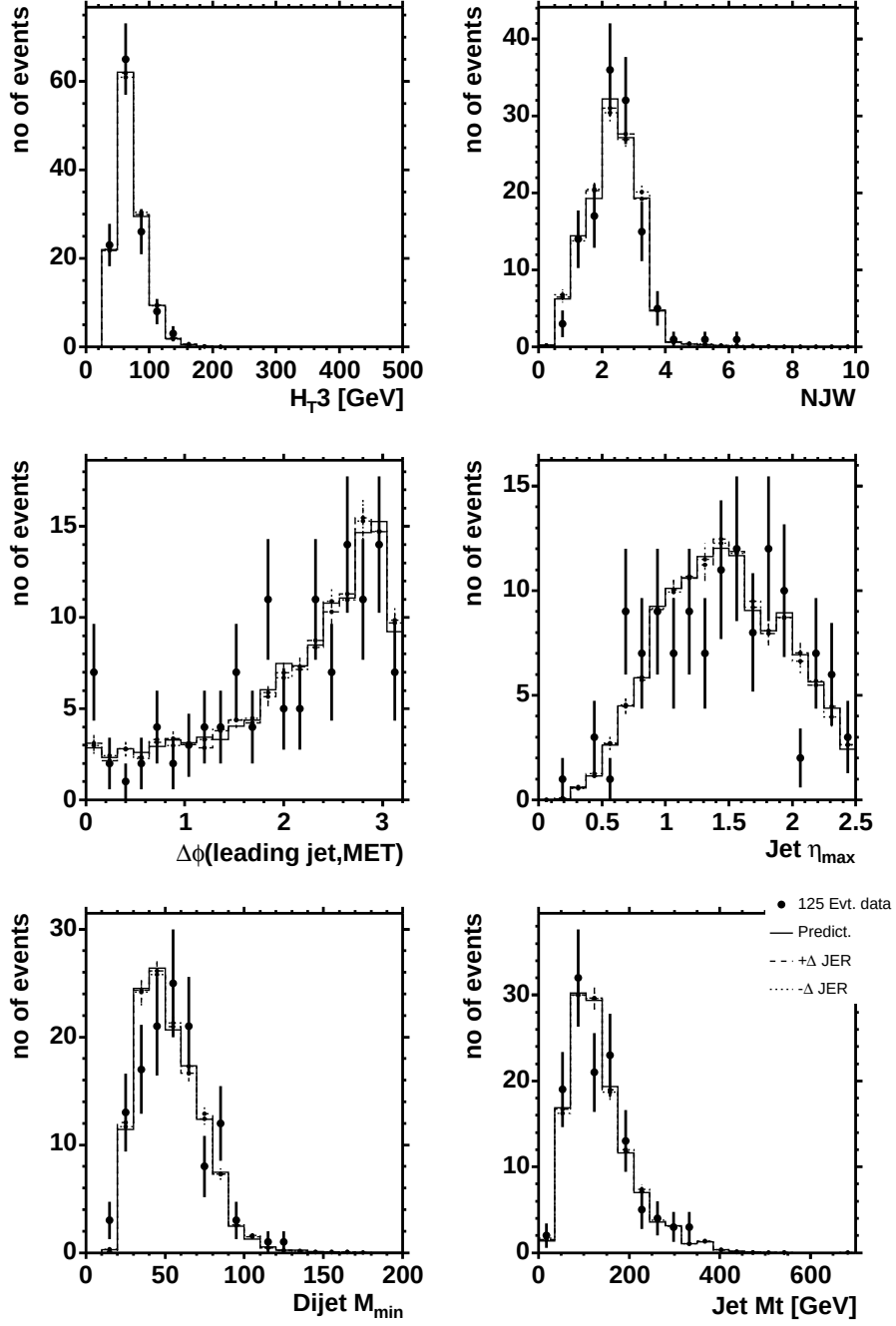


FIG. 5.30 – Distribution de six variables topologiques : somme scalaire de l'énergie transverse des troisième et quatrième jets (H_{T3}), nombre de jets pondéré de p_T et η des quatre premiers jets (NJW), ouverture azimutale entre le premier jet et l'énergie transverse manquante, η maximum des jets, minimum de la masse de deux jets et masse transverse des quatre premiers jets. Les données du lot final sont superposées à la prédiction en incluant les variations de $\pm 1\sigma$ de la résolution en énergie des jets.

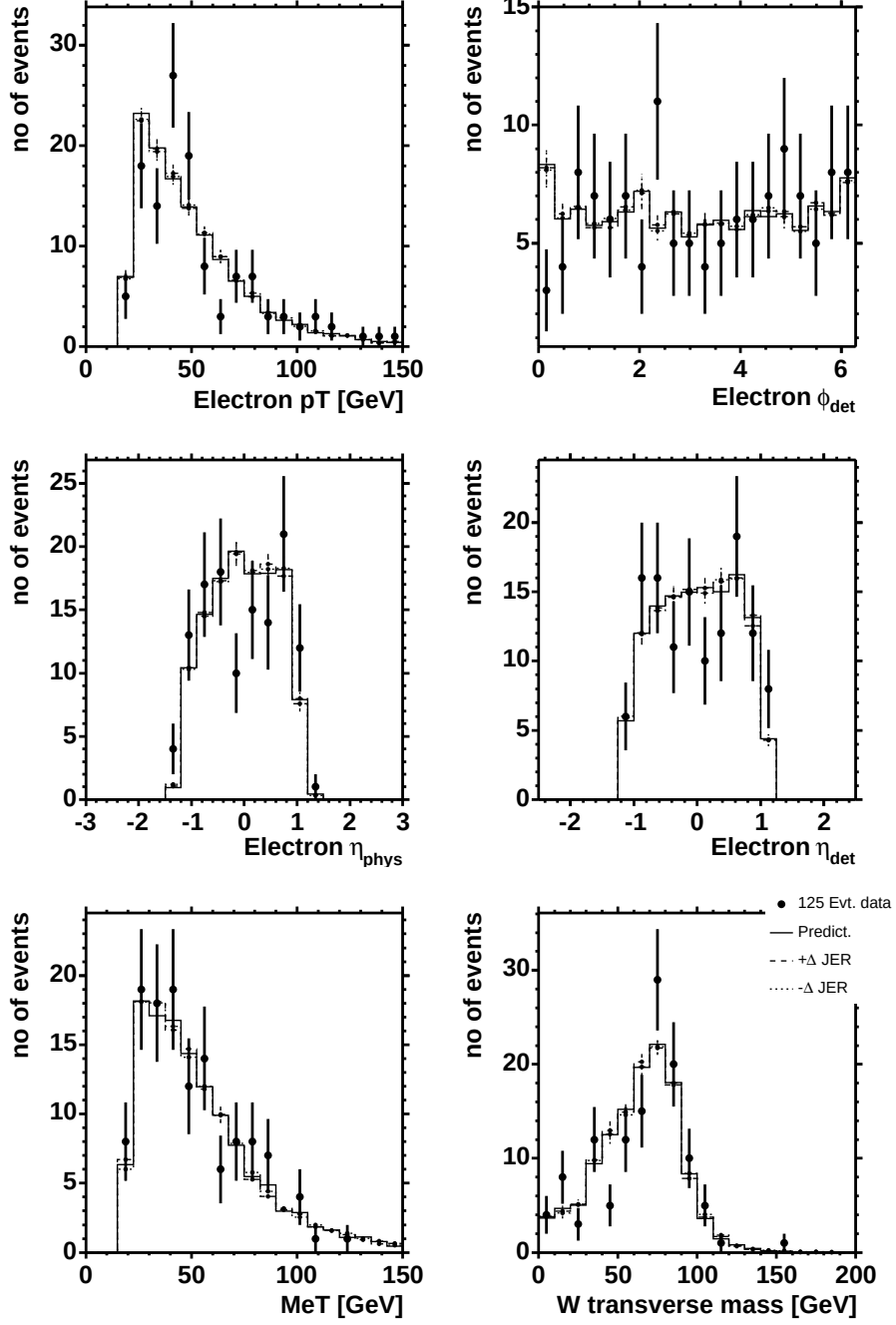


FIG. 5.31 – Distribution de p_T , φ , $\eta_{d\acute{e}tecte\grave{u}r}$, $\eta_{physique}$ du candidat \u00e9lectron, l'\u00e9nergie transverse manquante et la masse transverse du syst\u00e8me $e\nu$. Les donn\u00e9es du lot final sont superpos\u00e9es \u00e0 la pr\u00e9diction en incluant les variations de $\pm 1\sigma$ de la r\u00e9solution en \u00e9nergie des jets.

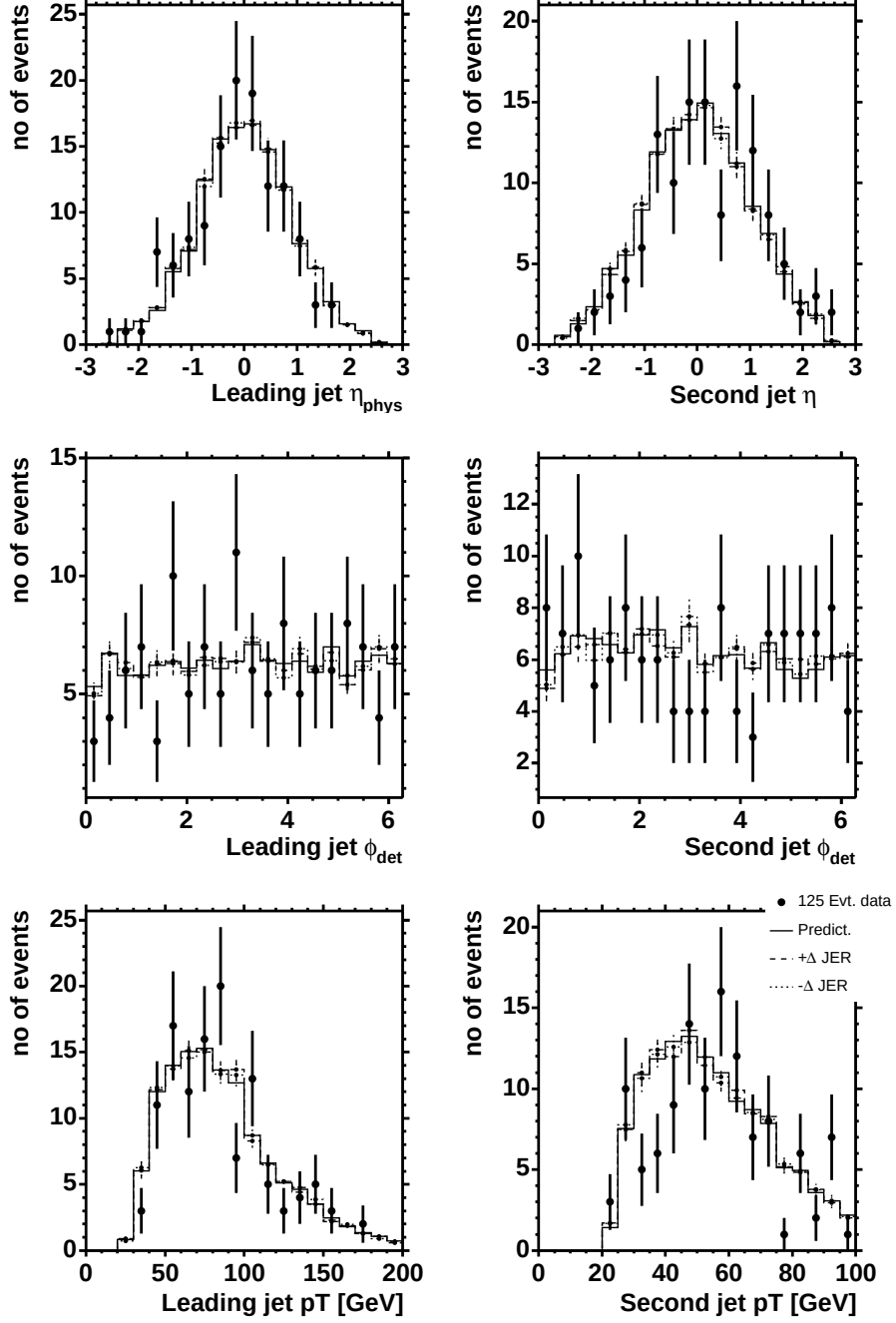


FIG. 5.32 – Distribution des variables $\eta_{\text{détecteur}}$, φ et p_T des premier et second jets. Les données du lot final sont superposées à la prédiction en incluant les variations de $\pm 1\sigma$ de la résolution en énergie des jets.

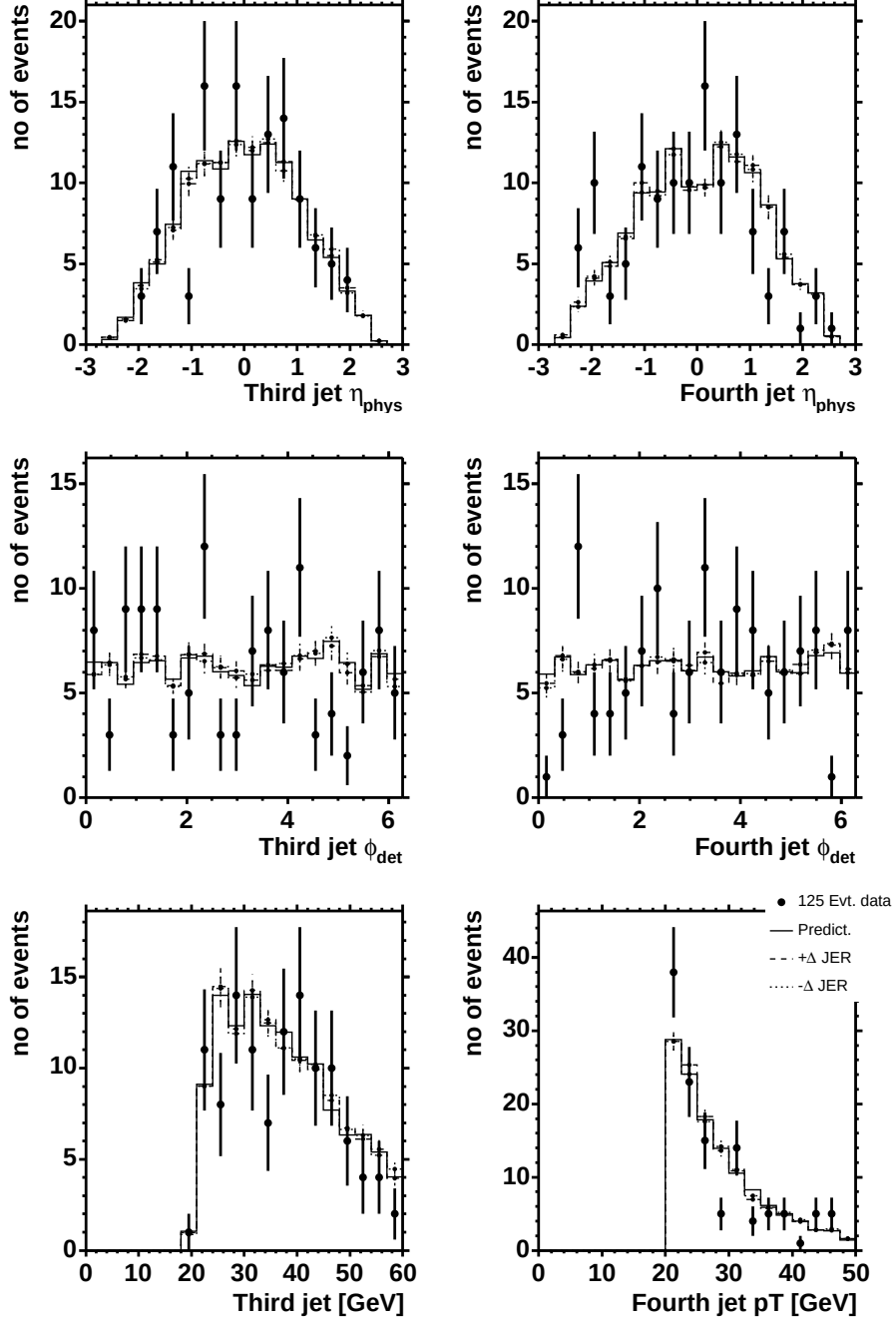


FIG. 5.33 – Distribution des variables $\eta_{\text{détecteur}}$, φ et p_T des troisième et quatrième jets. Les données du lot final sont superposées à la prédiction en incluant les variations de $\pm 1\sigma$ de la résolution en énergie des jets.

5.2.5 Erreurs sur $N_t^{t\bar{t}}$ uniquement

5.2.5.1 Modélisation des évènements W+jets

L'échelle de factorisation utilisée par défaut pour simuler les évènements W+jets est $Q^2 = M_W^2 + \sum_{parton} p_{T_{parton}}^2$. Afin de tenir compte de l'erreur systématique due à l'échelle de factorisation, des évènements W+jets sont simulés avec l'échelle de factorisation $Q'^2 = \langle p_{T_{parton}}^2 \rangle^2$. Les erreurs systématiques sont :

$$\begin{aligned} {}^{obs}\delta N_{t\bar{t}}^{modèle\ du\ W+jets} &= \pm 5.17\ \% \\ \delta N_{t\bar{t}}^{modèle\ du\ W+jets} &= \pm 1.79\ \% \end{aligned} \quad (5.57)$$

L'échelle de renormalisation a un effet principalement sur la section efficace, aucune erreur systématique associée n'est considérée. L'effet de l'échelle de factorisation sur la prédiction de la section efficace $t\bar{t}$ est négligeable [10].

5.2.5.2 Méthode de la matrice

Les deux efficacités ε_{QCD} et ε_{sig} sont déterminées au paragraphes 5.1.3. Elles valent respectivement $15.9 \pm 1.1\ \%$ et $81.2 \pm 0.6\ \%$. Ces efficacités sont utilisées dans l'estimation du bruit de fond par la méthode de la matrice, intervenant dans la probabilité de vraisemblance $\mathcal{P}_{MM}$ (equ. 5.29) et ont donc une influence sur le résultat de l'ajustement.

- ε_{QCD} est re-déterminé par une méthode [53] similaire à la méthode d'extraction du signal de l'analyse. ε_{QCD} est un paramètre libre lors de la minimisation d'une fonction $\mathcal{V}^*$ analogue à $\mathcal{V}$ ne tenant pas compte de l'estimation du bruit de fond QCD par la méthode de la matrice mais contenant la probabilité de vraisemblance simultanée sur les distributions de masse transverse $e\nu$ conjointement sur les lots L et T. Les résultats de cette méthode sont reportés dans la table 5.8.

