LPNHE 2004-07

THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PARIS 6

Spécialité :

CHAMPS, PARTICULES, MATIÈRE

présentée par

Stéphanie BEAUCERON

pour obtenir le TITRE de DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS 6

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

soutenue le 28 mai 2004 devant le jury composé de :

MM	Jean-Eudes AUGUSTIN	Président
	Gregorio BERNARDI	
	Jacques CHAUVEAU	
	Karl JAKOBS	
	Bruno MANSOULIÉ	
	Yves SIROIS,	Rapporteur
	Robert ZITOUN,	Rapporteur

Remerciements

Et voici le rêve d'une jeune fille de 16 ans qui vient de se réasliser. Cette jeune fille qui par le hasard d'une exposition de EDF/GDF découvre que l'on peut "casser" le noyau des atomes. Très intéressée par ce phénomène, elle se renseigne et apprend que le noyau est lui même constitué de proton et de neutron. Puis en se documentant un peu plus, elle apprend que ces neutrons et protons sont constitués de quarks. La magie de cet assemblage qui au final, par des ajustements précis permet de donner l'ensemble de la matière, la fascine. C'est décidé, elle fera de la physique des particules !

Je tiens, tout d'abord, à remercier M. Jean-Eudes Augustin de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire et ainsi de m'avoir donné les moyens de réaliser cette thèse. Je le remercie également d'avoir accepter de présider mon jury de thèse.

Je suis particulièrement reconnaissante à MM. Yves Sirois et Robert Zitoun d'avoir accepter la dure tâche de rapporteur de ma thèse. Je remercie également MM. Jacques Chaveau, Karl Jakobs et Bruno Mansoulié d'avoir accepter d'être membre de mon jury.

Un immense merci pour Gregorio Bernardi qui a tout d'abord accepté de superviser ma thèse mais aussi et surtout pour tout ce qu'il m'a enseigné durant ces 3 ans de thèse. Merci, Greg, pour ta patience, ton calme et ta bonne humeur.

Je tiens aussi à remercier l'ensemble du groupe DØ du LPNHE : Ursula, un grand merci pour m'avoir inité aux joies du calorimètre !, merci à toi, Sophie, pour ton aide et ton soutien permanent, merci également à Bernard, Emmanuel et Jean-Roch.

Je souhaite exprimer également toute ma reconnaissance aux membres de DØFrance avec qui j'ai interagit. Merci aux thésads et ex-thésards et merci aussi aux membres permanents. Un grand merci aussi aux membres de la collaboration DØ avec qui j'ai travaillé : merci au groupe Calo et particulièrement à Nirmalya Parua, merci au groupe Jet/Met et à la Calo Task Force et merci au groupe Higgs (Avto et John). Merci également à Marumi Kado pour m'avoir supporté durant cette année à Fermilab.

J'ai passé un bout de temps à Fermilab, mais je n'oublie pas non plus les personnes rencontrées au LPNHE. Merci particulièrement à Gregory, Julien et Mélissa pour leur soutien tout au long de ma thèse et particulièrement durant la dure période de la rédaction.

Tout ceci n'aurait pas été possible sans le soutien de mes parents. Je tiens à remercier plus que chaleureusement mes parents qui ont accepté ma decision de faire ce métier spécifique. Je tiens à les remercier également pour l'organisation du pot de ma thèse mais aussi pour avoir lu et relu ce manuscrit complètement imcompréhensible pour eux. Simplement Merci.

Un merci particulier à l'ensemble de ma famille qui a suivi de loin mais avec attachement le déroulement de cette thèse.

Je tiens aussi à exprimer ma gratitude envers ceux qui ont toujours été là pour moi, que je sois physiquement en France ou non. Merci particulièrement à Didier, Laurent et Arnaud pour m'avoir supporté ces derniers temps. Merci aussi à Patrick et Christelle (sans oublier Emma et Aurélien), Morgane, Laurent, Benjamin, Julien D., Fabien, Sandrine et David, F.J., Cellia et Alexandre, Lauriane et Thierry, Xavier et à tous ceux qui ont été simplement là pour moi.

Et ces dernières lignes sont évidemment pour toi qui a supporté mes longues absences et qui m'a apporté tellement de soutien. Je n'ai qu'une chose à te dire qui ne reflète qu'une petite fraction de ce que je souhaite exprimer : Mais évidemment tu sais déjà quoi...

Table des matières

1 Le modèle standard et le boson de Higgs **11**
1.1 Le modèle standard . . . 11
1.1.1 Les constituants élémentaires . . . 11
1.1.2 Les interactions fondamentales . . . 13
1.1.3 Les symétries . . . 13
1.2 Le domaine du boson de Higgs . . . 15
1.3 La recherche du boson de Higgs . . . 17
1.3.1 La masse du boson de Higgs . . . 17
1.3.2 Le boson de Higgs au Tevatron . . . 22

2 Dispositif expérimental **27**
2.1 Les systèmes d'accélération et le Tevatron . . . 28
2.1.1 La création et l'accélération des faisceaux . . . 28
2.1.2 Le débuncheur et l'accumulateur . . . 30
2.1.3 Le collisionneur : le Tevatron . . . 31
2.1.4 Le recycleur . . . 33
2.2 Le détecteur DØ . . . 33
2.2.1 Les détecteurs de traces . . . 35
2.2.2 Le calorimètre . . . 40
2.2.3 Le système à muons . . . 44

3 La calibration en ligne de l'électronique de lecture du calorimètre **47**
3.1 Description de l'électronique de lecture et du système de calibration . . . 47
3.1.1 Les préamplificateurs . . . 48
3.1.2 L'ensemble de soustraction de la ligne de base . . . 49
3.1.3 Le système de calibration . . . 51
3.1.4 Agencement de l'électronique . . . 51
3.2 Le principe de la calibration en ligne . . . 53
3.3 La calibration en temps . . . 53
3.3.1 Les mesures de calibration . . . 54
3.3.2 Les résultats . . . 55
3.3.3 Comparaison avec le signal physique . . . 62
3.3.4 La correction de la calibration en temps sur les coefficients de non-linéarité . . . 65
3.4 Les effets de la calibration sur la masse invariante des événements $Z \to ee$ 66

3.5 Perspective sur la calibration en ligne 68
3.6 La calibration hors ligne 68

4 Les algorithmes calorimétriques 71
4.1 Les algorithmes de suppression de bruit 71
4.1.1 Le niveau de seuil du calorimètre 71
4.1.2 Effet de la suppression de zéro sur l'énergie transverse manquante 72
4.1.3 Suppression des cellules de bruit : l'algorithme Nada 79
4.1.4 Une amélioration de la suppression de zéro : l'algorithme T42 . 80
4.2 La qualité des données 81
4.2.1 Sélection des runs et des blocs de luminosité utilisant l'énergie transverse manquante comme estimateur de qualité 82
4.2.2 L'étude des événements zéro biais 83
4.2.3 Les différents problèmes du calorimètre 83
4.3 Reconstruction des objets 85
4.3.1 L'application de l'algorithme T42 sur l'énergie transverse manquante 85
4.3.2 La reconstruction des particules électromagnétiques 85
4.3.3 La reconstruction des jets 90
4.3.4 Étude de l'énergie déposée dans la région de l'intercryostat . . . 97

5 Étude de la production $W(\rightarrow e\nu)b\bar{b}$ 103
5.1 Objectifs et méthodes de l'analyse 103
5.2 L'échantillon des données 104
5.2.1 Les données 105
5.2.2 La simulation 107
5.3 Étude du déclenchement 109
5.4 La sélection des événements W+jets 111
5.4.1 Sélection du candidat électron 111
5.4.2 Conditions sur l'énergie transverse manquante 116
5.4.3 La détermination du bruit de fond 119
5.4.4 Les jets 123
5.5 De l'échantillon inclusif aux événements $W + 2$ jets 123
5.5.1 Reconstruction de la masse transverse du W 123
5.5.2 Étude des événements W+jets 125
5.6 Les algorithmes d'étiquetage des jets de quark b 138
5.6.1 L'algorithme JLIP 138
5.6.2 L'algorithme CSIP 146
5.6.3 L'algorithme de reconstruction de vertex secondaires 147
5.7 Sélection des événements $W+ \geq 2$ jets ayant au moins un jet étiqueté par JLIP 148
5.8 Limite sur la section efficace de production de $Wb\bar{b}$ 152
5.9 Étude de la production d'événements $Wb\bar{b}$ 154

6 Limite sur la section efficace de production $WH \rightarrow e\nu b\bar{b}$ 163

6.1 Stratégie de recherche du boson de Higgs 163
6.1.1 Étude du déclenchement 164
6.1.2 La sélection des événements 164
6.1.3 La reconstruction de la masse invariante $m_{b\bar{b}}$ 167
6.2 Limite sur la section efficace de production WH 172
6.3 Perspectives 176
6.3.1 Comparaison avec les résultats attendus au Tevatron 176
6.3.2 Comparaison avec l'analyse CDF Run I 178
6.3.3 Comparaison avec l'analyse CDF Run II 179

Introduction

Le modèle standard de la physique des particules est la théorie quantique des champs décrivant les phénomènes observables à l'échelle des particules élémentaires. À ce jour, tous les résultats expérimentaux de physique des particules sont explicables par le modèle standard. Néanmoins, il ne permet pas d'expliquer certaines questions fondamentales, comme par exemple la simple observation que la plupart des particules élémentaires ont une masse non nulle alors que la théorie nécessiterait qu'elles soient toutes nulles pour être cohérente.