La moyenne de la dernière colonne de la table 5.8 donne $\varepsilon_{QCD} = 0.141 \pm 0.008$. La somme en quadrature de la différence entre les deux méthodes utilisées et de l'erreur de l'ajustement à une constante constitue une estimation de l'erreur systématique sur ε_{QCD} . Elle est de 8 %. L'erreur systématique sur $N_{t\bar{t}}$ est estimée en faisant varier ε_{QCD} de $\pm 8\ \%$ dans la procédure d'extraction du signal.

$$\delta N_{t\bar{t}}^{\varepsilon_{QCD}} = {}_{+0.372}^{-0.378} \% \quad (5.58)$$

Il est à noter que l'erreur sur le résultat de l'ajustement est minime par rapport à l'amplitude de l'erreur sur ε_{QCD} .

- L'erreur systématique sur ε_{sig} est déterminée par la somme en quadrature de l'erreur statistique et de l'erreur systématique sur le facteur de correction données/simulation $\kappa_{vraisemblance}$.

N_{jets}	ε_{QCD} v8-v11	ε_{QCD} v12	ε_{QCD} v13	$\varepsilon_{QCD}^{global}$
= 1 jet	0.097 ± 0.016	0.200 ± 0.023	0.167 ± 0.049	0.146 ± 0.014
= 2 jets	0.133 ± 0.021	0.186 ± 0.028	0.124 ± 0.051	0.156 ± 0.017
≥ 2 jets	0.129 ± 0.018	0.183 ± 0.024	0.142 ± 0.046	0.154 ± 0.014
= 3 jets	0.039 ± 0.028	0.068 ± 0.066	-	0.049 ± 0.025
≥ 4 jets	0.310 ± 0.100	0.130 ± 0.094	-	0.183 ± 0.068

TAB. 5.8 – L'efficacité ε_{QCD} évaluée par une méthode alternative [53] pour les différentes versions de listes de déclenchement et le nombre de jets dans l'évènement.

5.2. ERREURS SYSTÉMATIQUES

L'erreur systématique sur ε_{sig} est donc estimée à 1.8 %. Cette erreur est propagée comme précédemment dans cette sous-section à l'erreur systématique sur $N_{t\bar{t}}$:

$$\delta N_{t\bar{t}}^{\varepsilon_{sig}} = {}_{+0.40}^{-0.37} \% \quad (5.59)$$

5.2.5.3 Limitation de la statistique des patrons de distribution de discriminant topologique

Les patrons sont construits à partir de lots restreints d'événements, en particulier pour le lot QCD (136 événements) qui est déterminé à partir des données. L'erreur systématique associée est estimée en générant aléatoirement 1000 fois les patrons suivant la statistique du lot de données utilisé. Le nombre d'événements de signal est estimé pour chaque patron (voir figure 5.34). La largeur de la distribution de l'écart relatif à la valeur centrale (voir deuxième ligne de la table 5.5) est une estimation de l'erreur systématique. La valeur est utilisée de façon symétrique :

$$\delta N_{t\bar{t}}^{statistique\ des\ patrons} = \pm 4.06 \% \quad (5.60)$$

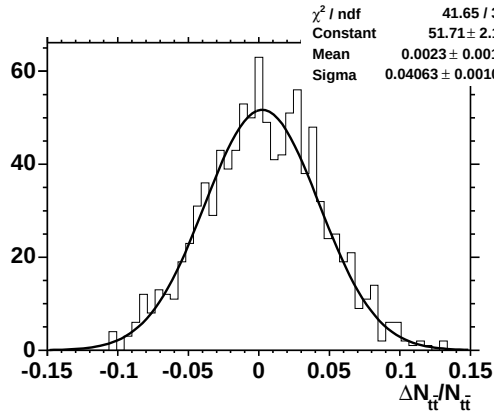


FIG. 5.34 – Distribution de la variation relative par rapport à la moyenne du nombre d'événements de signal évalué à chaque fois avec des patrons engendrés aléatoirement pour rendre compte de l'erreur systématique due à la statistique limitée des lots de données utilisés pour construire les patrons.

5.2.6 Conclusions

Les erreurs systématiques ont été évaluées pour les sources résumées dans la table 5.9. Les sources principales d'erreurs systématiques sont :

- La correction d'énergie des jets (10 %), l'identification des jets (6 %) et la résolution de l'énergie des jets (4 %). Une meilleure compréhension de la physique phénoménologique des jets est nécessaire pour diminuer ces erreurs systématiques.
- La statistique des patrons (4 %). Ceci est principalement dû au lot de données QCD obtenu à partir des données. Des méthodes pour obtenir un lot QCD plus important sont à l'étude.
- La reconstruction des électrons (3 %). L'amélioration constante des données du calorimètre permet d'envisager une diminution de cette erreur systématique.

La somme des erreurs systématiques présentées est :

$$\delta\sigma^{syst} = {}_{-11.99}^{+18.52} \%$$

Source	Erreur systématique [%]		
	$\delta\epsilon_{signal} \left(\begin{smallmatrix} +1\sigma \\ -1\sigma \end{smallmatrix} \right)$	$\delta N_{t\bar{t}} \left(\begin{smallmatrix} +1\sigma \\ -1\sigma \end{smallmatrix} \right)$	$\delta\sigma_{t\bar{t}} \left(\begin{smallmatrix} +1\sigma \\ -1\sigma \end{smallmatrix} \right)$
$Reco \times ID_{electron}$	± 3.01		-2.92
$Trace associée_{electron}$	± 0.71		+3.10
$Vraisemblance_{electron}$	± 1.62		-0.70
Vertex primaire	± 1.82		+0.72
Δz	± 0.40		-1.59
Statistique de la simulation	± 0.97		+1.64
			-1.79
L1 EM	+0.16 -1.08	+0.212 (obs. +0.16) -1.95 (-1.42)	+0.05 -0.88
L2 EM	+0.0 -0.02	+0.00 (obs. +0.00) -0.00 (-0.00)	-0.0 +0.02
L3 EM	+0.59 -0.59	+0.73 (obs. +0.05) -0.76 (-0.04)	-0.13 +0.17
L1 jet	+0.02 -0.03	+0.005 (obs. 0.00) -0.006 (0.00)	+0.02 -0.02
L3 jet	+0.011 -0.011	+0.088 (obs. +0.001) -0.098 (-0.001)	-0.08 +0.09
JES	+8.76 -9.07	-1.30 (obs. -3.00) +5.15 (+3.11)	+10.19 -13.52
Jet ID	+6.20 -9.64	+10.48 (obs. +6.27) -3.46 (-3.37)	-3.87 +6.40
JER	+0.19 -0.96	± 4.17 (obs. 2.51) 0.18	-3.82 +3.35
Modèle de W		± 1.79 (obs. ± 5.17)	+1.79 -1.79
ϵ_{sig}		-0.37	-0.37
ϵ_{QCD}		+0.40	+0.40
		-0.38	-0.38
Statistique des patrons		+0.37	+0.37
		± 4.06	+4.06 -4.06
Total			+18.52 -11.99

TAB. 5.9 – Résumé des erreurs systématiques relatives observées et attendues, sur l'efficacité de présélection ($\delta\epsilon_{signal}$) et le nombre d'évènement de signal ($\delta N_{t\bar{t}}$). L'erreur relative sur la section efficace est calculée suivant l'équation 5.36 en utilisant l'erreur attendue lorsque celle-ci est disponible.

5.3 Contrôles de l'analyse

5.3.1 Distributions de contrôle

Dans ce paragraphe, une comparaison de distribution entre les données et la modélisation du lot de données est présentée. Cette modélisation est constituée de la somme :

- Des distributions construites à partir d'événements de simulation pour la composante $t\bar{t}$ en désintégration semileptonique. La composante dilepton n'est pas représentée parce qu'elle n'est pas visible dans les distributions. La composante de signal est négligeable dans les multiplicités de jets 1 et 2.
- Des distributions construites à partir d'événements de simulation pour la composante W+jets.
- Des distributions du lot QCD obtenues à partir des données car leur simulation n'est pas disponible. La contamination par les vrais électrons est corrigée en soustrayant les distributions normalisées de $t\bar{t}$ et W+jets avec le facteur $\frac{1-\epsilon_{sig}}{\epsilon_{sig}}$.

Comme expliqué au paragraphe 4.1.3, les différents lots de simulation W+jets dans les multiplicités de partons ne sont pas combinés en un lot inclusif. Les distributions de contrôle sont donc séparées en multiplicité de jet.

Probabilité de Kolmogorov-Smirnov : KS

Le nombre donné en haut à gauche de chaque distribution est la probabilité de Kolmogorov-Smirnov associée à la superposition. Ce nombre indique la probabilité que la modélisation et les données soient des tirages aléatoires d'une distribution théorique absolue inconnue. Une probabilité proche de 1 signifie qu'il y a un bon accord entre les distributions.

5.3.1.1 Evénements à un ou deux jets reconstruits

Pour les multiplicités de jets un et deux, où la contribution $t\bar{t}$ est négligeable, seules les contributions QCD et W+jets sont considérées et estimées avec la méthode de la matrice dont les résultats sont présentés dans la table 5.3. Les distributions sont présentées dans les figures 4.3 à 4.4 et les figures 5.5 à 5.8 pour les multiplicité un et deux respectivement.

Conclusions :

Dans ces deux multiplicités de jets, contenant le plus de statistiques, la modélisation des données par les deux composantes QCD et W+jets est satisfaisante. C'est une preuve que d'une part la simulation du signal W+jets est bonne et d'autre part que l'estimation du bruit de fond QCD par la méthode de la matrice est très satisfaisante.

5.3.1.2 Evénements avec exactement trois jets reconstruits

Pour la troisième multiplicité, les trois composantes QCD, W+jets et $t\bar{t}$ sont extraites par la méthode d'ajustement présentée au paragraphe 5.1.5 sans toutefois tenir compte de la contamination du canal dilepton. Le résultat de cet ajustement est

$$N_t^{t\bar{t}} = 53.47_{-15.96}^{+17.00}, N_t^W = 413.33_{-27.08}^{+27.84}, N_t^{QCD} = 91.36_{-4.73}^{+4.86} \quad (5.61)$$

$$\begin{pmatrix} N_t^W & N_t^{t\bar{t}} & N_t^{QCD} \\ N_t^{t\bar{t}} & 1.000 & -0.444 & -0.300 \\ N_t^{QCD} & & 1.000 & -0.063 \\ & & & 1.000 \end{pmatrix} \quad (5.62)$$

La distribution du discriminant topologique sur lequel est effectué l'ajustement est donnée par la figure 5.35. Les distributions sont données par les figures 5.36 à 5.40.

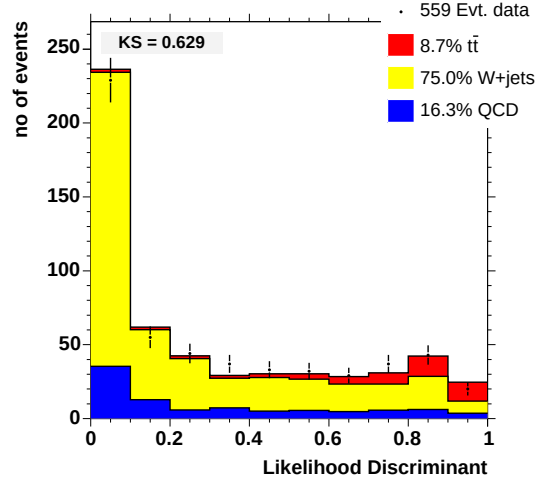


FIG. 5.35 – $W+3jets$ - Distribution du discriminant topologique $\mathcal{D}$. Les données présélectionnées avec exactement 3 jets reconstruits sont superposées au résultat de l'ajustement incluant (en partant du bas de chaque histogramme) le bruit de fond QCD (bleu), la contribution W+jets (jaune) et le signal $t\bar{t}$ (rouge).

Conclusions :

Ce lot de données sélectionné est très proche de notre lot final d'analyse. La méthode d'extraction de signal est validée par le bon accord entre les données et la modélisation. Avec plus de statistique que dans le lot final d'analyse, la bonne simulation d'un grand nombre de variables entrant dans l'analyse est démontrée. Cette mesure du nombre d'événements de signal pourrait constituer une mesure de la section efficace $t\bar{t}$. L'utilisation de cette mesure est prévue pour l'été 2005.

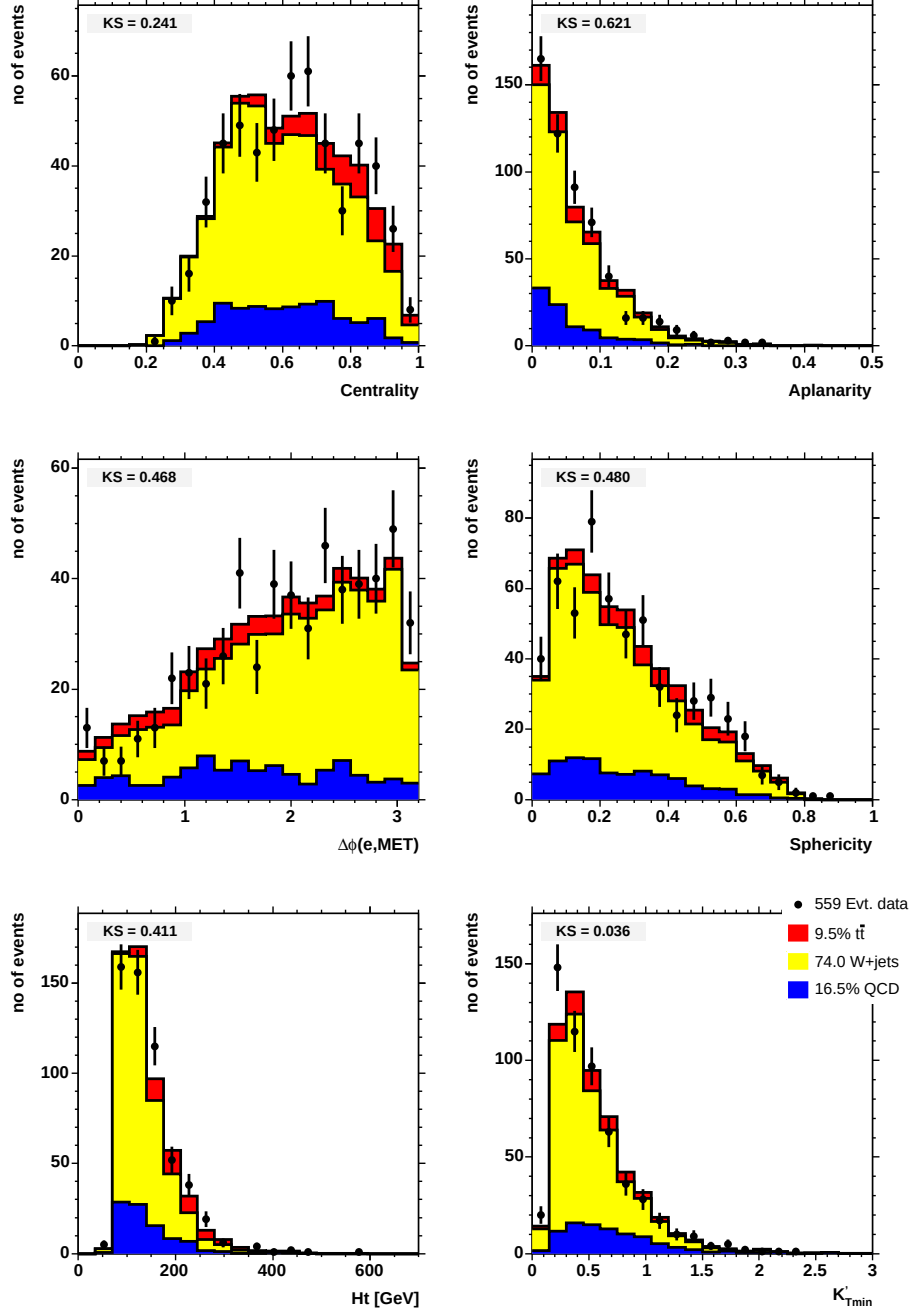


FIG. 5.36 – $W+3jets$ - Distribution des variables topologiques entrant dans la composition du discriminant topologique : centralité, aplanarité, $\Delta\phi(e, MET)$, sphéricité, H_T et K'_{Tmin} . Les données présélectionnées avec exactement 3 jets reconstruits sont superposées au résultat de l'ajustement incluant, en partant du bas de chaque histogramme, le bruit de fond QCD (bleu), la contribution $W+jets$ (jaune) et le signal $t\bar{t}$ (rouge).