Le mécanisme de Higgs, qui peut être intégré dans le modèle standard, permet de répondre à cette contradiction apparente, en expliquant l'origine de la masse des autres particules élémentaires comme résultant du couplage entre ces particules et le champ de Higgs. Ce mécanisme implique aussi l'existence d'une particule scalaire associée à ce champ : "le boson de Higgs".

Le boson de Higgs est lui aussi massif, mais sa masse est très peu contrainte théoriquement. Expérimentalement, sa recherche n'a pas encore permis sa découverte. Les expériences auprès du LEP ont récemment observé un léger excès d'événements pouvant être des candidats Higgs d'une masse de 115 GeV, mais la statistique est insuffisante pour pouvoir en tirer des conclusions définitives. Cette recherche se poursuit donc auprès du Tevatron de Fermilab, et, si elle s'y révèle infructueuse, il faudra alors attendre le démarrage du Large Hadron Collider du CERN pour espérer connaître la réponse à cette question centrale de la physique des hautes énergies.

Cette thèse a pour objectif de présenter la première recherche effectuée au sein de l'expérience DØ au Run II d'un boson de Higgs du modèle standard léger (i.e. de masse inférieure à 135 GeV). Nous l'avons recherché en production associé avec un boson W se désintégrant en électron et neutrino, dans les données du Run II du Tevatron prises entre Avril 2002 et Septembre 2003, correspondant à 174 pb^{-1} de luminosité intégrée.

Dans le premier chapitre, nous commençons par une brève description du modèle standard. Nous développons l'interaction du champ de Higgs avec les particules élémentaires et les contraintes théoriques et expérimentales sur la valeur de la masse du boson de Higgs. Enfin, les modes de production et de désintégration au Tevatron d'une telle particule sont exposés.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons le Tevatron qui est le collisionneur proton-antiproton du laboratoire de Fermilab ayant une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV et sur lequel sont les deux détecteurs : CDF et DØ. Nous décrivons le système d'accélération ainsi que le détecteur DØ ayant enregistré les signaux étudiés, en particulier le calorimètre puisque c'est dans ce sous-détecteur que le signal recherché dépose principalement son énergie.

Dans le troisième chapitre, nous introduisons la nouvelle électronique de lecture du calorimètre de DØ et sa calibration en temps, installée lors de la période d'arrêt du Tevatron (1996-2001) afin d'augmenter la luminosité délivrée et l'énergie dans le centre de masse des collisions.

Le quatrième chapitre décrit les algorithmes traitant les signaux issus du calorimètre. Il nous est aussi nécessaire de comprendre le bruit de ce sous-détecteur et de quantifier la qualité des données enregistrées avant d'effectuer la reconstruction des objets calorimétriques.

Le cinquième chapitre est dédié à l'analyse du processus $Wb\bar{b}$ qui est un bruit de fond irréductible du signal du boson de Higgs. Nous y détaillons le système de déclenchement et la sélection des événements candidats $Wb\bar{b}$. Le point crucial de cette analyse est l'étiquetage des jets comme provenant de quark b qui est nouveau pour DØ étant donné l'amélioration de ses détecteurs de traces et l'introduction d'un champ magnétique central pour le Run II.

Le sixième chapitre permet de passer de l'étude des événements $Wb\bar{b}$ à une recherche du boson de Higgs dans le canal de production associée avec un boson W. Nous exposons, dans ce chapitre, la recherche d'un signal de boson de Higgs pour différentes valeurs de masse. Puis, nous comparons les résultats de cette analyse aux autres résultats expérimentaux et prévisionnels obtenus au Tevatron.

Chapitre 1

Le modèle standard et le boson de Higgs

De nos jours, la physique des particules élémentaires repose sur une théorie quantique relativiste décrivant l'ensemble des constituants élémentaires de la matière ainsi que leurs interactions : le modèle standard [1] [2] [3]. Nous commençons donc par décrire le cadre général de la physique des particules en introduisant le modèle standard puis nous introduisons dans le modèle standard le champ de Higgs, impliquant l'existence d'un nouveau boson, le boson de Higgs. La masse de ce dernier n'est pas prédite par le modèle standard mais nous avons à l'heure actuelle des contraintes sur cette masse que nous rappelons dans ce chapitre. Nous concluons par la présentation de la production et la recherche du boson de Higgs au Tevatron.

1.1 Le modèle standard

Afin de décrire le cadre théorique du modèle standard, nous passons en revue les constituants élémentaires puis leurs interactions avant de passer à une description des symétries propres au Lagrangien du modèle standard.

1.1.1 Les constituants élémentaires

Les particules élémentaires sont classées suivant leurs propriétés [4]. On distingue deux grandes catégories : les bosons et les fermions. Les bosons sont les particules responsables des interactions et sont décrits dans la section suivante.

Les fermions sont des particules de spin demi-entier obéissant à la statistique de Fermi-Dirac. Ils respectent le principe d'exclusion de Pauli qui interdit à deux fermions de se trouver dans le même état quantique.

Ils comportent deux sous familles déterminées en fonction des interactions fondamentales qu'ils subissent : les leptons, particules libres, et les quarks, particules élémentaires apparaissant dans les hadrons.

L'ensemble des fermions est regroupé en 3 familles, qui ont la même structure mais des masses de plus en plus élevées. La première famille comprend l'électron, le neutrino électronique et les quarks u et d qui sont les constituants élémentaires stables les plus

Fermions

	Famille 1	Famille 2	Famille 3	Charge	Nombre leptonique	Nombre baryonique	Spin
quarks	u	c	t	2/3	0	1/3	1/2
	d	s	b	-1/3	0	1/3	1/2
leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	1	0	1/2
	e^-	μ^-	τ^-	-1	1	0	1/2

Bosons

	Interaction	Charge	Spin
γ	électromagnétique	0	1
$W^\pm$	faible	$\pm$ 1	1
Z^0		0	1
8 gluons	forte	0	1
H	Mécanisme de Higgs	0	0

TAB. 1.1 – Les constituants élémentaires du modèle standard

légers. Ils sont les constituants exclusifs de la matière ordinaire. Les particules des deux autres familles sont plus lourdes et instables (sauf les neutrinos) et ne peuvent être observées que dans des accélérateurs, des réacteurs nucléaires ou dans le rayonnement cosmique.

À chaque particule élémentaire est associée un ensemble de nombres permettant de la classifier. Ainsi pour chaque lepton et pour chaque famille, on définit un nombre leptonique (électronique, muonique et tauonique) valant 0 ou ± 1. Ce nombre leptonique traduira la nature leptonique de la particule, les quarks ont donc des nombres leptoniques nuls. Pour classifier les quarks, on définit un nombre baryonique qui prend les valeurs 0 (pour les leptons) et 1/3 (pour les quarks). Les nombres leptoniques et baryoniques totaux de l'état initial sont conservés lors d'une interaction.

Pour chaque quark on définit un terme de saveur. Il existe 6 saveurs différentes de quarks : Up, Down, Strange, Charm, Bottom et Top que l'on définit plus communément comme u, d, s, c, b et t.

Outre ces nombres permettant de définir la catégorie de la particule, une particule est aussi définie par sa charge électrique. Un lepton à une charge 0 ou -1 et un quark a une charge valant $-1/3$ (pour les quarks d, s et b) ou 2/3 (pour les quarks u, c et t).

Les quarks, seules particules à être soumises à l'interaction forte, portent donc aussi une charge supplémentaire à leur charge électrique. Cette charge, dite de couleur, peut prendre 3 valeurs que l'on définit arbitrairement comme rouge, bleu et vert.

À chacune de ces particules est associée une antiparticule qui a la même masse, le même spin, la même durée de vie mais qui a une charge électrique, une charge de couleur, un nombre baryonique et un nombre leptonique opposés.