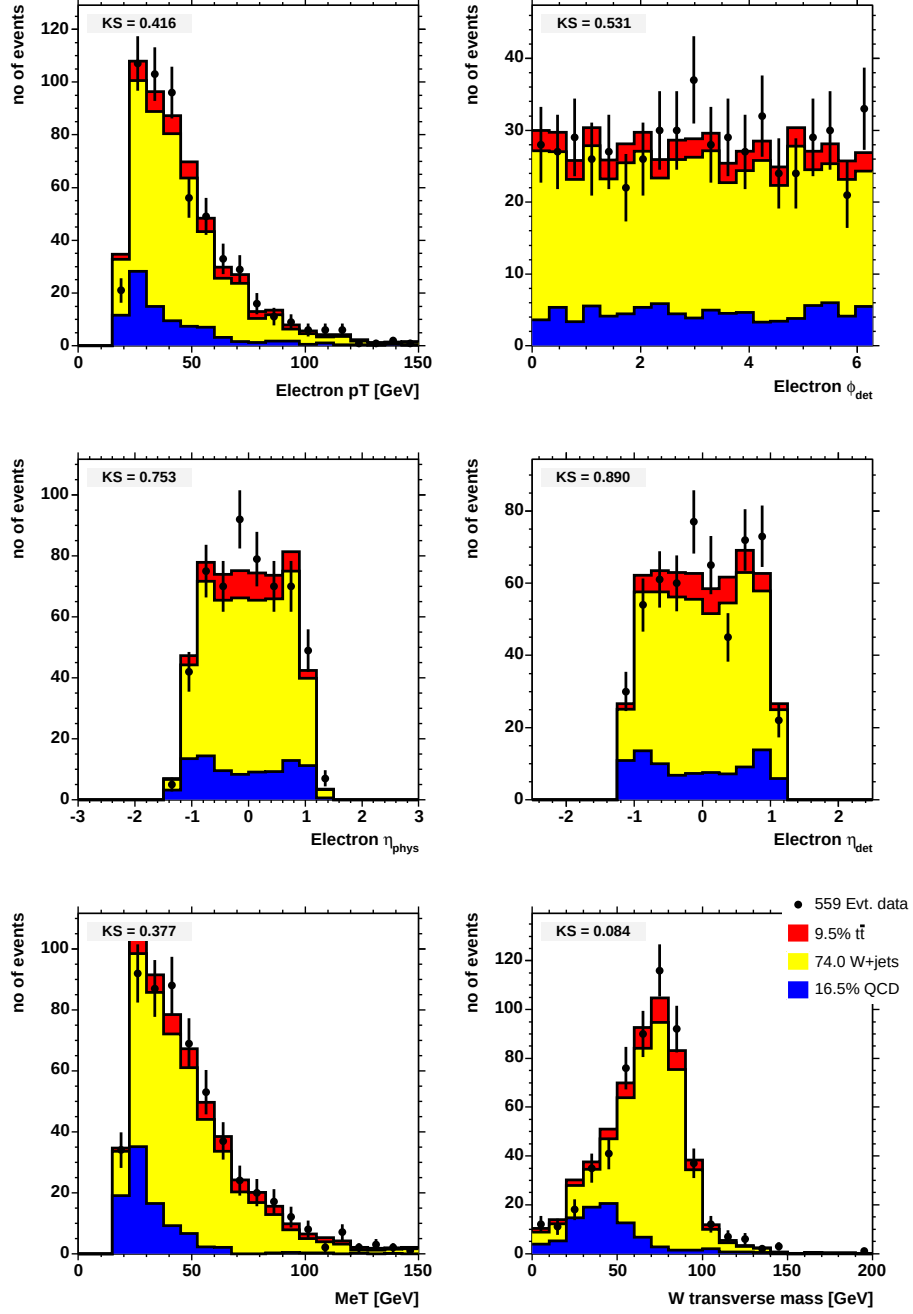


FIG. 5.37 – $W+3jets$ - Distribution de p_T , φ , $\eta_{d\acute{e}tecteur}$, $\eta_{physique}$ du candidat électron, l'énergie transverse manquante et la masse transverse du système $e\nu$. Les données présélectionnées avec exactement 3 jets reconstruits sont superposées au résultat de l'ajustement incluant, en partant du bas de chaque histogramme, le bruit de fond QCD (bleu), la contribution W+jets (jaune) et le signal $t\bar{t}$ (rouge).

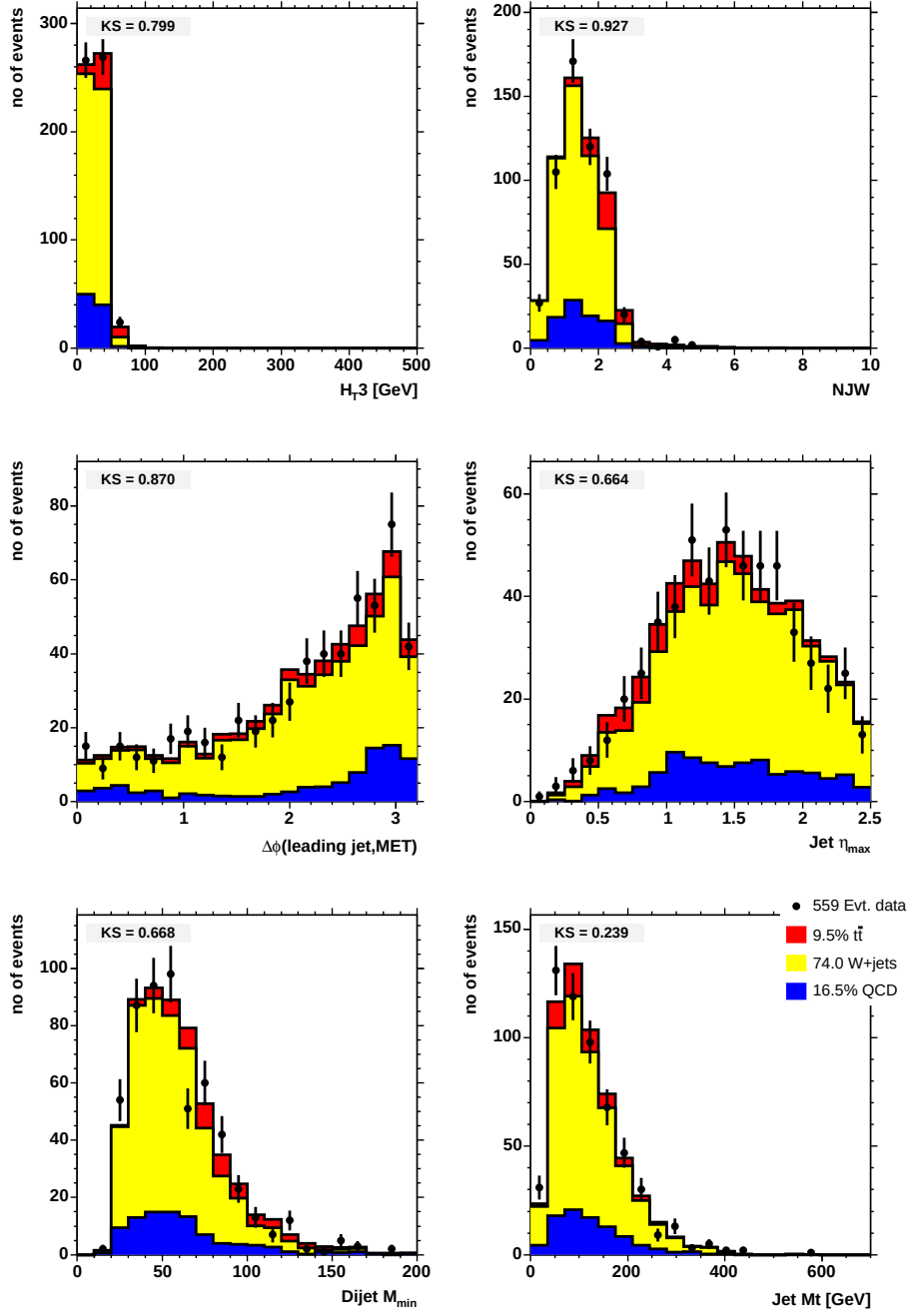


FIG. 5.38 – $W+3jets$ - Distribution de six variables topologiques : somme scalaire de l'énergie transverse des troisième et quatrième jets (H_{T3}), nombre de jets pondéré de p_T et η des quatre premiers jets (NJW), ouverture azimutale entre le premier jet et l'énergie transverse manquante, η maximum des jets, minimum de la masse de deux jets et masse transverse des quatre premiers jets. Les données présélectionnées avec exactement 3 jets reconstruits sont superposées au résultat de l'ajustement incluant, en partant du bas de chaque histogramme, le bruit de fond QCD (bleu), la contribution W+jets (jaune) et le signal $t\bar{t}$ (rouge).

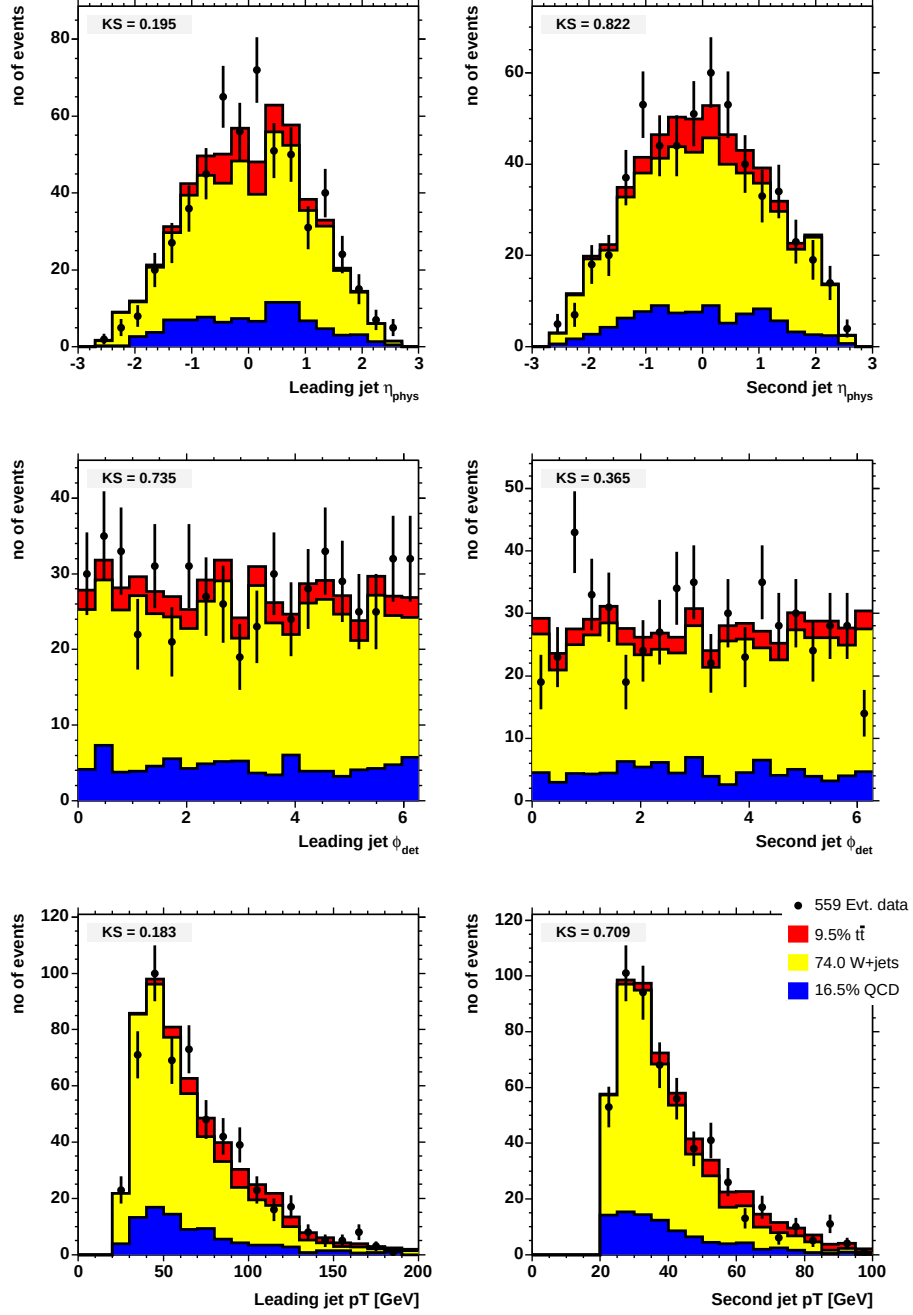


FIG. 5.39 – $W+3jets$ -Distribution des variables $\eta_{d\acute{e}tecteur}$, φ et p_T des premier et second jets. Les données pr  s  lectionn  es avec exactement 3 jets reconstruits sont superpos  es au résultat de l'ajustement incluant, en partant du bas de chaque histogramme, le bruit de fond QCD (bleu), la contribution W+jets (jaune) et le signal $t\bar{t}$ (rouge).

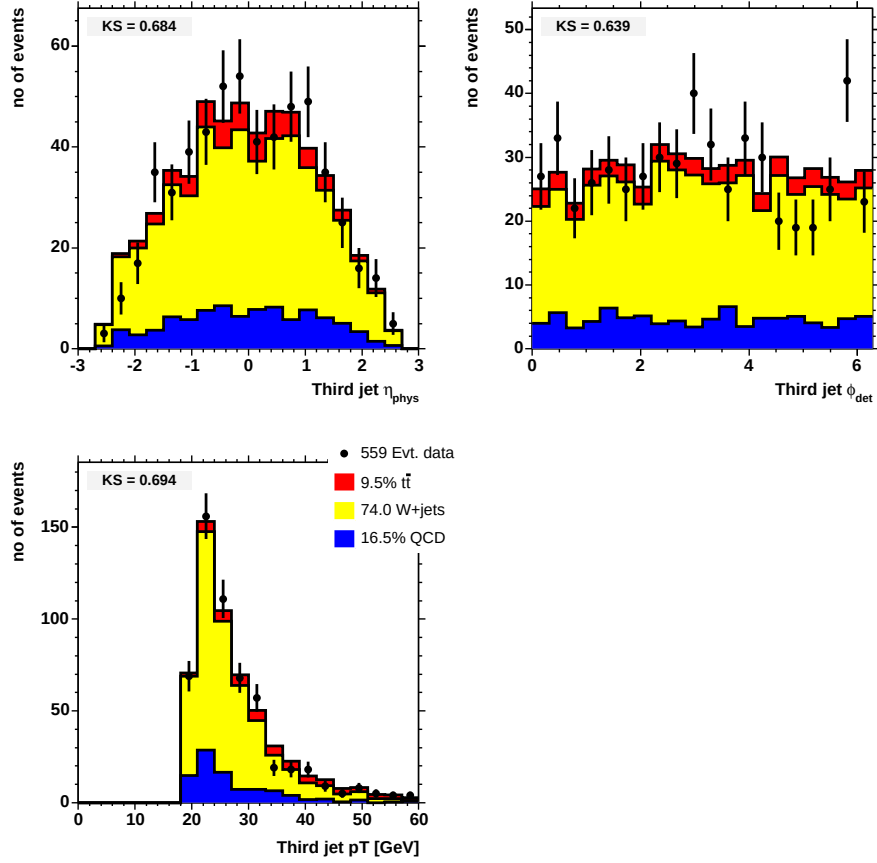


FIG. 5.40 – $W+3jets$ - Distribution des variables $\eta_{d\acute{e}tecteur}$, φ et p_T des troisi\`eme et quatri\`eme jets. Les donn\`ees pr\`es\`electionn\`ees avec exactement 3 jets reconstruits sont superpos\`ees au r\`esultat de l'ajustement incluant, en partant du bas de chaque histogramme, le bruit de fond QCD (bleu), la contribution $W+jets$ (jaune) et le signal $t\bar{t}$ (rouge).

5.3.1.3 Lot final d'analyse

Pour une multiplicité de jets inclusive de 4, la composition du lot a été étudiée au paragraphe 5.1.5. La contribution $t\bar{t} \rightarrow \text{dilepton}$ n'est pas considérée parce qu'elle ne serait pas visible dans les distributions. Les distributions de contrôle sont données sur les figures 5.41 à 5.45.

Lors du calcul de l'erreur systématique (voir paragraphe 5.2) sur la modélisation des événements W+jets, un lot d'événements simulés avec l'échelle de factorisation $Q'^2 = \langle p_{T_{parton}} \rangle^2$ au lieu de $Q^2 = M_W^2 + \sum_{parton} p_{T_{parton}}^2$ a été utilisé. Le nombre d'événements de signal est estimé en utilisant cette modélisation. Le résultat de la comparaison données/simulation est montré dans les figures 5.46 à 5.50.

Conclusions :

Les distributions de contrôle dans les multiplicités de jets précédentes montrent une bonne modélisation des données par le lot QCD et la simulation W+jets. Malgré la faible statistique dans le lot final présélectionné, un bon accord entre la modélisation et les données est obtenu.

La production de neutrino lors des collisions sélectionnées, caractérisé par la distribution d'énergie transverse manquante, est bien reproduite par la modélisation (voir figure 5.42).

La présence de boson W, se désintégrant en une paire électron/neutrino, dans le lot final d'analyse est caractérisé par le pic de masse transverse $e\nu$ montrée dans la figure 5.42.

Les différences topologiques sont montrées dans les figures 5.41 et 5.43. La contribution du signal permet de reproduire des excès non expliqués par la modélisation des bruits de fond, que ce soit dans les distributions des variables topologiques ou dans les distributions des variables cinématiques.

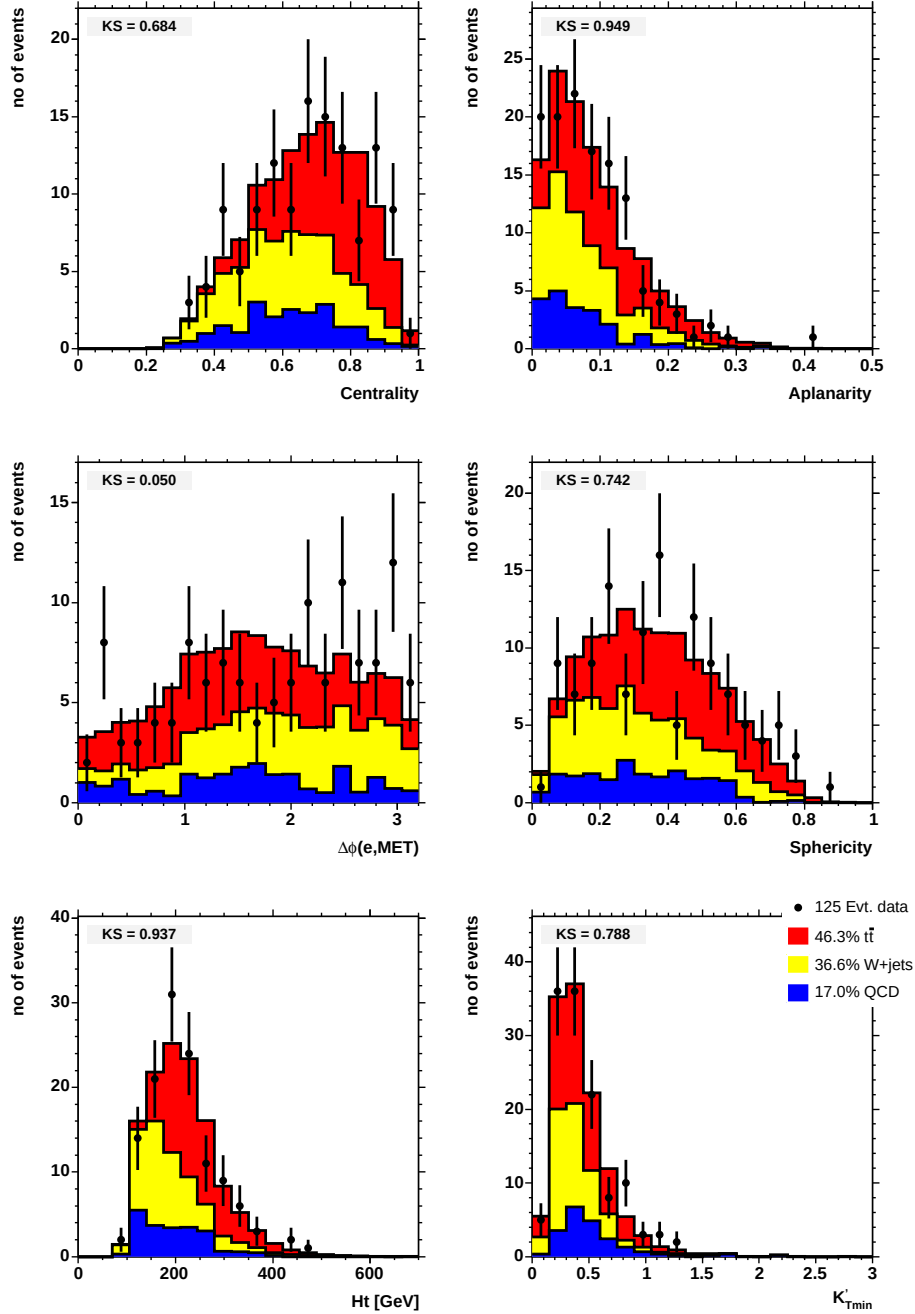


FIG. 5.41 – $W+4jets$ - Distribution des variables topologiques entrant dans la composition du discriminant topologique : centralité, aplanarité, $\Delta\phi(e, MET)$, sphéricité, H_T et K'_{Tmin} . Les données du lot final sont superposées au résultat de l'ajustement incluant, en partant du bas de chaque histogramme, le bruit de fond QCD (bleu), la contribution W+jets (jaune) et le signal $t\bar{t}$ (rouge).

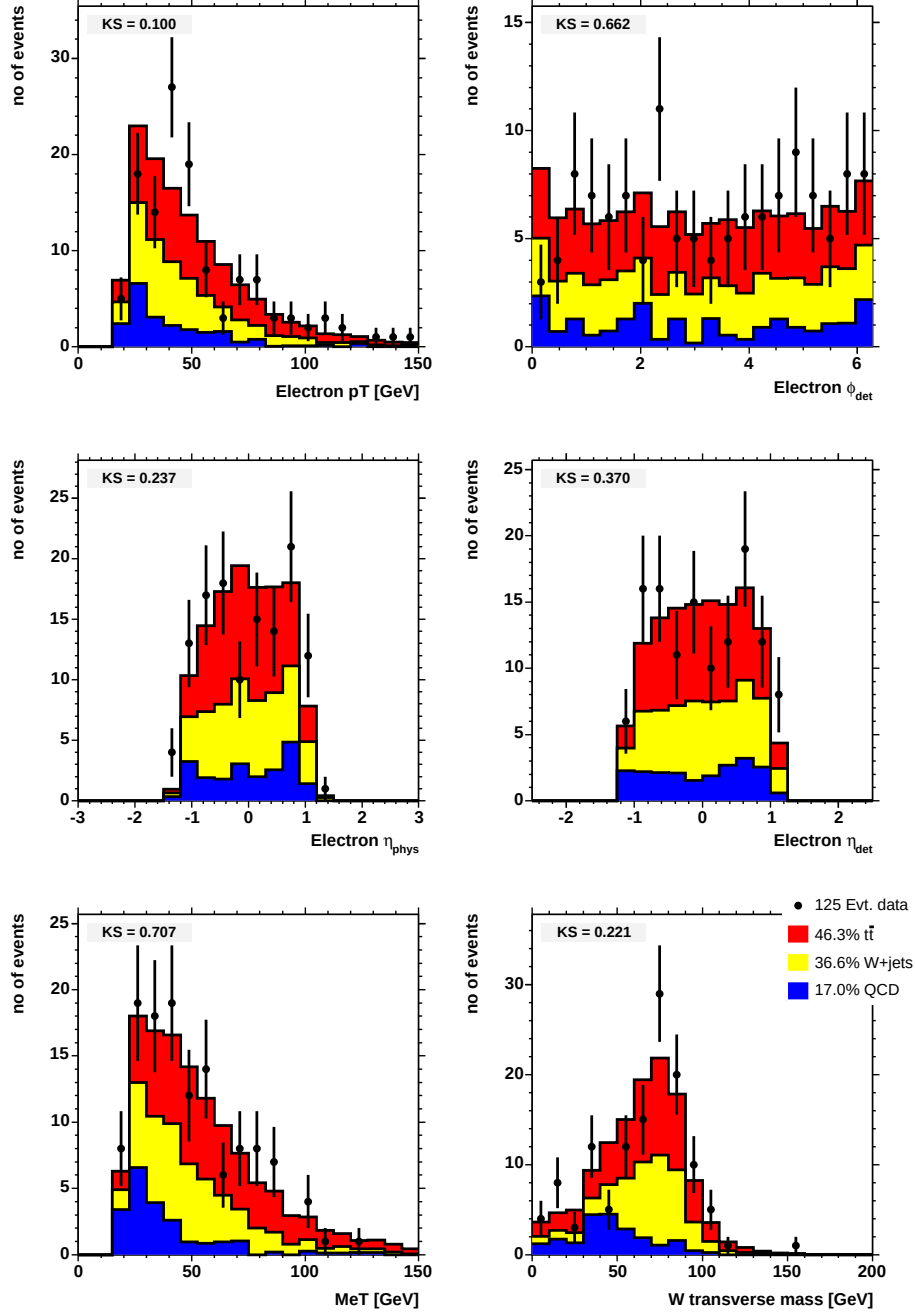


FIG. 5.42 – $W+4jets$ -Distribution de p_T , ϕ , $\eta_{d\acute{e}tecteur}$, $\eta_{physique}$ du candidat électron, l'énergie transverse manquante et la masse transverse du système $e\nu$. Les données du lot final sont superposées au résultat de l'ajustement incluant, en partant du bas de chaque histogramme, le bruit de fond QCD (bleu), la contribution W+jets (jaune) et le signal $t\bar{t}$ (rouge).

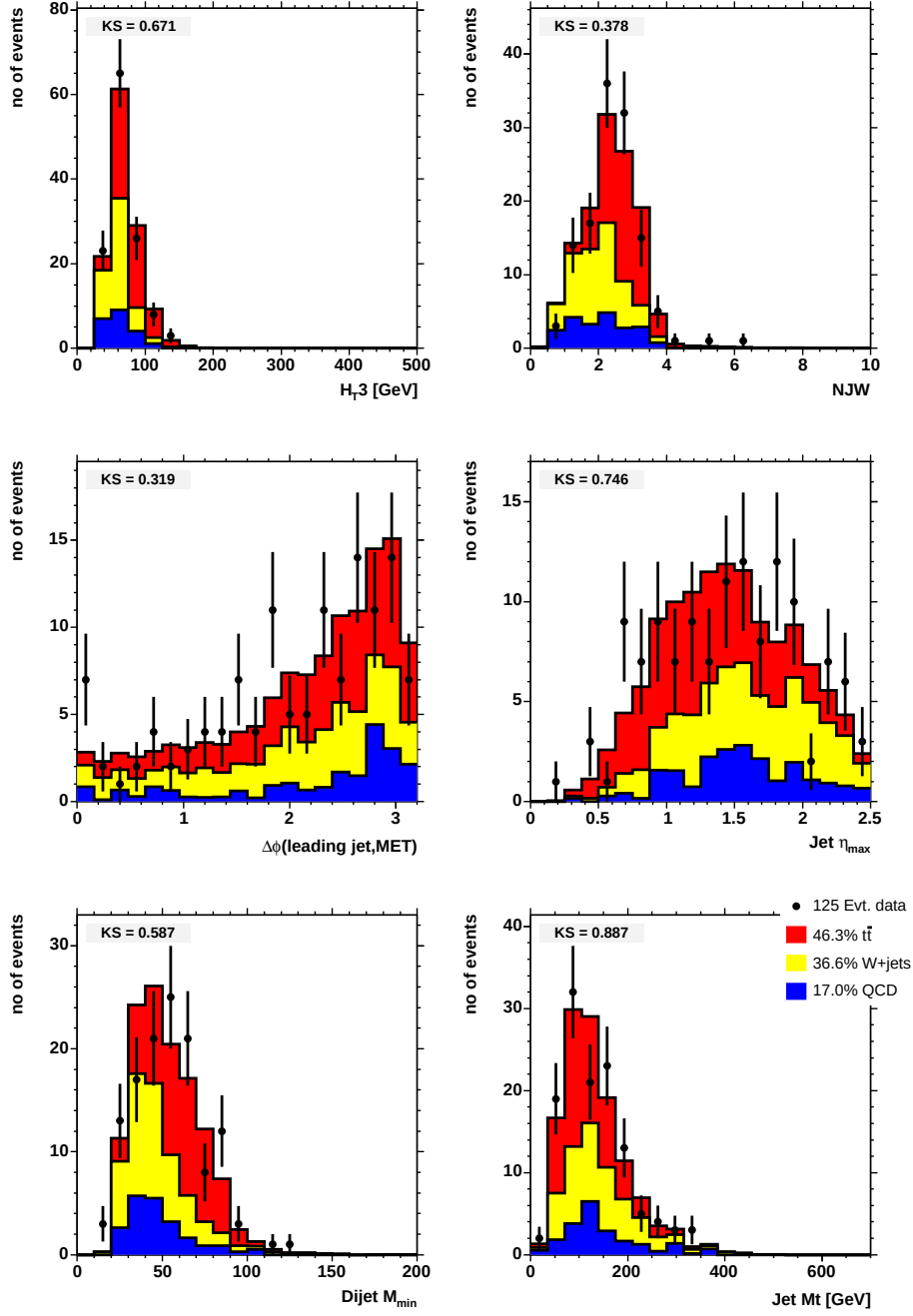


FIG. 5.43 – $W+4jets$ - Distribution de six variables topologiques : somme scalaire de l'énergie transverse des troisième et quatrième jets (H_{T3}), nombre de jets pondéré de p_T et η des quatre premiers jets (NJW), ouverture azimutale entre le premier jet et l'énergie transverse manquante, η maximum des jets, minimum de la masse de deux jets et masse transverse des quatre premiers jets. Les données du lot final sont superposées au résultat de l'ajustement incluant, en partant du bas de chaque histogramme, le bruit de fond QCD (bleu), la contribution $W+jets$ (jaune) et le signal $t\bar{t}$ (rouge).

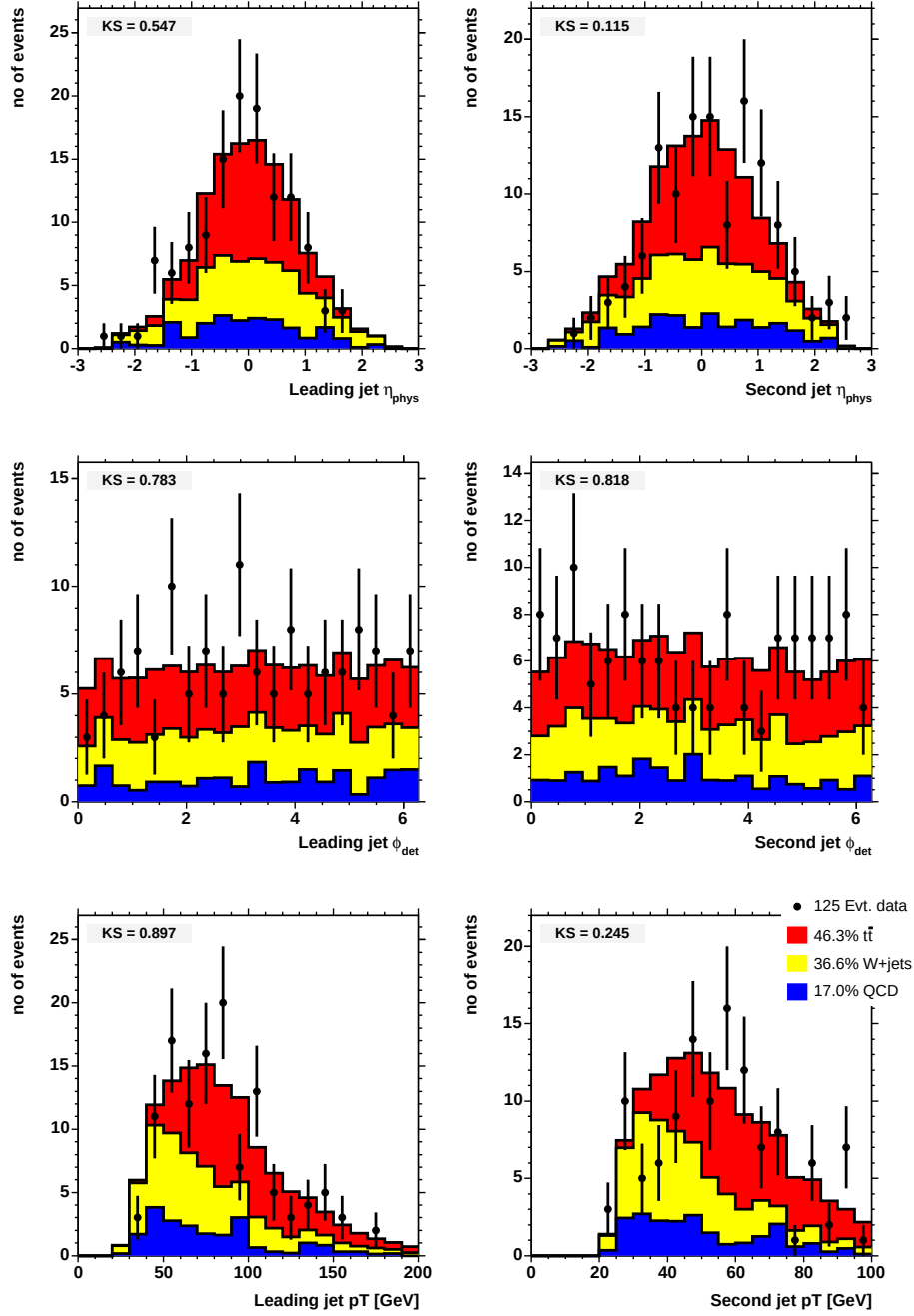


FIG. 5.44 – $W+4jets$ - Distribution des variables $\eta_{\text{détecteur}}$, φ et p_T des premier et second jets. Les données du lot final sont superposées au résultat de l'ajustement incluant, en partant du bas de chaque histogramme, le bruit de fond QCD (bleu), la contribution $W+jets$ (jaune) et le signal $t\bar{t}$ (rouge).

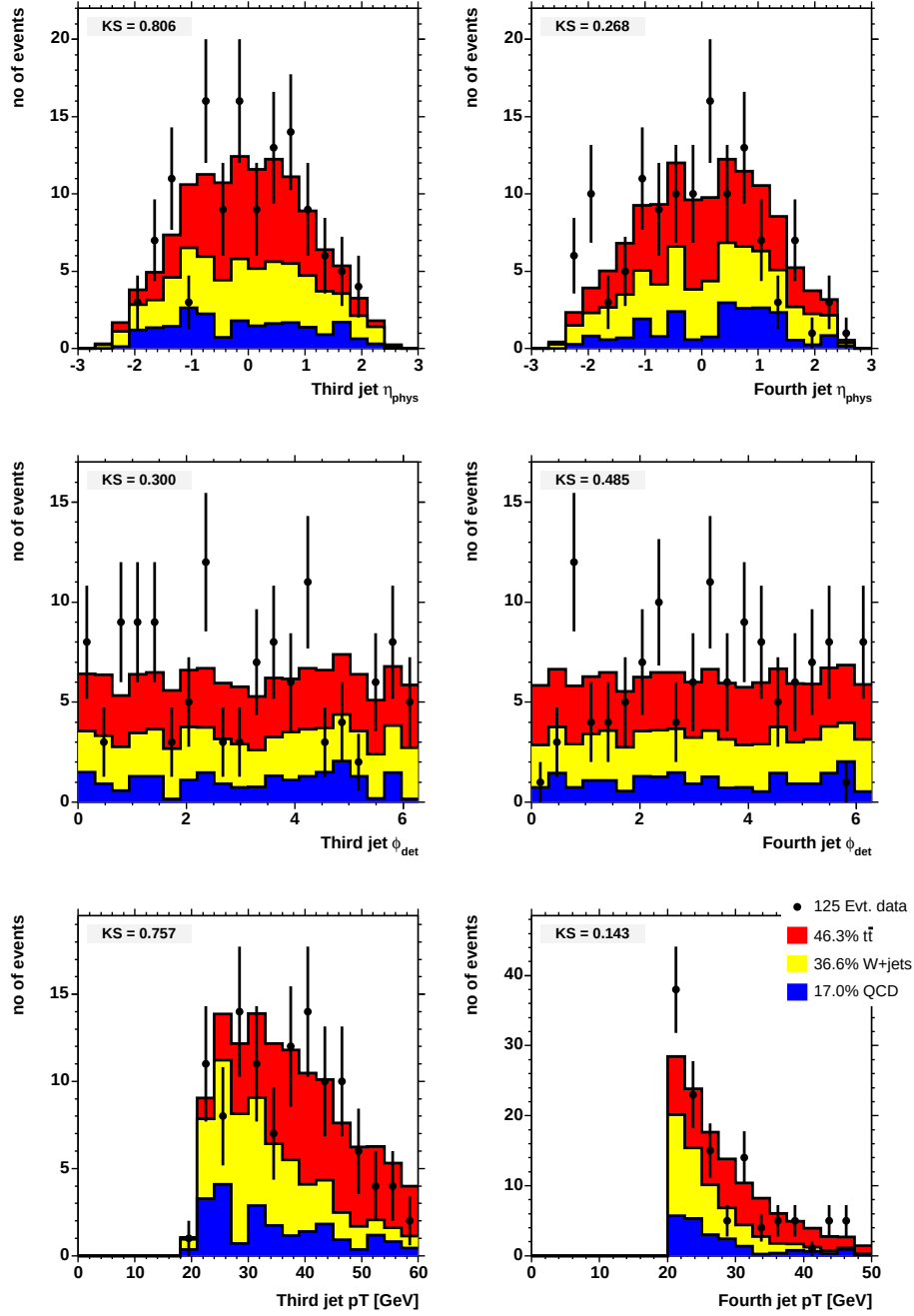


FIG. 5.45 – $W+4jets$ - Distribution des variables $\eta_{d\acute{e}tecte\grave{u}r}$, φ et p_T des troisi\`eme et quatri\`eme jets. Les donn\`ees du lot final sont superpos\`ees au r\`esultat de l'ajustement incluant, en partant du bas de chaque histogramme, le bruit de fond QCD (bleu), la contribution W+jets (jaune) et le signal $t\bar{t}$ (rouge).