Les caractéristiques principales des particules élémentaires sont données dans le tableau 1.1.

1.1.2 Les interactions fondamentales

Dans la théorie quantique des champs, une interaction se traduit par l'échange entre 2 particules élémentaires de spin quelconque d'une particule élémentaire de spin entier, un boson ainsi nommé car soumis à la statistique de Bose-Einstein.

Il existe 4 interactions fondamentales :

- l'interaction gravitationnelle qui agit sur toutes les particules massives. Le boson responsable de cette interaction serait le graviton mais il n'existe pas de preuve expérimentale directe de son existence : seules les ondes gravitationnelles ont pu être mises en évidence de manière indirecte (étoiles binaires relativistes).
- l'interaction électromagnétique qui agit entre toutes les particules ayant une charge électrique. Le photon est le boson associé à cette interaction. Le photon est une particule ne portant pas de charge électrique.
- l'interaction faible qui agit sur tous les fermions et sur les bosons de l'interaction faible. Les bosons transmettant cette interaction sont les bosons $W^{\pm}$ et Z^0.
- l'interaction forte qui agit sur les particules ayant une charge de couleur c'est à dire sur les quarks et les gluons. Les bosons responsables de cette interaction sont un ensemble de 8 gluons. Contrairement aux autres interactions, cette force s'intensifie à mesure que les objets de couleurs impliqués dans l'interaction s'éloignent. C'est ce que l'on appelle le confinement [5] et c'est la raison pour laquelle on ne peut pas observer de quark à l'état libre. L'habillage des quarks dans une interaction donnée que l'on appelle aussi l'hadronisation, conduit à des états neutres de couleur : c'est le phénomène qui est à l'origine des "jets" de particules observés dans les détecteurs de physique de particules.

1.1.3 Les symétries

Les symétries jouent un rôle fondamental dans le modèle standard.

Le modèle est basé sur les postulats suivants :

- l'état d'un système physique est décrit par un espace de Hilbert
- à chaque particule est associée un champ d'opérateur sur l'espace de Hilbert
- l'évolution du système est décrite par un Lagrangien.

Les transformations de symétrie permettent de décrire des interactions physiques invariantes de cette symétrie. L'application d'une transformation de symétrie impose les critères suivants :

- les opérateurs de la symétrie forment une représentation du groupe de symétrie. L'invariance sous l'application d'une symétrie nécessite la conservation de la norme de densité de probabilité. On choisit donc des représentations unitaires.
- les champs associés aux particules doivent se transformer sous des représentations du groupe de symétrie.

Il existe 2 catégories de symétries : les symétries externes et les symétries internes.

Les symétries externes proviennent de la structure d'espace-temps. La physique des particules se place dans le cadre de la relativité générale restreinte et doit vérifier les symétries du groupe de Poincaré. Le théorème de Noether, entraîne la conservation du quadri-vecteur énergie-impulsion (invariance par translation), ainsi que la conservation

du moment angulaire (invariance par rotation).

Les symétries internes s'appliquent directement sur le Lagrangien et le théorème de Noether implique que les courants et les charges sont conservés sous une transformation locale dite de jauge.

L'application directe des symétries permet de définir l'origine de concepts fondamentaux comme le spin et la charge. Les théories de jauges traduisent plus directement les interactions entre les particules ainsi que la nature des bosons les transmettant.

Le groupe de jauge non abélien $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ représente l'ensemble des symétries qui s'appliquent au modèle standard. Ainsi le sous-groupe $SU(3)$ traduit l'interaction forte et la théorie qui lui est associée est la QCD (ChromoDynamique Quantique). De même, les interactions faibles et électromagnétiques ont été unifiées [6] dans le sous groupe $SU(2) \otimes U(1)$ afin de représenter la théorie électrofaible.

Le modèle standard est une théorie qui a été testée par de nombreuses expériences de physique des particules. À l'heure actuelle, toutes les mesures ont pu être expliquées par les prévisions du modèle standard. Sur la figure 1.1 est montré en exemple un ensemble de variables mesurées expérimentalement et leurs déviations par rapport aux valeurs attendues du modèle standard [7].

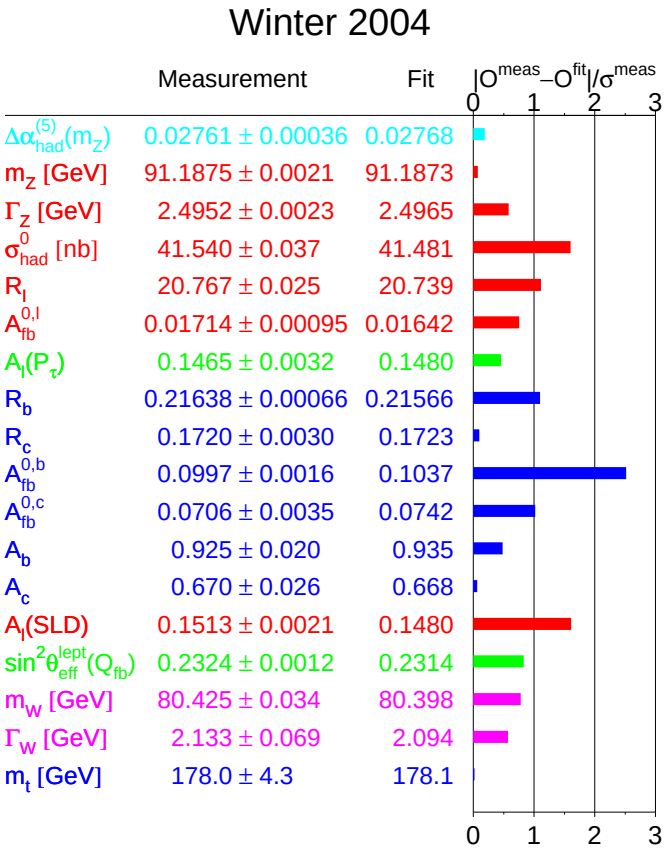


FIG. 1.1 – *Ensemble des paramètres du modèle standard mesurés par l'expérience et leur déviation par rapport au calcul théorique.*

1.2 Le domaine du boson de Higgs

Le modèle standard décrit bien les interactions de la physique des particules, mais ne permet pas d'expliquer que la plupart des particules ont une masse non nulle. En effet, la théorie électrofaible qui est l'unification des interactions faibles et électromagnétiques, impose l'invariance des fermions sous $SU(2)$ ce qui induit qu'ils doivent être de masse nulle afin de rendre la théorie renormalisable.

Expérimentalement, on constate cependant que la majorité des particules ont une masse non nulle. Une solution pour engendrer leurs masses nécessite l'ajout dans la théorie d'un doublet de Higgs (ϕ) contenant deux champs complexes scalaires avec un minimum d'énergie non symétrique [8] [9]. Le lagrangien contenant ces champs s'écrit :

$$L_{Higgs}(\phi) = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2 \tag{1.1}$$

Le premier terme correspond à un terme cinétique, le deuxième et troisième forment le potentiel $V(\phi)$ qui est en forme de fond de bouteille (figure 1.2). Les paramètres λ et μ sont des paramètres indépendants avec $\lambda > 0$. Le potentiel possède alors une infinité de minima tels que $|\phi|^2 = \frac{\mu^2}{(2\lambda)} = \frac{v^2}{2}$. L'état du vide ($v$) est une de ces positions, il est dégénéré et par un changement de coordonnées, nous pouvons définir : $\phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$. En développant ce champ ϕ autour du minimum et on obtient :

$$\phi = e^{-i\vec{\sigma}\cdot\vec{\xi}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{1.2}$$

Où $\vec{\xi}$ et H représente les quatre degrés de liberté du doublet complexe de Higgs introduit précédemment [10].

Considérons maintenant le Lagrangien électromagnétique en présence de ce potentiel :

$$L = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} + (D_\mu\phi)^\dagger D^\mu \phi - \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \tag{1.3}$$

Avec :

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu - gW_\nu \times W_\mu \tag{1.4}$$

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \tag{1.5}$$

$$D_\mu\phi = \partial_\mu + ig\vec{\sigma}\cdot\vec{W}_\mu/2 + ig'B_\mu/2 \tag{1.6}$$

Avec W^μ qui est le champ de jauge de SU(2) et B^μ celui de U(1).

Le calcul du terme de masse nous donne :

$$(D_\mu\phi)^\dagger D^\mu\phi = \frac{g^2v^2}{4}W^+W^- + \frac{g^2+g'^2v^2}{8}\left(\frac{gW_3 - g'B}{\sqrt{g^2+g'^2}}\right)^2 \tag{1.7}$$

Où $W^\pm$ représente les deux premières coordonnées du vecteur de champ W^μ et W_3, la troisième. Les variables g et g' représentent les constantes de couplage respectivement à $SU(2)$ et $U(1)$.