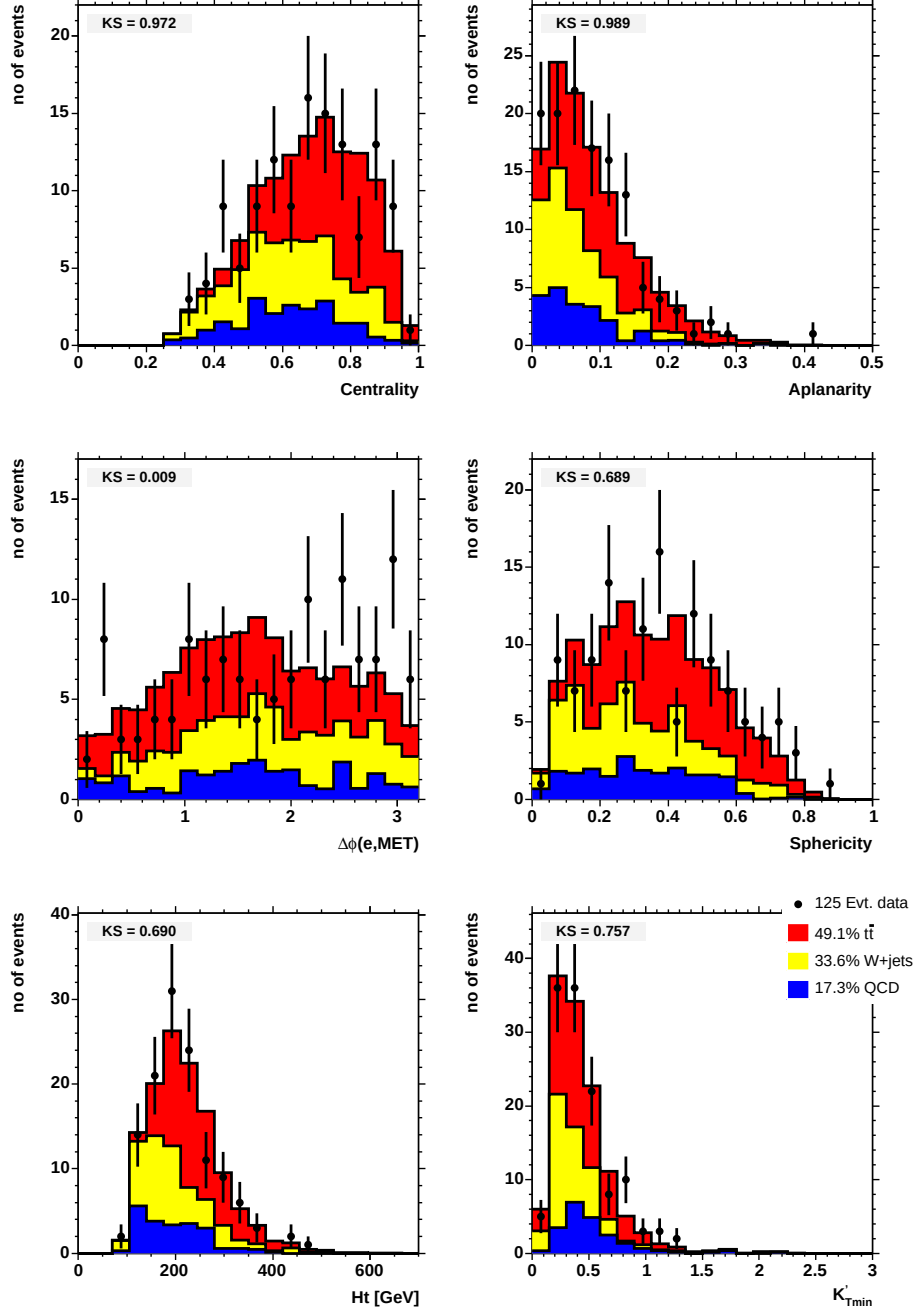


FIG. 5.46 – $W+4jets$ -Distribution des variables topologiques entrant dans la composition du discriminant topologique : centralité, aplanarité, $\Delta\phi(e, MET)$, sphéricité, H_T et K'_{Tmin} . Les données du lot final sont superposées au résultat de l'ajustement incluant, en partant du bas de chaque histogramme, le bruit de fond QCD (bleu), la contribution W+jets avec l'échelle de factorisation $Q'^2 = \langle pT_{parton} \rangle^2$ (jaune) et le signal $t\bar{t}$ (rouge).

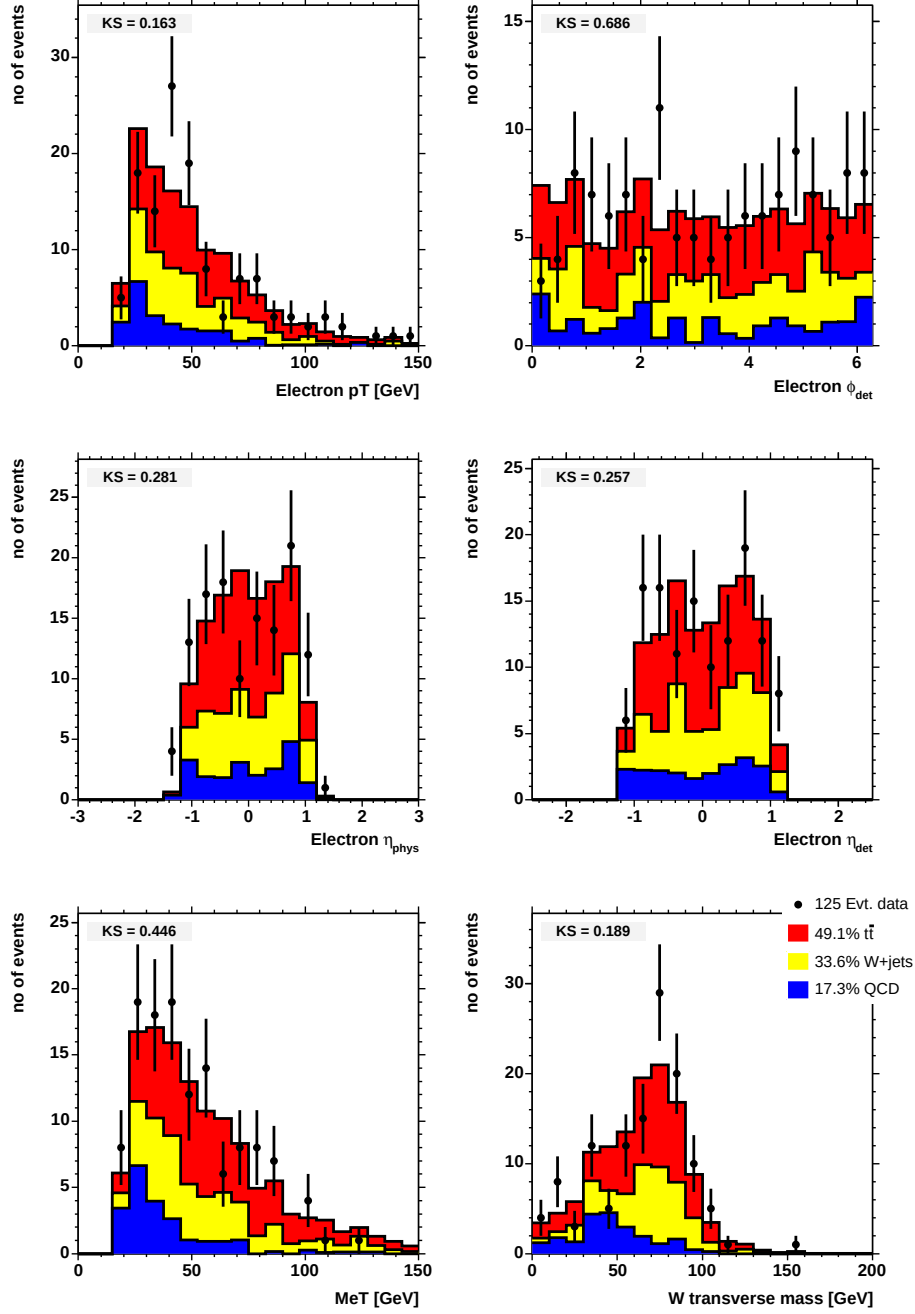


FIG. 5.47 – $W+4jets$ -Distribution de p_T , φ , $\eta_{d\acute{e}tecte\grave{u}r}$, $\eta_{physique}$ du candidat \u00e9lectron, l'\u00e9nergie transverse manquante et la masse transverse du syst\u00e8me $e\nu$. Les donn\u00e9es du lot final sont superpos\u00e9es au r\u00e9sultat de l'ajustement incluant, en partant du bas de chaque histogramme, le bruit de fond QCD (bleu), la contribution W+jets avec l'\u00e9chelle de factorisation $Q'^2 = \langle p_{T_{parton}} \rangle^2$ (jaune) et le signal $t\bar{t}$ (rouge).

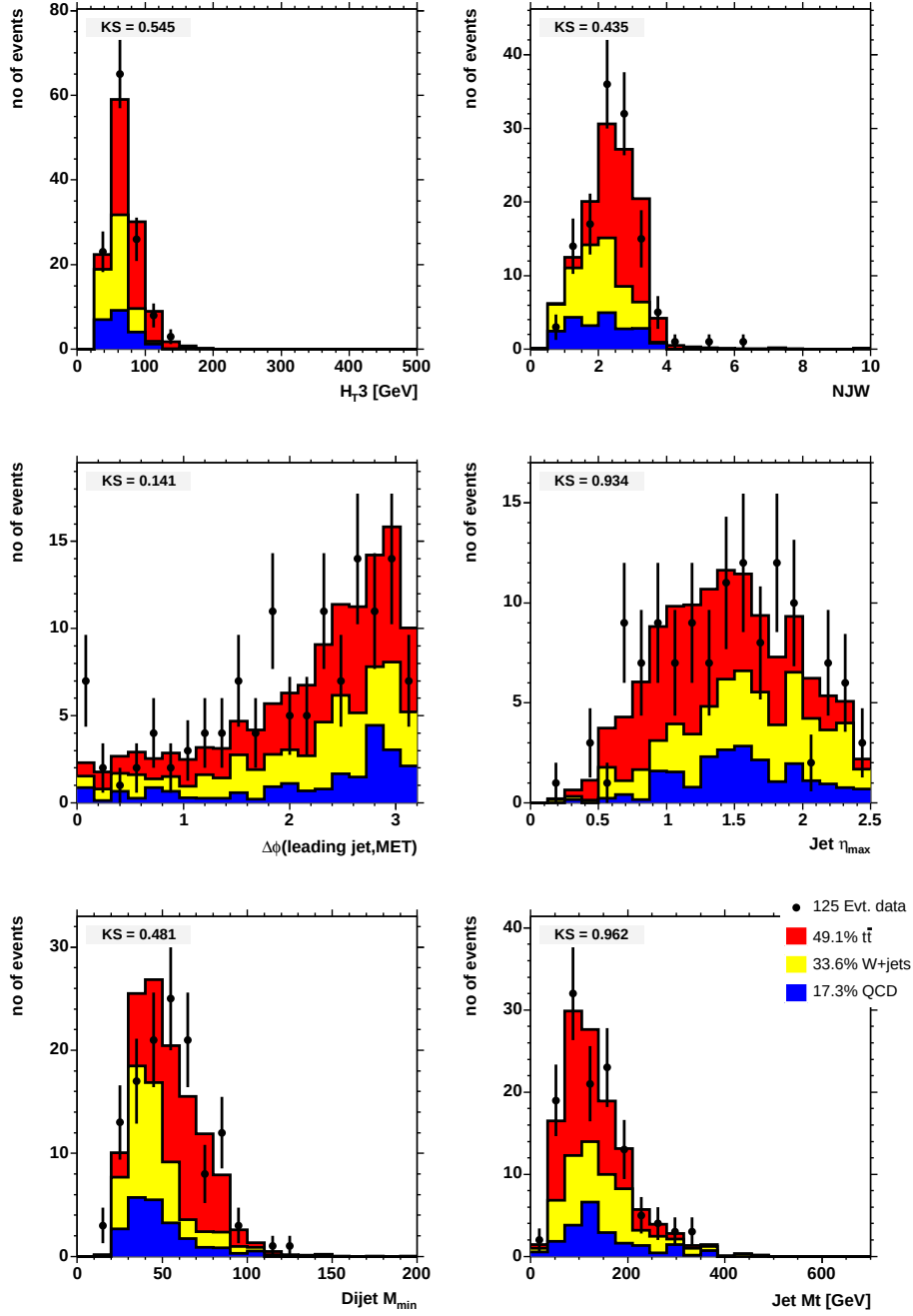


FIG. 5.48 – $W+4jets$ - Distribution de six variables topologiques : somme scalaire de l'énergie transverse des troisième et quatrième jets (H_{T3}), nombre de jets pondéré de p_T et η des quatre premiers jets (NJW), ouverture azimutale entre le premier jet et l'énergie transverse manquante, η maximum des jets, minimum de la masse de deux jets et masse transverse des quatre premiers jets. Les données du lot final sont superposées au résultat de l'ajustement incluant, en partant du bas de chaque histogramme, le bruit de fond QCD (bleu), la contribution $W+jets$ avec l'échelle de factorisation $Q'^2 = \langle p_{T_{parton}}^2 \rangle$ (jaune) et le signal $t\bar{t}$ (rouge).

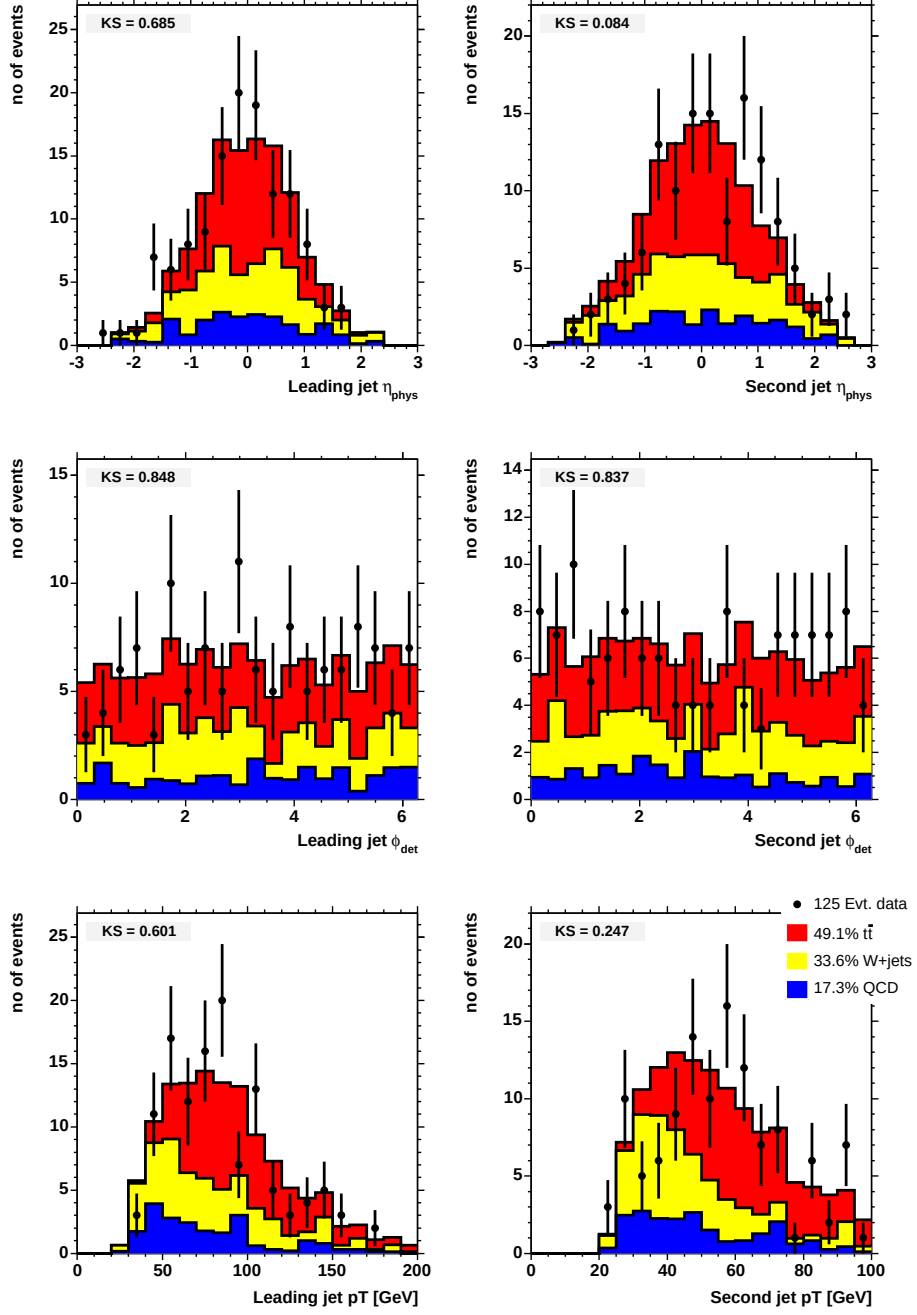


FIG. 5.49 – $W+4jets$ -Distribution des variables $\eta_{\text{détecteur}}$, φ et p_T des premier et second jets. Les données du lot final sont superposées au résultat de l'ajustement incluant, en partant du bas de chaque histogramme, le bruit de fond QCD (bleu), la contribution W+jets avec l'échelle de factorisation $Q'^2 = \langle p_{T_{\text{parton}}}^2 \rangle^2$ (jaune) et le signal $t\bar{t}$ (rouge).