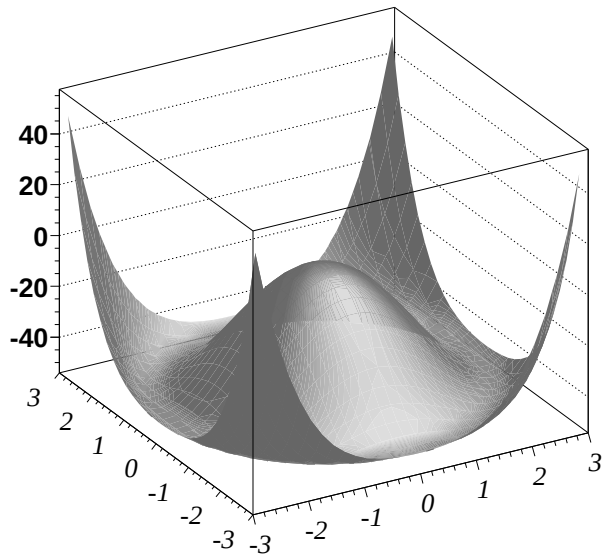


FIG. 1.2 – *Représentation d'un potentiel de type $V(\phi)$, les échelles sont arbitraires.*

Le premier terme de masse pour $W^{\pm}$ est alors :

$$M_W^2 = \frac{g^2 v^2}{4} \tag{1.8}$$

Le second donne la masse :

$$M_Z^2 = \frac{(g^2 + g^{'2})v^2}{4} \tag{1.9}$$

Avec :

$$Z = cos\theta_W W_3 - sin\theta_W B \tag{1.10}$$

et

$$A = cos\theta_W B - sin\theta_W W_3 \tag{1.11}$$

Où A représente le photon qui a alors une masse nulle. L'angle de mélange électrofaible θ_W (angle de Weinberg) est définit par :

$$sin\theta_W = \frac{g^{'}}{\sqrt{g^2 + g^{'2}}} \tag{1.12}$$

Les fermions n'ont pas le même isospin suivant leur chiralité. Les fermions de chiralité gauche s'écrivent dans des doublets, tandis que ceux de chiralité droite sont de singlets d'isospin. On écrit alors un champ leptonique :

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ l_L^- \end{pmatrix} \tag{1.13}$$

Pour créer les termes de masses des leptons, il faut ajouter des termes de couplage de Yukawa avec le boson de Higgs :

$$L_{Yukawa} = \lambda_l(\bar{\psi_L}\phi\psi_R + \bar{\psi_R}\phi^\dagger\psi_L) \quad (1.14)$$
$$= \lambda_l(\bar{l_L}(v+H)l_R + \bar{l_R}(v+H)l_L) \quad (1.15)$$

On en déduit que la masse du lepton est $m_l = \lambda_l v/\sqrt{2}$ avec λ_l la constante de couplage du lepton au boson de Higgs.

Pour ce qui concerne les quarks, les couplages de Yukawa précédents ne donnent une masse qu'aux quarks d, s et b (dits de type d). Il faut ajouter un terme supplémentaire pour obtenir un couplage aux quarks u, c et t (dits de type u) :

$$L_{Yukawa} = -\lambda_u \bar{u_R}\phi^T\epsilon \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L + h.c. \quad (1.16)$$

Où $h.c.$ est l'hermitique conjugué du terme précédent. Ce qui donne une masse de quark égale à $\lambda_u v/\sqrt{2}$. La masse des fermions s'écrit donc : $m_f = \lambda_f v/\sqrt{2}$ où λ_f est le couplage du fermion au boson de Higgs.

Ainsi les bosons et les fermions obtiennent une masse en interagissant avec le champ de Higgs. L'existence de ce champ induit l'existence d'une particule scalaire associée appelée le boson de Higgs. La masse de cette particule est liée à la valeur attendue du vide ($v = 246$ GeV) suivant la relation suivante : $m_h^2 = 2\lambda v^2$ où λ représente la constante de couplage du Higgs qui n'est pas déterminée par la théorie.

1.3 La recherche du boson de Higgs

Pour expliquer la masse des particules élémentaires, le modèle standard impose donc la présence d'une particule massive non observée à ce jour : "le boson de Higgs". Nous allons passer en revue les contraintes théoriques et expérimentales sur les valeurs de la masse du boson de Higgs ainsi que la production et la désintégration d'une telle particule dans le cas du collisionneur Tevatron.

1.3.1 La masse du boson de Higgs

La masse du boson de Higgs est théoriquement $m_h^2 = 2\lambda v^2$ mais λ a une valeur inconnue à l'heure actuelle.

Contraintes théoriques

λ doit avoir une valeur qui n'est pas trop grande pour que la théorie reste une théorie perturbative. Dans le secteur du Higgs, comme pour la théorie de l'électrodynamique, les interactions deviennent plus grandes à mesure que les distances diminuent. L'amplitude de diffusion de 2 corps en 2 corps (figure 1.3) s'écrit [11] :

$$M = \frac{12\lambda}{1 - \frac{9\lambda}{4\pi^2} ln\frac{Q}{\mu}} \quad (1.17)$$

Où Q est le quadrivecteur impulsion de la somme des moments des particules diffusantes $Q = p_1 + p'_1$ (figure 1.3).

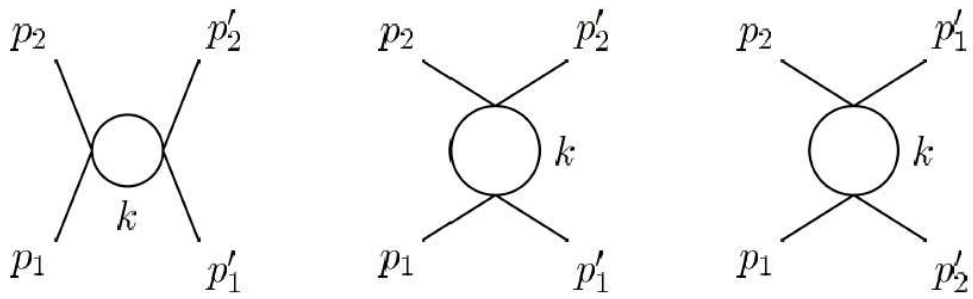


FIG. 1.3 – *Représentation d'une diffusion à deux corps.*

L'amplitude augmente à mesure que Q augmente jusqu'au pôle de Landau qui indique l'échelle à partir de laquelle la théorie n'est plus valide :

$$\Lambda_{Landau} = 2\mu e^{\frac{4\pi^2}{9\lambda}} \tag{1.18}$$

En considérant que :

$$m_h^2 = 2\lambda v^2 = 2\mu^2 \tag{1.19}$$

$$\frac{\Lambda_{Landau}}{2\mu} = \frac{\Lambda_{Landau}}{m_h} = e^{\frac{4\pi^2}{9\lambda}} \tag{1.20}$$

$$ln(\frac{\Lambda_{Landau}}{m_h}) = \frac{4\pi^2}{9\lambda} \tag{1.21}$$

$$\lambda = \frac{4\pi^2}{9 \times ln(\frac{\Lambda_{Landau}}{m_h})} \tag{1.22}$$

et en supposant que :

$$m_h^2 < \frac{1}{2}\Lambda_{Landau} \tag{1.23}$$

$$\tag{1.24}$$

On obtient :

$$m_h^2 = 2\lambda v^2 \leq 2v^2 \times \frac{4\pi^2}{9ln2} \tag{1.25}$$

Étant donné que $v = 246$ GeV, on a :

$$m_h \leq 875 \text{ GeV [11]} \tag{1.26}$$

C'est la limite supérieure d'unitarité sur la masse du Higgs.

De la même manière si on considère une limite de validité de la théorie à une certaine valeur d'échelle Λ on obtient :

$$m_h^2 = 2\lambda v^2 < \frac{4\pi^2 v^2}{3ln(\Lambda/v)} \tag{1.27}$$

C'est une limite supérieure dépendante de la valeur d'échelle (Λ) considérée. C'est la trivialité.

Nous avons considéré que λ avait une valeur positive pour que le potentiel ait une valeur minimale. Ceci induit que nous ne pouvons pas aller au delà de valeur d'échelle Λ qui donne $\lambda(\Lambda) = 0$ ce qui donne :

$$m_h^2 \quad > \frac{3m_t^4}{2\pi^2 v^2} ln(\frac{\Lambda^2}{v^2}) \tag{1.28}$$

où m_t représente la masse du quark top. Pour $\Lambda = 1$TeV, nous obtenons $m_h > 52$ GeV.

La figure 1.4 montre la masse du boson de Higgs autorisée en fonction du paramètre d'échelle Λ [12].

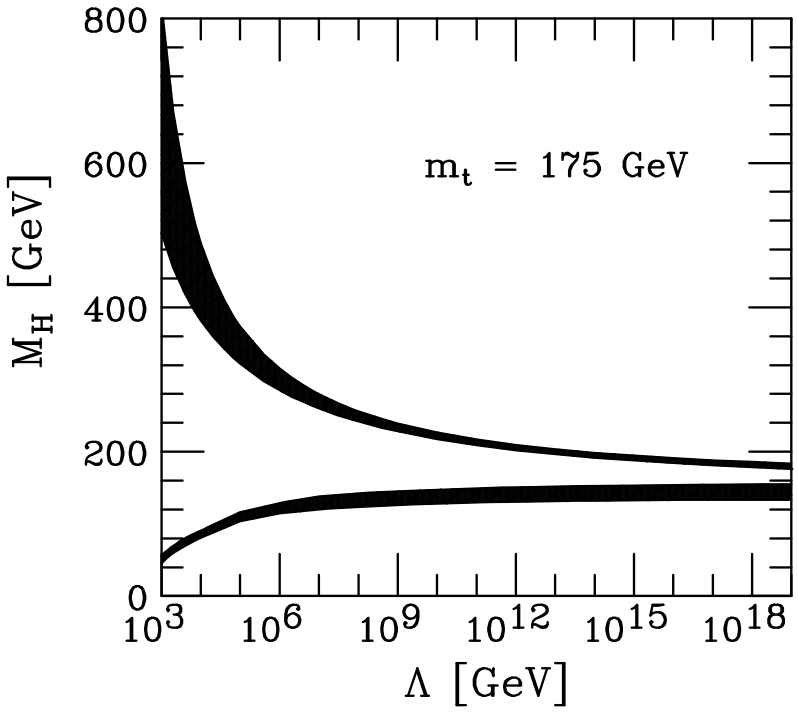


FIG. 1.4 – *Ensemble des contraintes théoriques sur la masse du Higgs en fonction du paramètre d'échelle* Λ.

Outre les contraintes théoriques, la recherche du boson de Higgs permet de déduire des limites expérimentales sur la valeur de sa masse.

Contraintes expérimentales directes

Les 4 expériences du LEP (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) ont accumulé un total de 2461 pb^{-1} de collision e^+e^- avec un centre de masse entre 189 et 209 GeV. Dans le cadre de collisions e^+e^-, la production principale d'un boson de Higgs du modèle standard s'effectue par le processus $e^+e^- \rightarrow HZ$. Les modes de désintégration dépendent

de la désintégration de boson Z et du boson Higgs. Pour une masse inférieure à environs 135 GeV, la désintégration du boson Higgs se fait principalement en paire de $b\bar{b}$.

Les analyses réalisées par les 4 expériences sur l'ensemble des données ont permis d'établir à 95% de niveau de confiance une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs du modèle à 114.4 GeV [13]. La figure 1.5 montre le niveau de confiance d'un signal attendu de boson de Higgs en fonction de sa masse. La limite inférieure est mise à 114.4 GeV alors que la limite attendue est de 115.3 GeV.

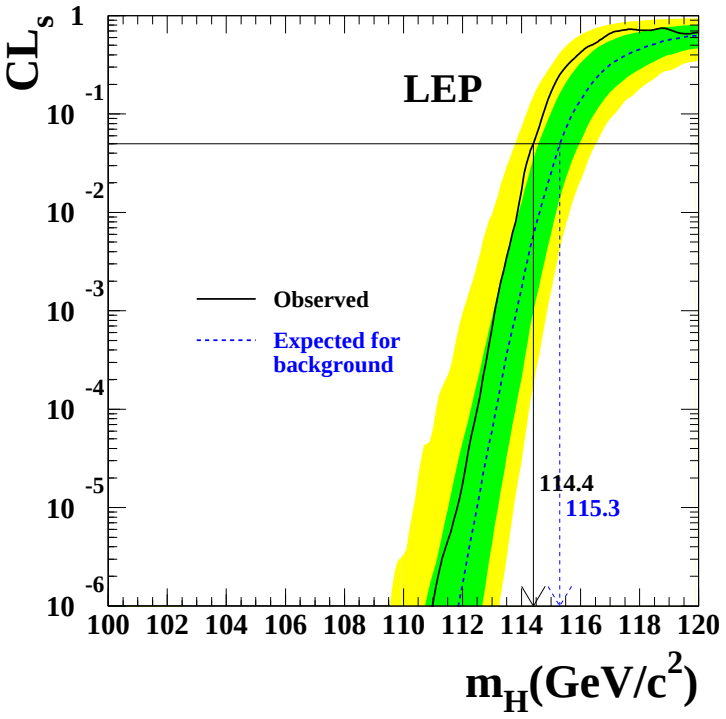


FIG. 1.5 – *Niveau de confiance d'un signal de Higgs en fonction de sa masse pour les 4 expériences du LEP. Une limite inférieure à 95% de niveau de confiance sur la masse du boson de Higgs est mise à 114.4 GeV.*

Contraintes expérimentales indirectes

Pour cette recherche, on utilise les relations existantes dans le modèle standard entre la masse du boson de Higgs et la masse du boson W, celle du quark top et de la valeur de $sin^2\theta_W$. On définit le paramètre ρ :

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 cos^2\theta_W} \tag{1.29}$$

ρ vaut 1 à l'ordre 0 de la théorie standard mais s'écarte de 1 par un facteur additionnel $\Delta\rho$ lorsque l'on considère les corrections radiatives aux propagateurs des bosons W et Z.

$$\Delta\rho = \frac{\alpha}{\pi}\frac{m_t^2}{m_Z^2} - \frac{\alpha}{4\pi} ln \frac{m_H^2}{m_W^2} \tag{1.30}$$

où m_t, m_Z, m_H et m_W représentent la masse du quark top et des différents bosons et α la constante de structure fine. On voit ainsi que toute détermination de la masse du boson W et du quark top permet de contraindre la masse du boson de Higgs (figure 1.6).

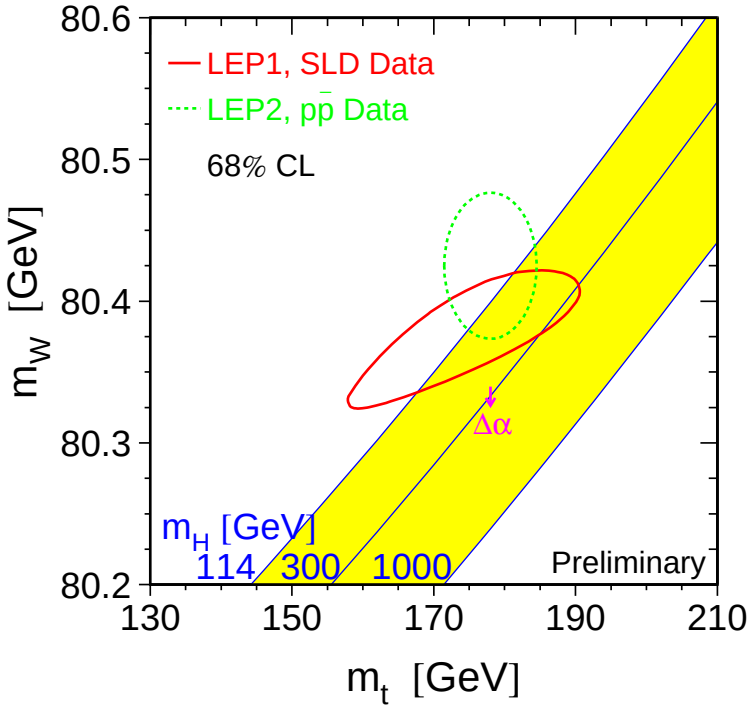


FIG. 1.6 – *Contrainte sur la masse du boson de Higgs en fonction de la masse du boson W et de celle du quark top. La mesure précise de la masse du boson W ainsi que celle du quark top permet de contraindre la masse du boson de Higgs représentée par les deux courbes fermées.*

De manière plus générale, on calcule une différence de χ^2, $\Delta\chi^2$, entre les valeurs théoriques dépendantes de la masse du Higgs et les valeurs mesurées expérimentalement. La figure 1.7 montre la courbe de $\Delta\chi^2$ qui est dérivée des mesures de précisions réalisées au LEP et dans SLD, CDF, et DØ, en fonction de la masse du boson de Higgs. La valeur minimale de cette mesure correspond à la valeur la plus probable de la masse du boson de Higgs qui vaut 113 GeV avec une incertitude expérimentale de +62 GeV et −42 GeV. La précision des mesures électrofaibles prévoit avec un niveau de confiance de 95% que la masse du boson de Higgs modèle standard est inférieure à 237 GeV.