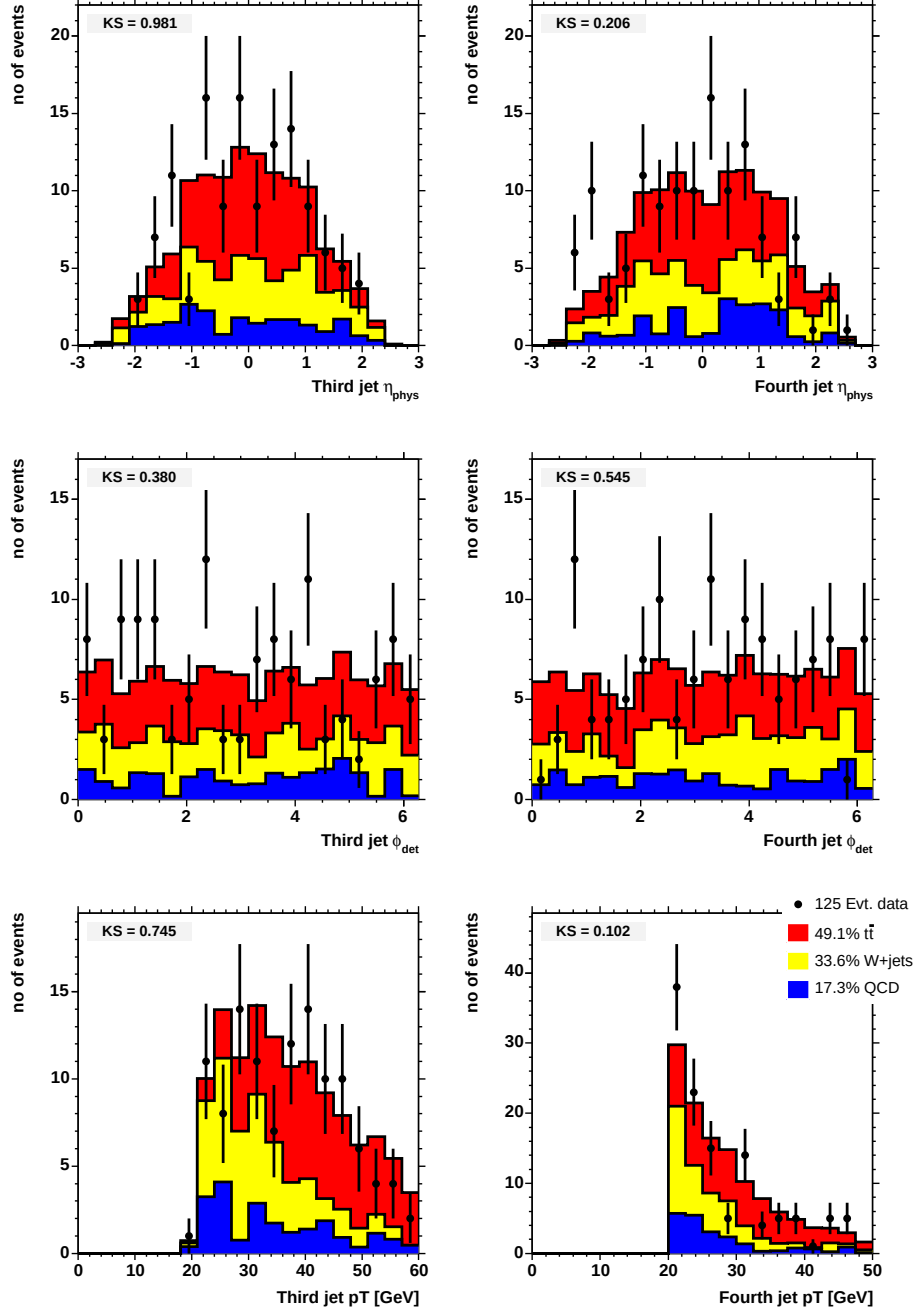


FIG. 5.50 – $W+4jets$ -Distribution des variables $\eta_{d\acute{e}tecte\grave{u}r}$, φ et p_T des troisi\`eme et quatri\`eme jets. Les donn\`ees du lot final sont superpos\`ees au r\`esultat de l'ajustement incluant, en partant du bas de chaque histogramme, le bruit de fond QCD (bleu), la contribution  $W+jets$  avec l'\`echelle de factorisation $xQ'^2 = \langle p_{T_{parton}} \rangle^2$ (jaune) et le signal $t\bar{t}$ (rouge).

5.3.2 Détail des évènements de données

Les trois évènements présentés dans cette section sont sélectionnés dans le lot T, avec une grande valeur du discriminant topologique $\mathcal{D}$ et une grande énergie transverse manquante.

Evènement 176843 30412438

L'évènement 176843 30412438 a été enregistré le 11 mai 2003 lors de la prise de données numéro 176843 avec des luminosités initiale/finale de 17.42/14.52 [10^2bs^{-1}]. La table 5.3.2 donne une description de l'évènement, la figure 5.51 une représentation du signal dans le calorimètre et la figure 5.52 le signal schématique dans le calorimètre et les trajectographes.

Electron	p_T [GeV]	$\eta_{\text{détecteur}}$	$\varphi_{\text{détecteur}}$	$\mathcal{L}_{\text{électron}}$
	22.57	-0.83	4.65	0.999
MET	78.54			
Jets	p_T [GeV]	$\eta_{\text{détecteur}}$	$\varphi_{\text{détecteur}}$	un muon
	72.51	0.32	3.26	non
	59.46	-0.25	5.64	non
	54.33	-0.14	1.93	non
	44.08	-0.95	3.16	oui

TAB. 5.10 – Description des objets présents dans l'évènement 176843 30412438.

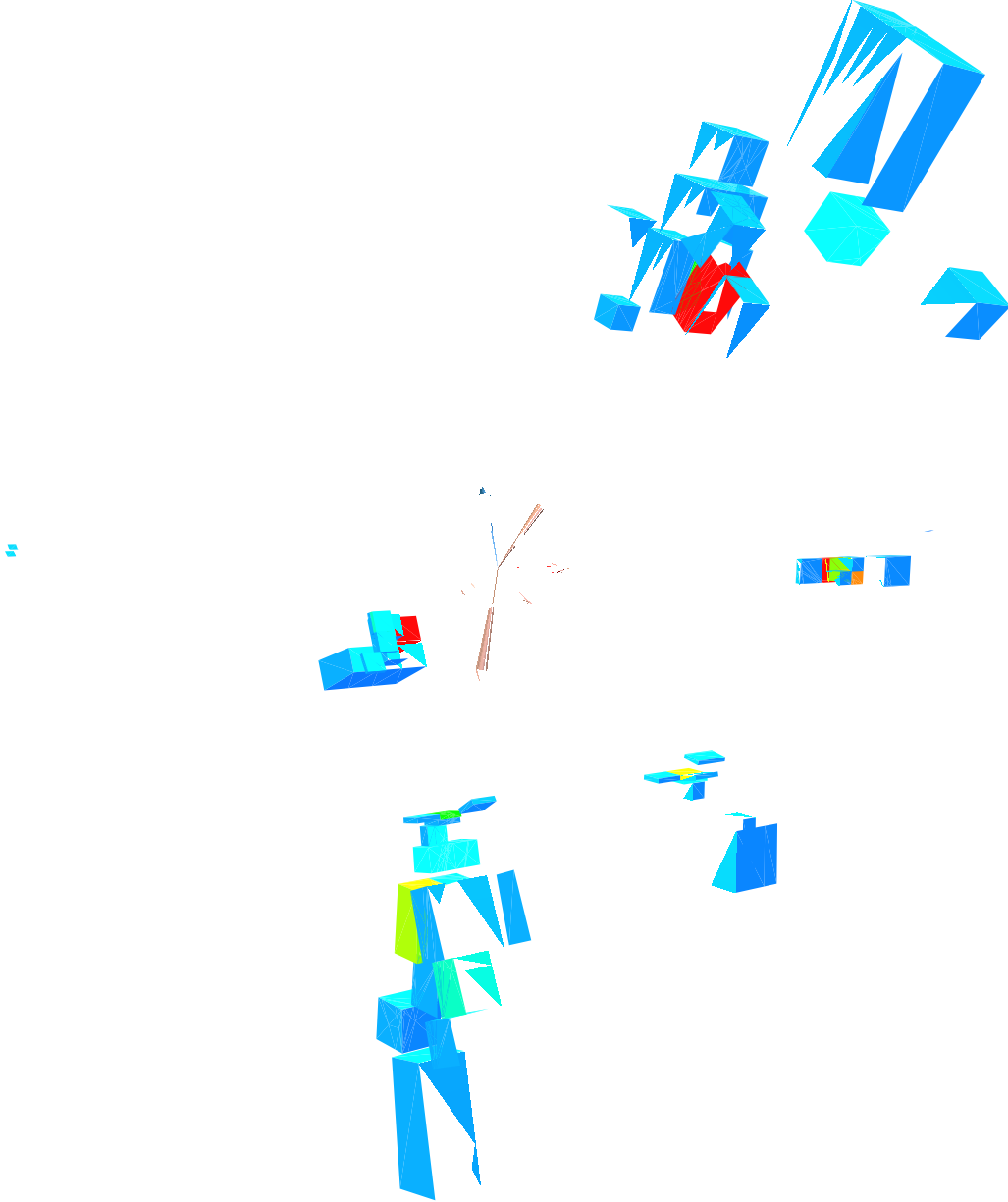
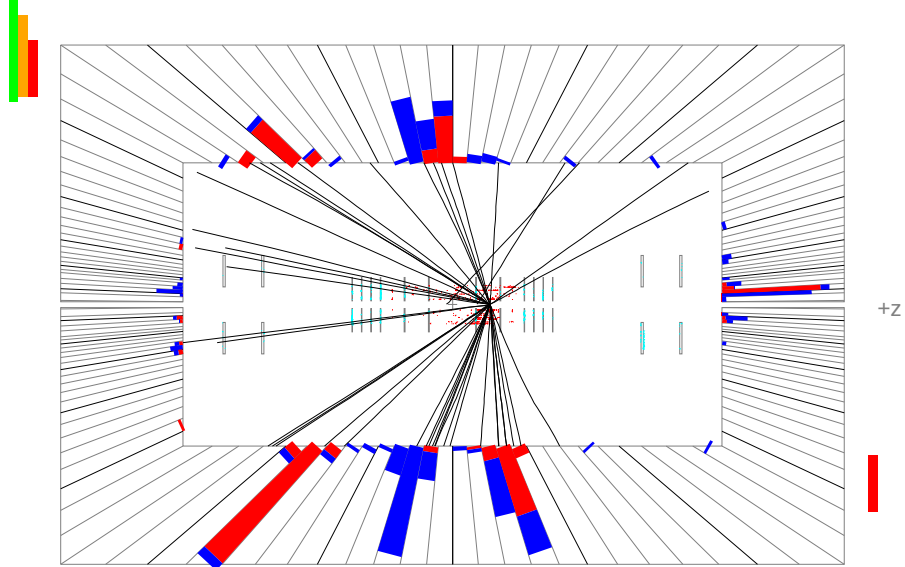


FIG. 5.51 – Représentation du dépôt d'énergie dans le calorimètre pour l'évènement 176843 30412438. Sont représentés : les axes du détecteur, le candidat électron est en rouge, l'énergie transverse manquante en bleu et les jets en beige. A chaque cube correspond une cellule du calorimètre. L'échelle de couleurs est linéaire, croissante du bleu au rouge pour représenter l'énergie déposée dans la cellule.

E scale: 22 GeV



ET scale: 29 GeV

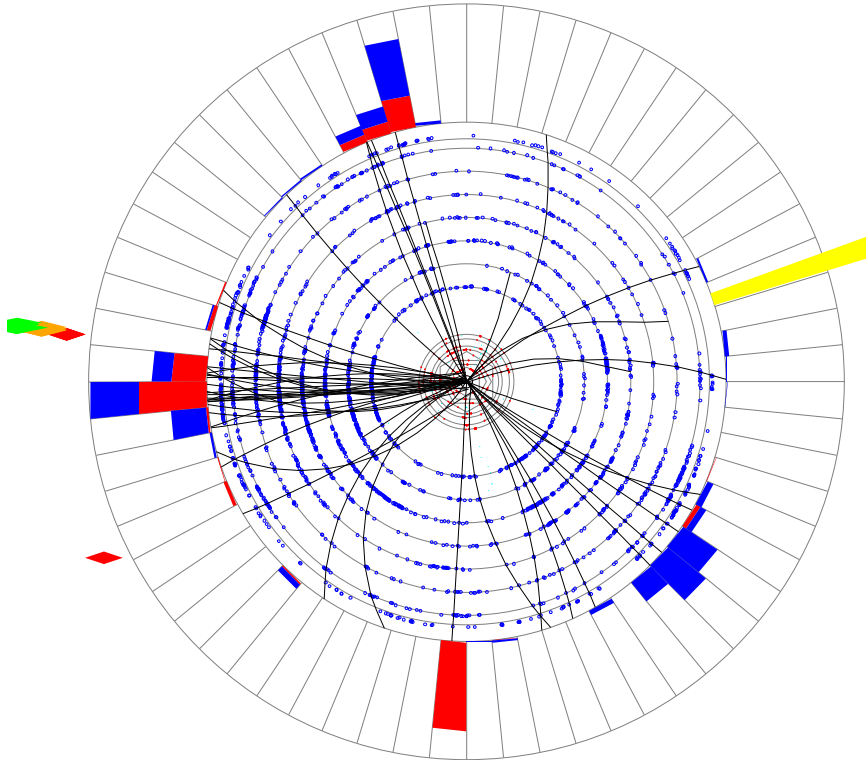


FIG. 5.52 – Représentation schématique du dépôt d'énergie dans le calorimètre et des traces pour l'évènement 176843 30412438 en projection dans les plans (y, z) en haut et (x, y) en bas.

Evènement 191281 17809269

L'évènement numéro 17809269 a été enregistré le 29 mars 2004 lors de la prise de données numéro 191281 avec des luminosités initiale/finale de 34.18/26.03 [10^2bs^{-1}]. La table 5.3.2 donne une description de l'évènement, la figure 5.53 une représentation du signal dans le calorimètre et la figure 5.54 le signal schématique dans le calorimètre et les trajectographes.

Electron	p_T [GeV]	$\eta_{\text{détecteur}}$	$\varphi_{\text{détecteur}}$	$\mathcal{L}_{\text{électron}}$
	40.87	0.84	1.39	0.990
MET	87.86			
	p_T [GeV]	$\eta_{\text{détecteur}}$	$\varphi_{\text{détecteur}}$	un muon
Jets	99.86	-0.67	4.41	non
	79.57	-0.51	1.28	non
	72.50	0.00	3.37	non
	53.63	0.44	4.84	non
	23.14	-0.36	2.21	non

TAB. 5.11 – Description des objets présents dans l'évènements 191281 17809269.

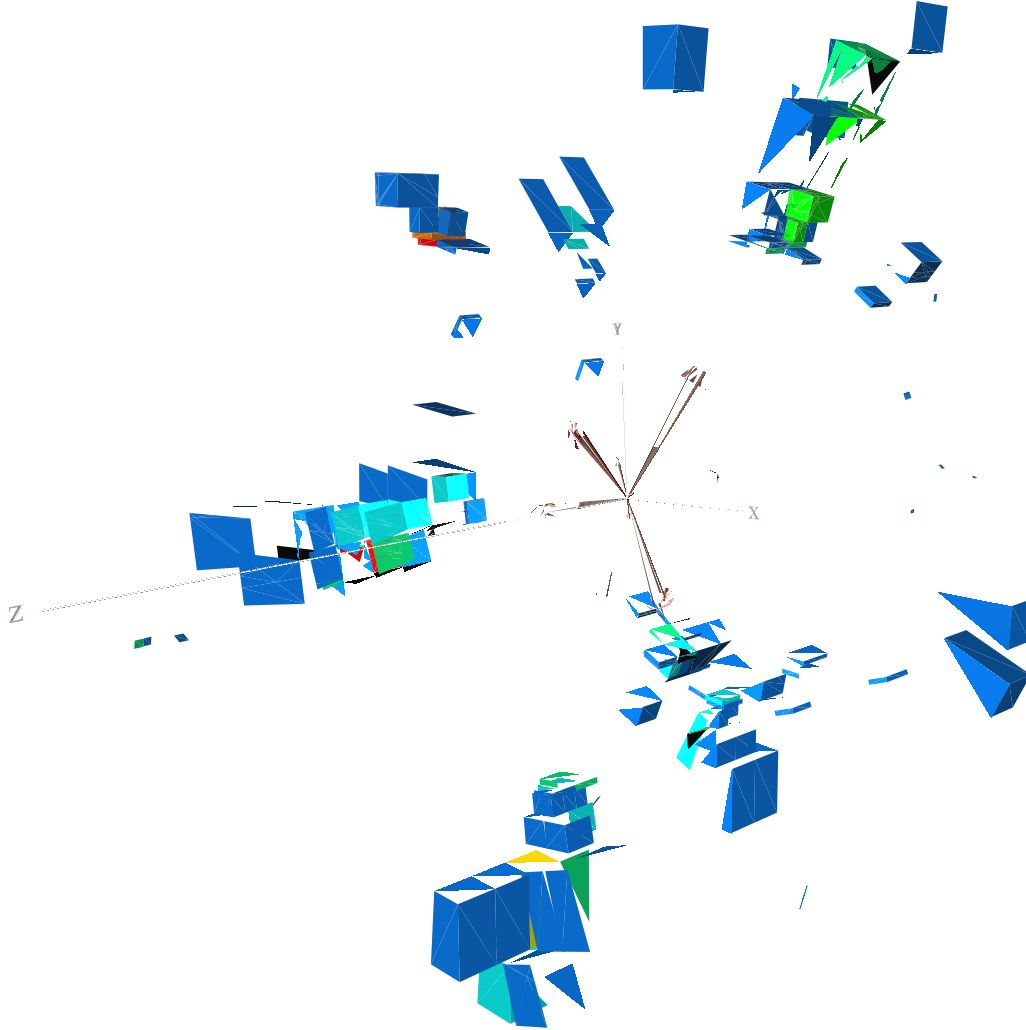
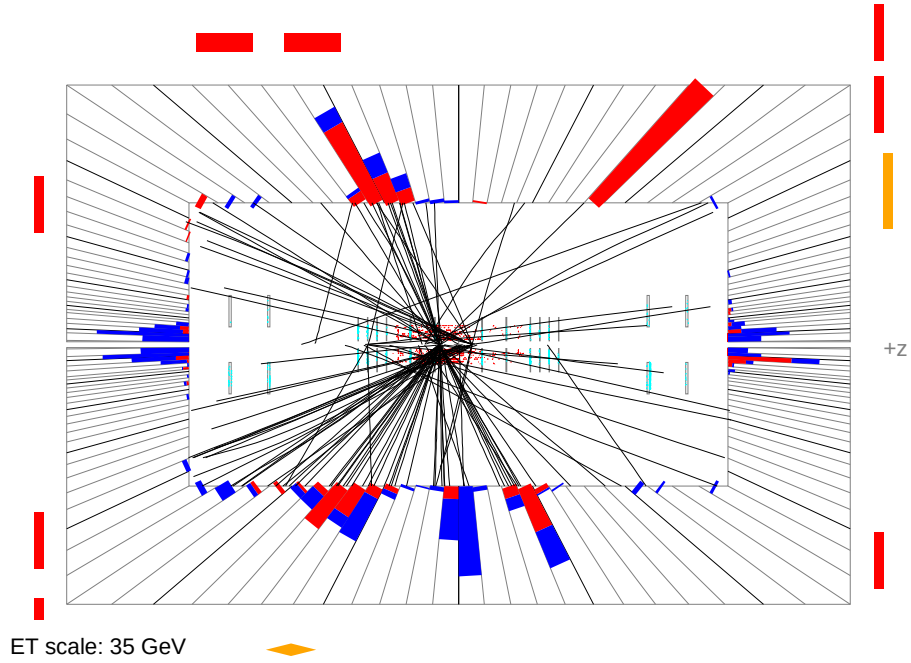


FIG. 5.53 – Représentation du dépôt d'énergie dans le calorimètre pour l'évènement 19128117809269. Sont représentés : les axes du détecteur, le candidat électron est en rouge, l'énergie transverse manquante en bleu et les jets en beige. A Chaque cube correspond une cellule du calorimètre. L'échelle de couleurs est linéaire, croissante du bleu au rouge pour représenter l'énergie déposée dans la cellule.