L'existence du boson de Higgs n'est toujours pas prouvée mais les limites obtenues expérimentalement nous permettent d'espérer qu'il soit découvert prochainement.

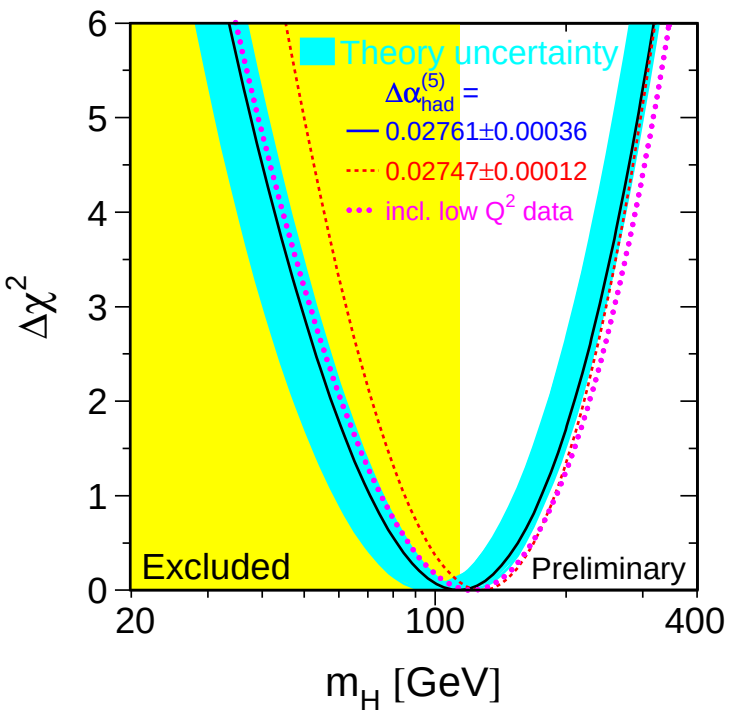


FIG. 1.7 – *Courbe de $\Delta\chi^2$ (voir texte) en fonction de la masse du boson de Higgs. Le minimum de cette courbe indique la valeur de masse du boson de Higgs la plus probable (113 GeV).*

1.3.2 Le boson de Higgs au Tevatron

Le Tevatron est un collisionneur $p\bar{p}$ avec une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV, où l'on peut effectuer une recherche du boson de Higgs dans le modèle standard. La production du boson de Higgs au Tevatron provient principalement de 2 mécanismes : la fusion de gluons $gg \to H$ et la radiation d'un boson de Higgs par un boson hors de sa couche de masse $q\bar{q} \to V^* \to VH$ où $V = W$ ou Z.

La production du boson de Higgs par fusion de gluons se fait par l'intermédiaire d'une boucle de quark top (figure 1.8a).

La section efficace de ces processus est représentée sur la figure 1.9 en fonction de la masse du boson de Higgs.

La production radiative d'un boson de Higgs ($q\bar{q} \to W^* \to WH$) a une section efficace de production au Tevatron entre 0.2 pb et 0.3 pb pour des masses de boson de Higgs comprises entre 100 et 200 GeV. Le même type de production utilisant un boson Z à la place du boson W a une section efficace de production 2 à 3 fois plus petite du fait de sa plus faible valeur de couplage. Les diagrammes de Feynman de ces processus sont montrés sur la figure 1.8 b) et c).

Dans le modèle standard, le boson de Higgs se couple aux fermions et aux bosons

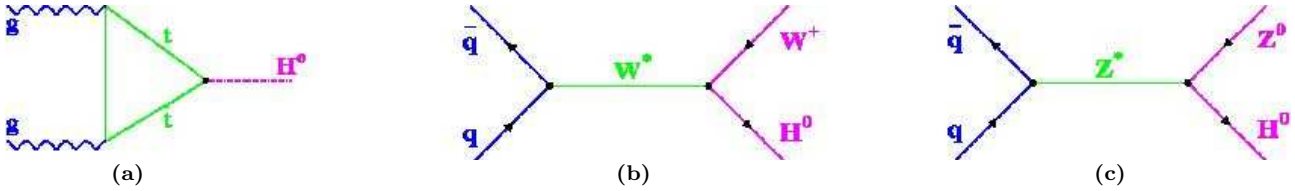


FIG. 1.8 – *Diagrammes de Feynman des principaux canaux de production du boson de Higgs modèle standard. a) Par fusion de gluons, b) et c) par production associée.*

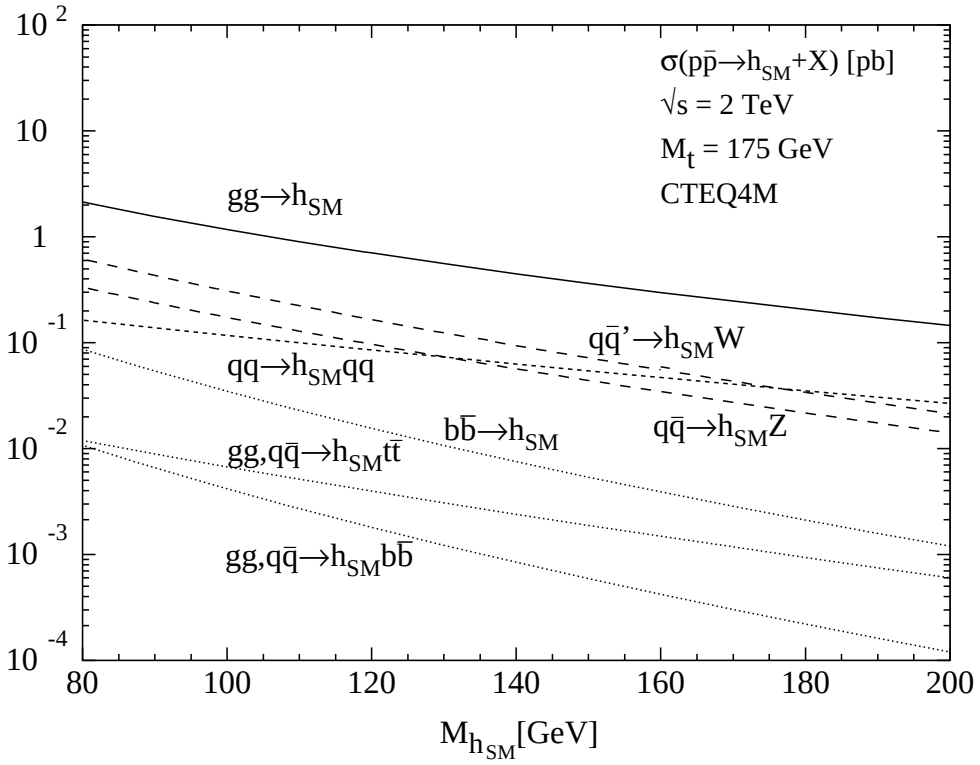


FIG. 1.9 – *Sections efficaces de production du boson de Higgs du modèle standard au Tevatron.*

de jauges. Le boson de Higgs se désintègre soit en une paire de fermion-antifermion soit dans une paire de bosons.

La largeur de désintégration du boson de Higgs en une paire de fermions est proportionnelle au carré de la masse du fermion final. Pour des masses de boson de Higgs inférieures au seuil de production de paire de bosons de l'interaction faible, le quark b étant le quark de masse la plus élevée accessible, le boson de Higgs va se désintégrer préférentiellement en paire $b\bar{b}$.

Pour des masses de boson de Higgs supérieures au seuil de production de paire de boson, la largeur de désintégration du boson de Higgs en paire de boson devient prépondérante sur celle du boson de Higgs en paire de fermions. Le boson de Higgs se

désintègre préférentiellement dans le canal $H \rightarrow WW^*$ pour des masses de boson de Higgs supérieures à 135 GeV.

La figure 1.10 montre les différents rapports de branchement des modes de désintégration d'un boson de Higgs [14]. On observe un changement de comportement autour de la valeur de 135 GeV correspondant au seuil de production de paire de boson.

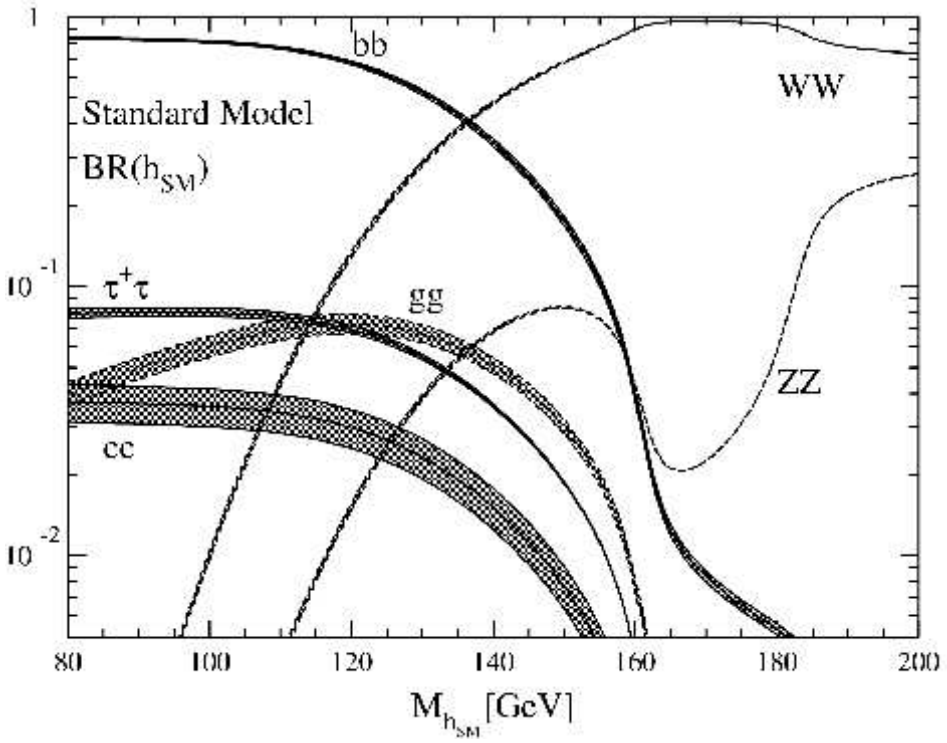


FIG. 1.10 – *Rapport d'embranchement en fonction de la masse du boson de Higgs du modèle standard. Le canal de désintégration $b\bar{b}$ est dominant dans le cas d'un boson de Higgs de masse inférieure à 135 GeV.*

Stratégie de recherche et potentiel de découverte

Pour des masses de boson de Higgs inférieures à 135 GeV, le boson de Higgs se désintègre en paire de $b\bar{b}$. Dans le cas d'une production par fusion de gluons, le signal $b\bar{b}$ de désintégration du boson de Higgs est noyé dans le bruit de fond de la production QCD $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ dont la section efficace est de plus de huit ordres de grandeur au dessus de celle du Higgs. Le boson de Higgs est alors recherché dans le cas d'une production associée $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow Wb\bar{b}$ ou $p\bar{p} \rightarrow ZH \rightarrow Zb\bar{b}$. La désintégration leptonique des bosons assure une bonne efficacité de déclenchement. La topologie finale demandant un lepton, de l'énergie transverse manquante (ou bien 2 leptons dans le cas d'un boson Z) et deux jets assure un bon rejet du bruit de fond QCD. Dans ce cas, les principaux bruits de fonds sont les événements $Wb\bar{b}$ et la production de paire de quarks top ($t\bar{t}$) ainsi que la production par processus électrofaible de top. Les diagrammes de Feynman des bruits de fond $Wb\bar{b}$ et $t\bar{t}$ sont montrés sur la figure 1.11. Le bruit de fond $Wb\bar{b}$ est un bruit de

fond irréductible pour une production associée avec un boson W et doit être étudié car la section efficace de ce processus n'a pas encore été mesurée expérimentalement. Seule la mesure sur les données elles-mêmes aideront à comprendre ce processus. Enfin, la reconstruction de la masse invariante $m_{b\bar{b}}$ est un ingrédient essentiel à la discrimination des fonds résonnants ($Z \to b\bar{b}$) ou continu (QCD).

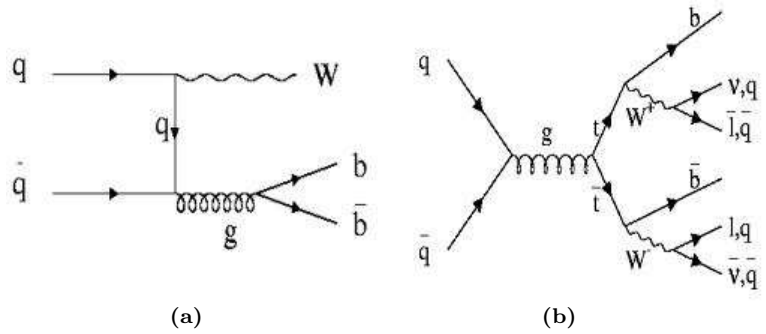


FIG. 1.11 – *Diagrammes de Feynman des bruits de fond $Wb\bar{b}$ a) et $t\bar{t}$ b) d'un signal de boson de Higgs produit en association avec un boson W : $p\bar{p} \to WH \to Wb\bar{b}$.*

Pour des masses supérieures à 135 GeV, le boson de Higgs se désintègre principalement en paire de boson W. La désintégration des bosons en leptons permet d'avoir un faible bruit de fond : la production directe de di-boson. Afin de réduire ce bruit de fond il est possible d'utiliser la corrélation de spin des bosons qui se manifeste dans la distribution angulaire des leptons.

Plusieurs analyses sont développées pour effectuer des recherches du boson de Higgs du modèle standard dans les différents canaux. Étant donné les sections efficaces de production, il faut combiner les différents canaux de recherches. Une étude de prospective [15] a permis de déterminer approximativement la luminosité nécessaire pour déterminer une limite à 95% de niveau de confiance sur une valeur de masse ou constater une observation/découverte. Les résultats de cette étude sont montrés sur la figure 1.12.

Le projet de recherche présenté dans la suite porte dans un premier temps sur l'étude du processus $Wb\bar{b}$ dans le cas où le W se désintègre dans le canal électronique puisque c'est le bruit de fond principal d'une recherche de la production associée $p\bar{p} \to WH \to e\nu b\bar{b}$ au Tevatron. Ensuite, les résultats de la recherche de ce processus WH sont présentés.

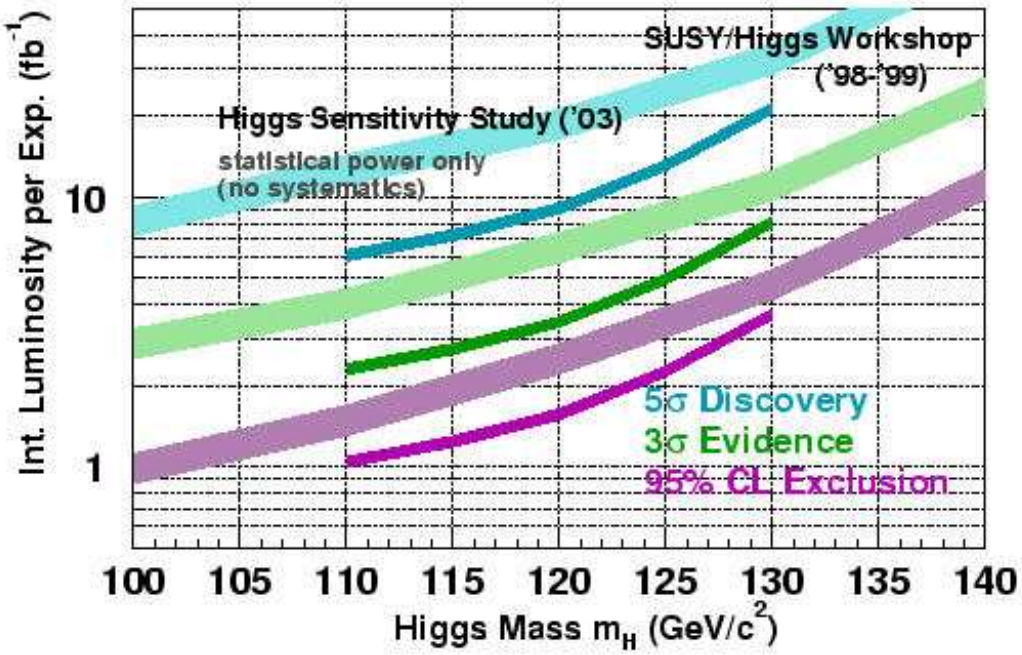


FIG. 1.12 – *Luminosité intégrée du Tevatron en fonction de la masse du boson de Higgs pour atteindre différents niveaux de signification : exclusion à 95% de niveau de confiance, observation à 3σ et découverte à 5σ. Pour une masse de boson de Higgs de 115 GeV, une luminosité intégrée de 1.2 fb^{-1} est nécessaire pour l'exclure à 95% de niveau de confiance.*

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Le Tevatron est un collisionneur proton-antiproton situé au laboratoire national de Fermi (FNAL [16]), dans les environs de Chicago. Deux points de collisions sont équipés des détecteurs CDF et DØ (Fig. 2.1).