E scale: 35 GeV



ET scale: 35 GeV

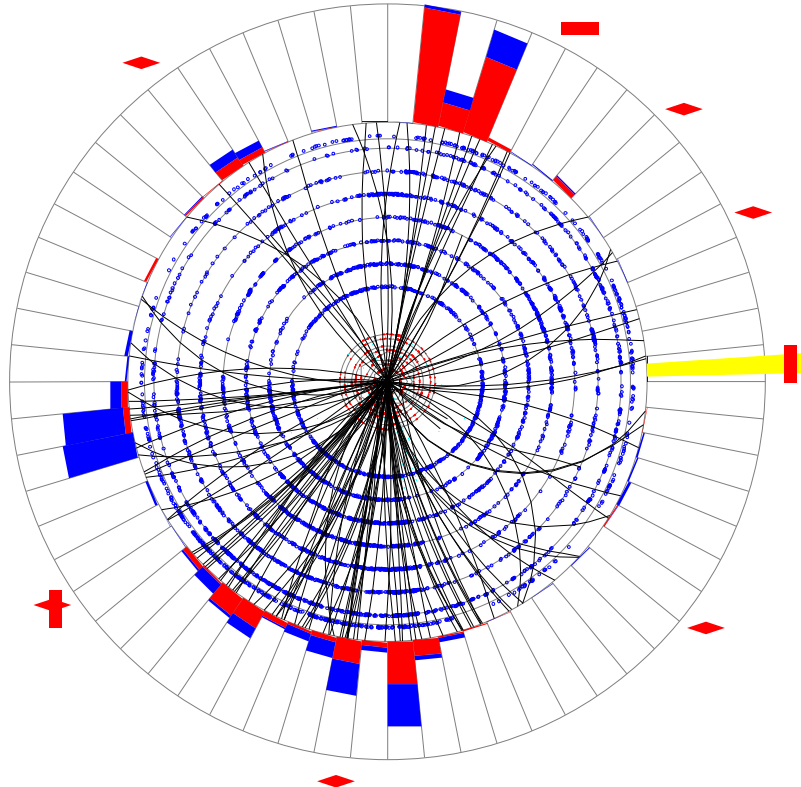


FIG. 5.54 – Représentation schématique du dépôt d'énergie dans le calorimètre et des traces pour l'évènement 191281 17809269 en projection dans les plans (y, z) en haut et (x, y) en bas.

Evènement 192562 23395572

L'évènement numéro 23395572 a été enregistré le 1^{er} mai 2004 lors de la prise de données numéro 192562 avec des luminosités initiale/finale de 30.78/24.96 [10^2bs^{-1}]. La table 5.3.2 donne une description de l'évènement, la figure 5.55 une représentation du signal dans le calorimètre et la figure 5.56 le signal schématique dans le calorimètre et les trajectographes.

Electron	p_T [GeV]	$\eta_{\text{détecteur}}$	$\varphi_{\text{détecteur}}$	$\mathcal{L}_{\text{électron}}$
	24.51	0.70	6.05	0.997
MET	76.41			
Jets	p_T [GeV]	$\eta_{\text{détecteur}}$	$\varphi_{\text{détecteur}}$	un muon
	117.85	0.38	2.94	non
	54.97	-0.08	4.93	non
	48.10	0.84	1.21	non
	26.86	1.09	4.56	non

TAB. 5.12 – Description des objets présents dans l'évènement 192562 23395572

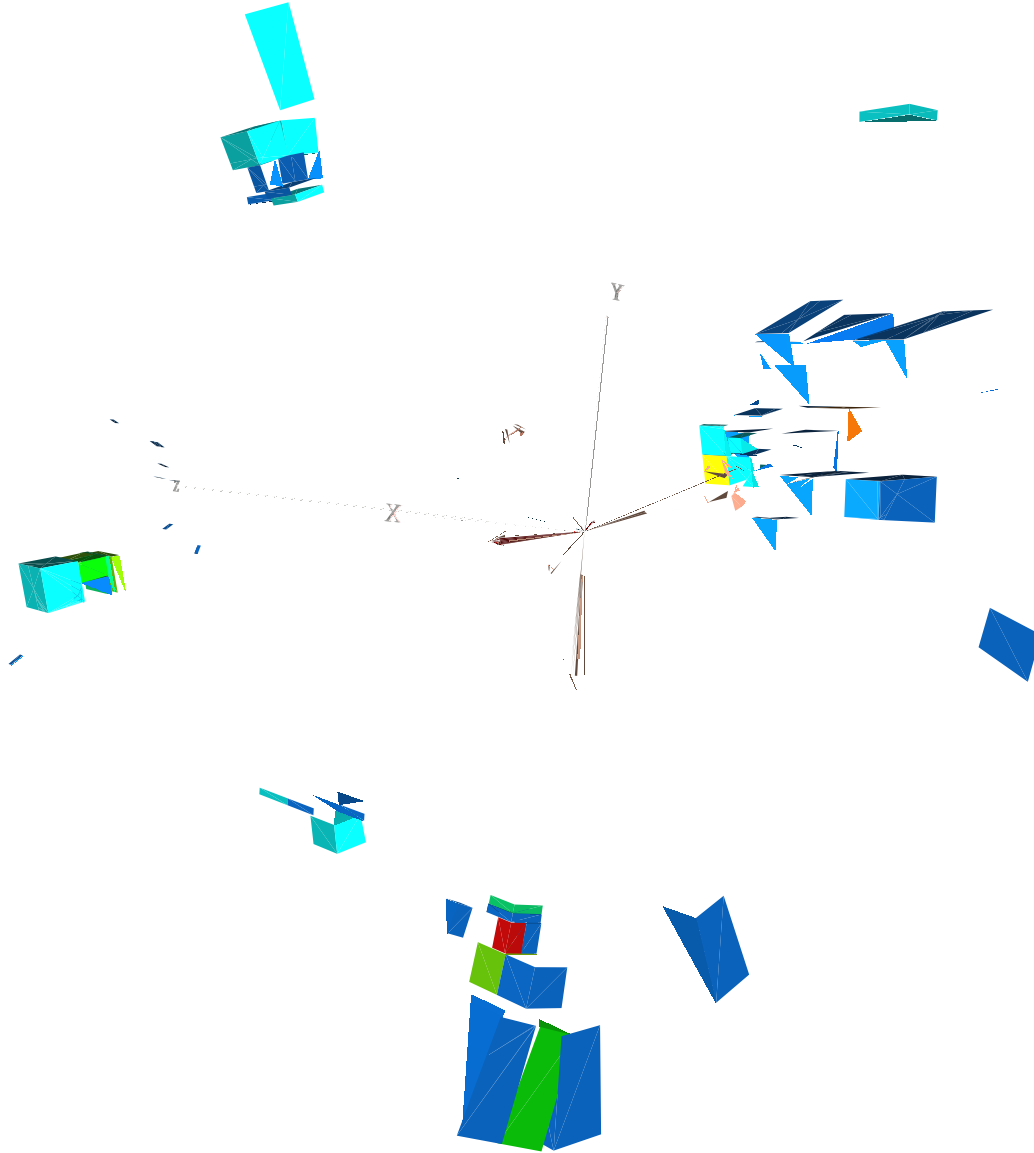
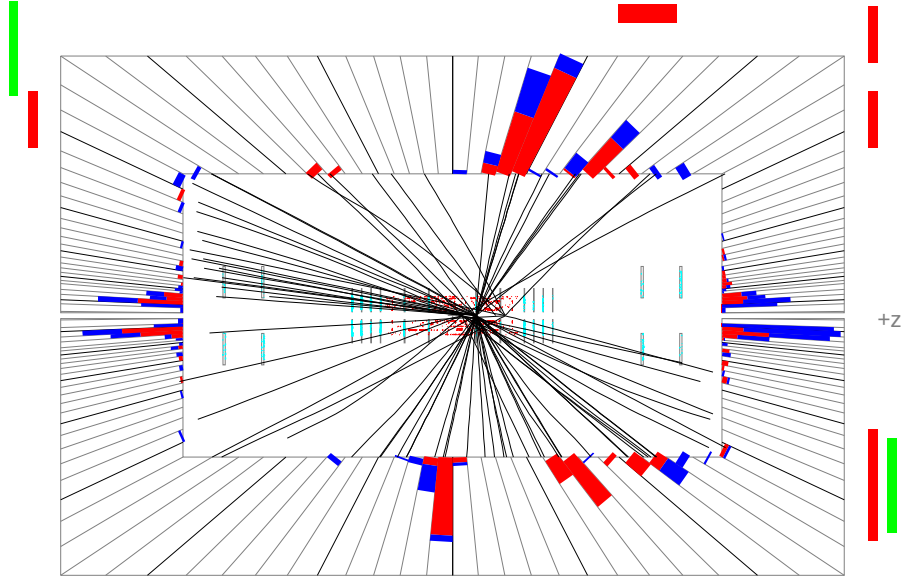


FIG. 5.55 – Représentation du dépôt d'énergie dans le calorimètre pour l'évènement 192562 23395572. Sont représentés : les axes du détecteur, le candidat électron est en rouge, l'énergie transverse manquante en bleu et les jets en beige. A Chaque cube correspond une cellule du calorimètre. L'échelle de couleurs est linéaire, croissante du bleu au rouge pour représenter l'énergie déposée dans la cellule.

E scale: 35 GeV



ET scale: 57 GeV

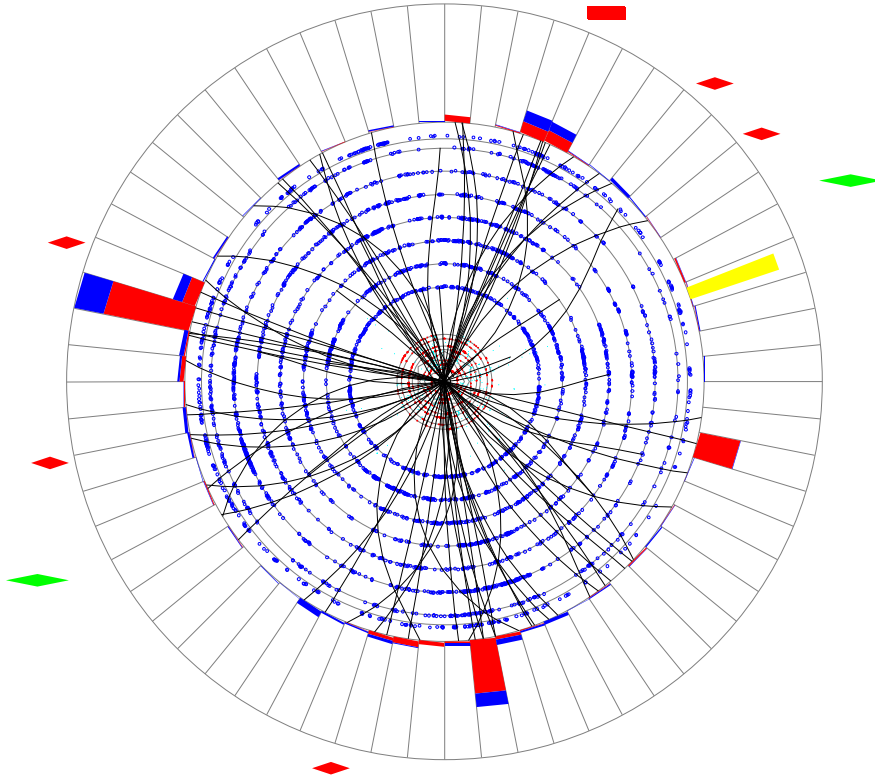


FIG. 5.56 – Représentation schématique du dépôt d'énergie dans le calorimètre et des traces pour l'évènement 192562 23395572 en projection dans les plans (y, z) en haut et (x, y) en bas.

5.4 Résultat

Les ingrédients pour la mesure de la section efficace de production de paire $t\bar{t}$ ont été présentés dans les chapitres précédents.

5.4.1 La section efficace $t\bar{t}$

Le rapport d'embranchement du canal "électron+jets" est de 17.11 % (voir paragraphe 1.3), la luminosité intégrée du lot de données est de 366.2 pb^{-1} (voir paragraphe 4.2.4), l'efficacité de présélection du signal est de 10.19 % (voir paragraphe 4.3) et le nombre d'événements de signal estimé dans le lot final d'analyse est de 57.46 (voir paragraphe 5.1.5).

$$\begin{aligned} BR_{e+jets} &= 17.11 \% \\ \mathcal{L} &= 366.2 \text{ pb}^{-1} \\ \epsilon_{signal} &= 10.19 \% \\ N_t^{t\bar{t}} &= 57.46 \end{aligned} \tag{5.63}$$

Le nombre d'événements de signal est estimé avec une erreur statistique de 22 % (voir paragraphe 5.1.5) et une erreur systématique de 18 % (voir paragraphe 5.2). La luminosité est mesurée avec une erreur de 6.5 % (voir paragraphe 4.2.4). L'erreur de 1 % sur le rapport d'embranchement est négligée.

$$\begin{aligned} \delta N_{t\bar{t}}^{stat} &= {}^{+22.2}_{-20.9} \% \\ \delta \sigma^{syst} &= {}^{+18.5}_{-12.0} \% \\ \delta \sigma^{\mathcal{L}} &= {}^{+6.1}_{-7.0} \% \end{aligned} \tag{5.64}$$

D'après l'équation 1.13, la section efficace de production inclusive de paires $t\bar{t}$ est de :

$$\begin{aligned} \sigma_{p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}} &= 9.00 {}^{+22.2}_{-20.9} \% \text{ (stat)} {}^{+18.5}_{-12.0} \% \text{ (syst)} {}^{+6.1}_{-7.0} \% \text{ (lumi)} \text{ pb} \\ \sigma_{p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}} &= 9.00 {}^{+2.0}_{-1.9} \text{ (stat)} {}^{+1.7}_{-1.1} \text{ (syst)} {}^{+0.5}_{-0.6} \text{ (lumi)} \text{ pb} \end{aligned}$$

5.4.2 Conclusion

La différence entre le résultat de l'analyse présentée dans ce manuscrit et la prédiction théorique de $6.7^{+0.71}_{-0.88} \text{ pb}$ est de 0.85σ . Le résultat est donc compatible avec la théorie.

Une version de l'analyse antérieure à celle présentée dans ce manuscrit vient d'être publiée [1]. La mesure publiée est une combinaison dans les canaux "électron+jets" et "muon+jets" avec luminosité intégrée de 226 pb^{-1} . Cette mesure donne $6.7^{+1.4}_{-1.3} \text{ (stat)} {}^{+1.6}_{-1.1} \text{ (syst)} \pm 0.4 \text{ (lumi)} \text{ pb}$. La mesure dans le canal "électron+jets" seule est de :

$$\sigma_{t\bar{t}} = 8.2 {}^{+2.1}_{-1.9} \text{ (stat)} {}^{+1.9}_{-1.3} \text{ (syst)} \pm 0.5 \text{ (lumi)} \text{ pb} \tag{5.65}$$

La mesure présentée dans ce manuscrit porte sur 62 % de données en plus, l'erreur statistique est passée de 25 à 21 %. L'étalonnage de l'énergie des jets de hadrons est une des sources principales d'erreur systématique dans l'analyse. L'erreur systématique globale diminue de 23 à 18 %, ceci dû

principalement à la réduction des erreurs sur ces corrections [39].

La mesure effectuée par l'expérience CDF [51] utilise un ajustement sur la variable de sortie d'un réseau de neurones pour estimer le nombre d'événements de signal. Le résultat de cette mesure avec une luminosité intégrée de 194 pb^{-1} est de $6.3 \pm 0.8(\text{stat}) \pm 1.0(\text{syst}) \text{ pb}$. Le résultat pour une multiplicité de jets inclusive de 4 est de :

$$\sigma_{p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}} = 7.4 \pm 1.6(\text{stat}) \pm 2.0(\text{syst}) \text{ pb} \quad (5.66)$$

Ceci représente une erreur systématique de 27 % et une erreur statistique de 22 %. Le résultat proposé dans cette thèse est plus précise pour une mesure de la section efficace avec une méthode uniquement dans la quatrième multiplicité inclusive de jets.

Le résultat combiné du *RunI* de DØ est [59] :

$$\sigma_{p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}} = 5.69 \pm 1.21(\text{stat}) \pm 1.04(\text{syst}) \text{ pb} \quad (5.67)$$

Due à l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse, l'augmentation attendue de la section efficace est de 22 %. La taille actuelle des erreurs ne permet pas de mettre en évidence cette évolution.

A l'horizon de 2006 , la luminosité intégrée attendue de 2fb^{-1} permettra d'obtenir une erreur statistique de moins de 10 %. L'amélioration de la reconstruction calorimétrique devrait aboutir à une réduction des erreurs systématiques, en particulier celle associée à l'échelle d'énergie des jets. De plus, la stratégie d'analyse possède encore des améliorations possibles notamment l'utilisation de la mesure du nombre d'événements de signal pour la troisième multiplicité de jets. L'utilisation de l'étiquetage des jets de hadrons beaux permet une purification du lot de données.



Conclusions

La chaîne d'accélérateurs du *Cockcroft-Walton* au *Tevatron* permet la production de deux faisceaux de 980 GeV de protons et d'anti-protons. Le détecteur DØ, situé autour d'un des points de collision des faisceaux du *Tevatron*, permet d'observer la production de paires de quarks top/anti-top avec une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV. La section efficace de production $t\bar{t}$ est mesurée dans le canal "électron+jets" avec une méthode de discrimination topologique sur un lot de données représentant une luminosité intégrée de 366 pb^{-1} :

$$\sigma_{p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}} = 9.0^{+2.0}_{-1.9} \text{ (stat)} \text{ } ^{+1.7}_{-1.1} \text{ (syst)} \text{ } ^{+0.5}_{-0.6} \text{ (lumi)} \text{ pb.}$$

- Cette mesure est en accord avec la prédiction du Modèle Standard et ne permet donc pas de statuer sur l'existence de nouvelles interactions. Les prédictions disponibles sont d'une meilleure précision que les résultats expérimentaux au *Tevatron* mais restent valables pour les expériences auprès des futurs accélérateurs tels le *LHC* ou l'*ILC*.
- Le résultat présenté améliore la mesure précédente effectuée par l'expérience DØ du fait de l'amélioration de la compréhension de l'énergie des jets. La mesure est compétitive avec le résultat de l'expérience CDF avec une méthode similaire.
- La méthode proposée ouvre sur des possibilités d'amélioration. En utilisant par exemple les événements avec trois jets reconstitués.

Dans le canal "électron+jets" utilisé, la désintégration de paires de quarks top/anti-top possède dans l'état final un électron, quatre jets de hadrons et de l'énergie transverse manquante. Le bruit de fond QCD, lorsqu'un jet possède les caractéristiques d'un électron, est évalué à partir des données. Les bruits de fond W+jets et QCD se différencient du signal par une topologie d'événement différente ; ceci permet d'extraire statistiquement le nombre d'événements de signal. Les erreurs systématiques ont été estimées, si possible sur des jeux de pseudo-expériences. La source dominante d'erreur systématique est l'erreur sur l'étalonnage de l'énergie des jets.

Le détecteur DØ possède des trajectographes plongés dans un champ magnétique longitudinal de 2 Tesla, permettant la mesure de l'impulsion des particules chargées et la reconstruction des vertex d'interaction. Le spectromètre à muons est utilisé pour la détection de muons que l'on rejette dans l'analyse présentée. Le calorimètre à échantillonnage uranium/argon liquide de DØ joue un rôle central dans la mesure de la cinématique des électrons, des jets et de l'énergie transverse manquante.

- La calibration des gains et des non-linéarités de l'électronique de lecture est effectuée. Elle permet une amélioration de la résolution en énergie du calorimètre. Cette amélioration n'est cependant pas prise en compte pour la reconstruction des données utilisées, mais est utilisée pour la reconstruction de près de 700 pb^{-1} pour les analyses à venir.

- L'algorithme T42, présenté dans ce manuscrit, permet une suppression du bruit électronique dans le signal calorimétrique. Cet algorithme, développé pour l'amélioration de la qualité des données de $D\bar{O}$, est utilisé dans l'analyse présentée ainsi que pour les analyses présentées par la collaboration $D\bar{O}$ depuis la conférence Moriond 2004.
- Dans le cadre de l'amélioration de la qualité des données, la correction du problème du *checkerboard* lié au calorimètre a été présentée. L'algorithme de correction de ce problème permet de recouvrer l'énergie des électrons reconstruits à l'aide du calorimètre.

Bilan

Ces trois années passées au sein de la collaboration $D\bar{O}$ m'ont permis de me rendre mieux compte de la façon dont s'organise une collaboration internationale autour d'un but commun de découverte et de compréhension en physique fondamentale. Le travail effectué sur la calorimétrie de $D\bar{O}$ m'a permis de comprendre dans le détail une partie de la détection et du traitement des données calorimétriques. Le contexte de l'analyse de données en physique moderne des hautes énergies nécessite une forte implication informatique. Ce travail de thèse m'a permis d'acquérir une connaissance solide, durable et utile de l'outil informatique. Travailler au sein du groupe *$D\bar{O}$ top production* fut très enrichissant et motivant pour mon travail de thèse.

C'est une chance d'avoir pu arranger mon temps de recherche afin d'y inclure des périodes d'enseignements et de diffusion du savoir. D'une part en dirigeant durant deux années consécutives des travaux dirigés d'économétrie et en ayant dispensé des colles orales dans une classe préparatoire aux Grandes Écoles et d'autre part en ayant élaboré une conférence NEPAL sur les énergies du XXI^e siècle, en ayant co-animé une séance de *chat* scientifique "*Ask a Scientist*" et ayant participé à la conférence *APS 2005, April Meeting*. La diffusion du savoir est pour moi une partie intégrante du travail de recherche, puisqu'elle favorise la compréhension de l'esprit et des raisonnements scientifiques amenant irrémédiablement à la compréhension et à l'amélioration de ses propres raisonnements ainsi qu'à une meilleure communication scientifique.

Perspective

Avant que le *LHC* ne commence à prendre des données, le *Tevatron* restera le lieu d'étude du quark top dans le domaine de la physique sur accélérateur. Les prévisions de quantités de données collectées dans les prochaines années à $D\bar{O}$ font état d'une augmentation de la luminosité d'un facteur cinq à dix, ce qui permet d'envisager une diminution de l'erreur statistique de 22% à 7%; sans compter bien sûr les améliorations possibles de méthodes. Dans le même temps, gageons que la connaissance sur la reconstruction des jets suivra la progression qu'elle a connu ces dernières années à $D\bar{O}$, permettant ainsi de réduire la plus grande des erreurs systématiques sur la mesure.

Dans un avenir proche, les données du détecteur seront reconstruites avec une version de programme incluant de nombreuses améliorations, telle la calibration dynamique de l'électronique du calorimètre et en général une meilleure calibration du calorimètre de $D\bar{O}$. Les efforts fournis par la collaboration dans ce sens porteront à coup sûr leurs fruits, aboutissant à une meilleure qualité de données et des résultats plus précis.

Bien que les faisceaux du *Tevatron* et du *LHC* ne soient pas identiques, l'environnement expérimental se trouvera être très similaire. Les connaissances acquises auprès du *Tevatron* seront inévitablement utiles à la compréhension des données prises auprès du prochain collisionneur hadronique. Au futur *ILC*, la production de paires de quarks top/anti-top sera plus pure et permettra l'étude précise des propriétés du quark top.

Bibliographie

- [1] Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross Section in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV using Kinematic Characteristics of Lepton + Jets Events, the DØ Collaboration, hep-ex/0504043 (2005)
- [2] An introduction to quantum field theory, Michael E. Peskin, Daniel V. Schroeder, Westview Press (1995)
- [3] Review Of Particle Physics, S. Eidelman et al., Physics Letter B592 (2004)
- [4] Inclusive jet production, parton distributions and search for new physics, D. Stump et al., hep-ph/0303013 (2003)
- [5] Physical Gluons and High E_T Jets, A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, R.S. Thorne, hep-ph/0410230 (2004)
- [6] On dynamical parton distributions of hadrons and photons, Andreas Vogt, hep-ph/9507241 (1995)
M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Z. Phys. C67 (1995) 433.
- [7] Production of heavy quarks from W-gluon fusion, S. Willenbrock and D. Dicus, Phys. Rev. D34, 155 (1986)
- [8] Threshold resummation of the total cross section for heavy quark production in hadronic collisions, E. Berger et H. Contopanago, phys. Rev. D57, 253 (1998)
- [9] High-order corrections and subleading logarithms for top quark production, N. Kidonakis, Phys. Rev. D64, 014009 (2001)
- [10] The $t\bar{t}$ cross-section at 1.8 and 1.96 TeV : a study of the systematics due to parton densities and scale dependence, M. Cacciari, S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, hep-ph/0303085 (2003)
- [11] Aspects de la physique hadronique : de la structure du proton au quark top, thèse d'habilitation à diriger des recherches de l'Université PARIS 6, Ursula Bessler, novembre 2004.
- [12] A Precision Measurement of the Mass of the Top Quark, DØ Collaboration, hep-ex/0406031 (2004)
- [13] Recherche de la production électrofaible du quark top dans le canal électron+jets dans l'expérience DØ auprès du Tevatron, thèse de Doctorat de l'Université PARIS 7, E. Busato, avril 2005.
- [14] Recherche du boson de Higgs dans le canal WH et étude de la production $Wb\bar{b}$ dans les collisions $p\bar{p}$ à 1.96 TeV dans l'expérience DØ auprès du Tevatron de Fermilab, thèse de Doctorat de l'Université PARIS 6, S. Beauceron, mai 2004.
- [15] Measurement of the $t\bar{t}$ to all-jets cross section on 162.5 pb⁻¹ of Run 2 data, using (simplified) neural networks and secondary vertex tagging., F. Blekman, DØ Note 4797 (2005)
- [16] An SDA note : On correlation between $\bar{p}$ transfer efficiencies, bunch intensities, luminosity and luminosity lifetime, P. Lebrun, SDA note 2002

- [17] The DØ Detector, The DØ Collaboration Nucl. Instr. and Methods, A338, 185 (1994)
- [18] The DØ Upgrade, The detector and Its Physics, The DØ Collaboration, DØ Note 2993 (1996)
- [19] DØ silicon microstrip tracker for RunIIa, E. kajfasz and the DØ Collaboration, Nucl. Instr. and Methods A551, 16 (2003)
- [20] Primary Vertex certification in p14, A. Garcia-Bellido, S. Lager, F. Rizatdinova, A. Schwartzman and G. Watts, DØ Note 4320 (2004)
- [21] DØ layer 0 Conceptual Desgin Report, DØ Layer 0 silicon group, DØ Note 4415 (2004)
- [22] The DØ Upgrade : Central Fiber Tracker, Technical Design Report, D. Adams et al., DØ Note 4164 (2003)
- [23] Design Report of the Central Preshower Detector for the DØ Upgrade, Adams, Amos, Chopra, Chung, Del Signore, Hsieh, Li H., Lincoln, Neal, Neis, Qian, Rijssenbeek, DØ Note 3014 (1996)
- [24] Technical Design Report of the Forward Preshower Detector for the DØ Upgrade, A. Gordeev et al., DØ Note 3445 (1996)
- [25] The Muon System of the Run II DØ Detector, The DØ Collaboration, FERMILAB-PUB-05-034-E (2005)
- [26] Calorimetry : Energy Measurement in Particle Physics, R. Wigmans, Oxford Science Publication (2000)
- [27] Luminosity Constant for Dzero RunII, T. Eduards, S. Yacoob, T. Andeen, M. Begel, B. Casey, R. Partridge, H. Schellman, A. Sznajder, DØ Note 4496 (2004)
- [28] DØ Luminosity in RunII : Delivered, M. Begel, D. Edmunds, P. Laurens, R. Patridge, DØ Note 3970 (2003)
- [29] DØ Luminosity in RunII : Triggered, M. Begel, D. Edmunds, P. Laurens, R. Patridge, DØ Note 3971 (2003)
- [30] DØ Luminosity in Run II : Recorded, M. Begel, DØ Note 3972 (2003)
- [31] Beam Tests of the DØ Uranium Liquid Argon End Calorimeter, DØ Collaboration, Nucl. Instr. and Methods, A324, 53 (1993)
- [32] Study of the Non Linearity of the DØ Calorimeter Readout Chain, R. Zitoun, DØ Note 3997 (2002)
- [33] The H1 Detector at HERA, H1 Collab., I. Abt et al., Nucl. Instr. Meth. A386, 310 and 348 (1997)
- [34] NADA : A New Event by Event Hot Cell Killer, G. Bernardi, B. Olivier, B. Knuteson, M. Strovink, DØ Note 3687 (1999) Improvement of the NADA Algorithm : Hot Cell Killing in DØ Run II Data, G. Bernardi et S. Trincaz-Duvoid, DØ Note 4057, (2002)
- [35] Jet Algorithms in DØ RunII Software : Description and User's Guide, E. Busato, B. Andrieu, DØ Note 4457 (2004)
- [36] Electron Likelihood in p14, J. Kozminski, R. Kehoe, H. Weerts, S-J. Park, A. Quadt, J. Gardner, S. Jabeen, DØ Note 4449 (2004)
- [37] R.K. Bock, A. Vasilescu, The Particle Detector Breifbook, Springer
- [38] Studt of EM efficiencies in p14 for Top analyses, C. Gerber, E.K. Shabalina, G.J. Otero y Garzon, DØ Note 4655 (2004)
- [39] Jet Energy Scale at DØ RunII, J-L. Agram et al., DØ Note 4720 (2005)

- [40] Determination of Electron Energy Scale and Energy Resolution using P14 zee data, J. Zhu, DØ Note 4323 (2004)
Jet p_T resolution using JES v05-02-00, J.-L. Agram, C. Royon, DØ Note 4396 (2004)
- [41] Local Muon Momentum Resolution, J. M. Butler, DØ Note 4002 (2002)
Parametrizing the Local Muon Resolution in p13 Data for PMCS, A.w Askew, DØ Note 4314 (2003)
Muon ID Certification for p14, C. Clement, F. Deliot, T. Golling, K. Haganaki, B. Leonhardt, M. Mulders, E. Nurse, S. Soldner-Remboldt, J. Stark, DØ Note 4350 (2004)
- [42] Technical description of the T42 algorithm for the calorimeter noise suppression, J.-R. Vlimant, U. Bassler, G. Bernardi, S. Trincas-Duvold, DØ Note 4146 (2003)
- [43] Improvements from the T42 Algorithm on Calorimeter Objects Reconstruction, G. Bernardi, Emmanuel B. and J.-R. Vlimant, DØ Note 4335 (2004)
- [44] Direct Measurement of the W Width, J. Zhu, S. Eno, M. Verzocchi, DØ Note 4563 (2004)
- [45] *Ring-of-Welding* and Calorimeter Noise Characteristics, T. Diehl, M. Arov, A. Askew, DØ Note 4286 (2003)
- [46] ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions, M.L. Mangano, F. Piccinini, A.D. Polosa, M. Moretti, R. Pittau, hep-ph/0206293, (2003)
- [47] PYTHIA 6.2, Physics and Manual, T.Sjöstrand et al. , hep-ph/0108264 (2001)
- [48] MINUIT Reference Manual, CERN Program Library Long Writeup D506, Application Software Group, Computind and Network Division (1992)
- [49] Evidence for Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, F. Abe et al., Phys.Rev.Lett. 73, 225-231 (1994)
- [50] Observation of the Top Quark, the DØ Collaboration, Phys. Rev. Lett. 74, 2632 (1995) Observation of Top Quark Production in Pbar-P Collisions, the CDF Collaboration Phys.Rev.Lett. 74, 2626-2631 (1995)
- [51] Measurement of the $t\bar{t}$ Cross Section in the Lepton + Jets Channel Using Event Kinematics and NN, The CDF Collaboration, hep-ex/0504053 (2005)
- [52] Measurement of the $t\bar{t}$ cross section at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV in the e+jets channel L. Phaf, I. Iashvili, DØ Note 4194 (2003)
- [53] Another method to estimate the QCD background in the electron+jets channel for $t\bar{t}$ Xsec measurement, J.-R. Vlimant, DØ Note 4654 (2005)
- [54] Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross-Section at $\sqrt{s}=1.96$ TeV in the Electron+Jets Final State using a Topological Method, C. Clement, C. Gerber, G. Otero, M.-A. Pleier, E. Shabalina, J.-R. Vlimant, DØ note 4662 (2004)
- [55] Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV using lifetime tagging, C. Clement, G. Otero y Garzon, S. Lager, F. Rizatdinova, E. Shabalina, J. Strandberg, DØ note 4900 (2004)
- [56] Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross-Section at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV in the Muon+Jets Final State using a Topological Method, T. Golling, DØ note 4667 (2004)
- [57] Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross-section at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV in Dilepton Final States, S. Anderson et al., DØ Note 4683 (2005)
- [58] Top Trigger Efficiency Measurements and the top_trigger package, M.Angelou et al., DØ Note 4512 (2004)
- [59] $t\bar{t}$ production cross section in pbarp collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV, DØ Collaboration, Phys. Rev. D 67, 012004 (2003).

Résumé

Le quark top (t), découvert en 1995, pourrait être le sujet de la manifestation de nouvelles interactions et sa production en paires $t\bar{t}$ est un bruit de fond pour la recherche de processus rares.

Le Tevatron, collisionneur $p\bar{p}$ avec une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV, produit des paires $t\bar{t}$ avec une section efficace théorique de 7 pb.

La section efficace de production $t\bar{t}$ est mesurée dans le canal “électron+jets” en utilisant une luminosité intégrée de 366 pb^{-1} prise avec le détecteur DØ. Dans un lot enrichi en désintégrations électronique de bosons W, le nombre d’évènements de signal est estimé grâce à des critères topologiques. La mesure est de

$$9.0 \pm 2.0 \pm 1.7 \pm 0.6 \text{ pb}$$

La calibration des gains et des non-linéarités de l’électronique du calorimètre, essentiel à cette mesure, est effectuée. L’algorithme T42 est présenté, il permet une suppression du bruit électronique du calorimètre en conservant les signaux de plus de 4σ et leurs voisins directs de plus de 2.5σ .

Mots clés : Tevatron, RunII, DØ, quark top, section efficace, topologique, calorimètre, bruit électronique, calibration, non-linéarité.

Abstract

The top quark (t), discovered in 1995, could manifest the existence of new interactions. The $t\bar{t}$ pair production is a background in analysis that search for rare decays.

The Tevatron is a $p\bar{p}$ collider with an energy of 1.96 TeV in the center of mass. It produces $t\bar{t}$ pairs with a theoretical cross section of 7 pb.

The $t\bar{t}$ pair production cross section is measured in the “electron+jets” channel with the DØ detector, using an integrated luminosity of 366 pb^{-1} . The topological differences are utilised to estimate the number of signal events within a sample enriched in W boson electronic decays. The result is

$$9.0 \pm 2.0 \pm 1.7 \pm 0.6 \text{ pb}$$

The calorimeter is essential in this measurement. The non-linearities and the gains of the calorimeter readout electronics are calibrated. The noise suppression algorithm T42 is presented. It keeps cells with a signal above 4σ and their direct neighbors with a signal above 2.5σ .

Key words : Tevatron, RunII, DØ, top quark, cross section, topological, calorimeter, electronic noise, calibration, non-linearities.