Dans ce chapitre nous décrivons les systèmes permettant la création, l'accélération et la collision des protons et des antiprotons dans le Tevatron puis le détecteur DØ utilisé pour l'analyse des événements issus des collisions proton-antiproton.

Fig. 2.1 – *Vue aérienne du Tevatron et de l'emplacement des détecteurs CDF et DØ. Le Tevatron est l'anneau principal de la figure et il a un diamètre de 2 km.*

2.1 Les systèmes d'accélération et le Tevatron

Le Tevatron a connu une première phase de prise de données de 1989 à 1996 (Run I) au cours de laquelle les deux expériences ont accumulé environ 120 pb^{-1} de luminosité intégrée. Cette première phase de prise de données a été marquée par la découverte du sixième quark : le quark top. Le Tevatron s'est ensuite arrêté afin d'améliorer le système d'accélération et les détecteurs. Depuis mars 2001, le Tevatron est rentré dans une seconde phase de prise de données appelée Run II. Le système d'accélération du Run II se compose d'un système de création et de pré-accélération de protons et d'antiprotons, de l'injecteur principal [17] (Main Injector) et de l'anneau de collision (le Tevatron) présentés sur la figure 2.2.

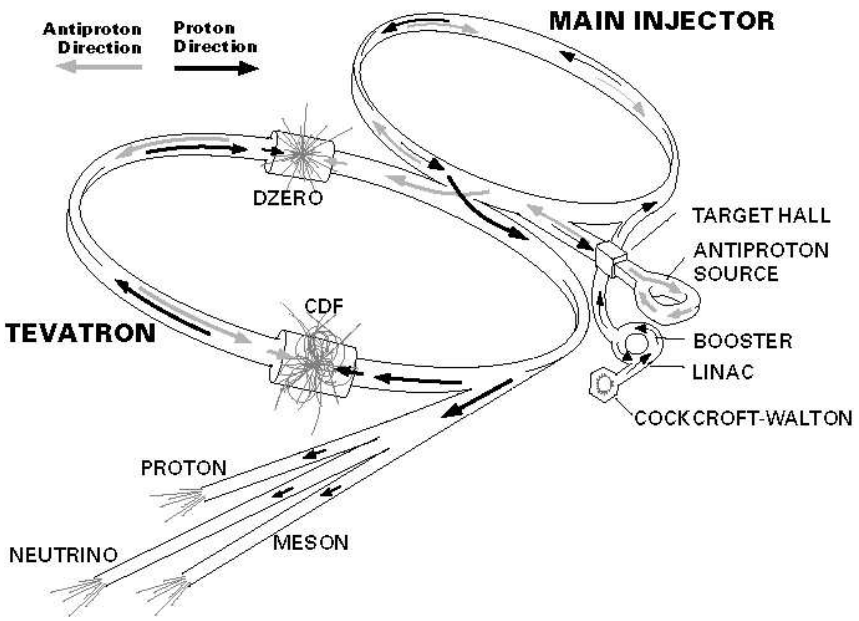
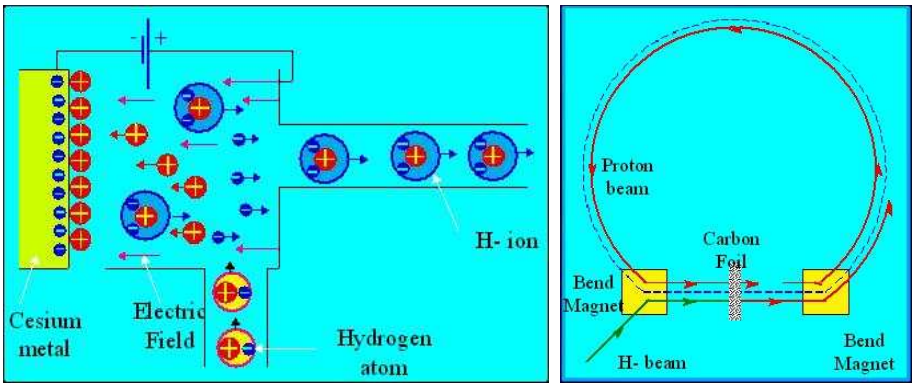


FIG. 2.2 – *Schéma des systèmes d'accélération et du Tevatron.*

2.1.1 La création et l'accélération des faisceaux

La première étape est la création de protons libres. Celle-ci débute par la création d'ions H^-. Dans une cavité baignée dans un champ électrostatique, des atomes d'hydrogènes sont ionisés. Les protons résultants sont attirés par le champ électrique sur une plaque de césium. Ils s'y agglutinent jusqu'à ce que le choc d'un nouveau proton arrivant les libère. Les protons libérés arrachent 2 électrons au césium et le champ électrique expulse les ions H^-. Ces derniers subissent une première accélération de 0.75 MeV dans un accélérateur de Cockcroft-Walton puis ils sont injectés dans l'accélérateur linéaire de 150 m (Linac) où ils acquièrent une énergie de l'ordre de 400 MeV.

Les ions H^- traversent alors une feuille de carbone qui sépare les protons et les électrons comme nous pouvons le voir sur la figure 2.3. Les protons entrent ensuite dans



(a) (b)

FIG. 2.3 – *Schéma de la création d'ions H^- a), description de la création de protons b).*

un premier petit synchrotron appelé *Booster*. Les cavités radio fréquence du Booster permettent d'accélérer les protons d'environ 0.5 MeV/tour et les protons vont donc pouvoir passer de 400 MeV à 8 GeV. À cette énergie, ils sont finalement injectés dans l'injecteur principal (Main Injector). L'injecteur principal est l'une des deux grandes améliorations entre le Run I et le Run II, la seconde étant le Recycleur [18] qui sera décrit plus loin. L'injecteur principal est un nouvel anneau d'environ 1 km de diamètre situé à côté du Tevatron qui remplace l'ancien "Main Ring". Ses principales fonctions sont :

- l'accélération des protons jusqu'à 150 GeV et le regroupement par paquets de 2.7 10^{11} protons, qui sont utilisés pour les collisions.
- l'accélération des protons jusqu'à 120 GeV et leur regroupement par paquets de 2 10^{12} serviront à la production d'antiprotons.
- l'accélération des antiprotons jusqu'à 150 GeV.
- l'accélération simple des protons jusqu'à 120 GeV pour les expériences sur cibles fixes.
- la décélération des antiprotons jusqu'à 8 GeV à la fin du cycle de collision afin de les injecter dans le recycleur.

La production d'antiprotons [19] utilise quant à elle, des protons issus de l'injecteur principal et ayant une énergie de 120 GeV. Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.4, les protons sont alors envoyés sur une cible de Nickel de 10 cm de diamètre et de 2 cm d'épaisseur. De telles collisions entraînent non seulement la production d'antiprotons mais aussi la production d'autres particules. Un filtrage de l'ensemble des particules produites est effectué à l'aide d'une lentille magnétique au Lithium focalisant les particules secondaires et d'un aimant dipolaire séparant les antiprotons du reste. Les antiprotons alors obtenus ont une énergie d'environ 8 GeV et sont produits par paquet de 40 antiprotons. Ces antiprotons sont alors envoyés dans le "débuncheur" afin d'être regroupés en paquet contenant un plus grand nombre de particules.

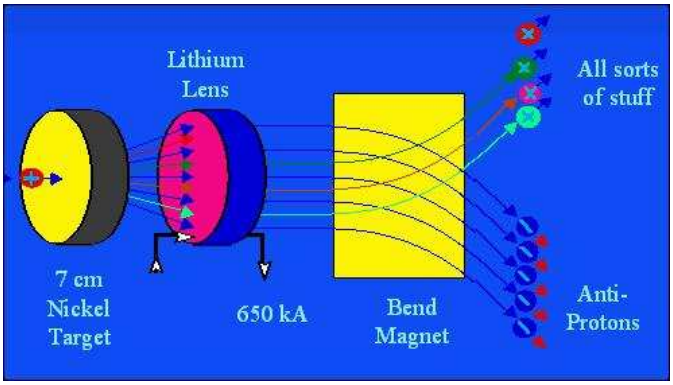


FIG. 2.4 – *Description de la création d'antiprotons.*

2.1.2 Le débuncheur et l'accumulateur

Le débuncheur [20] est un tunnel triangulaire muni de cavités radio fréquence, long de 505 m (figure 2.5). Il permet de réduire la dispersion en énergie et en direction du

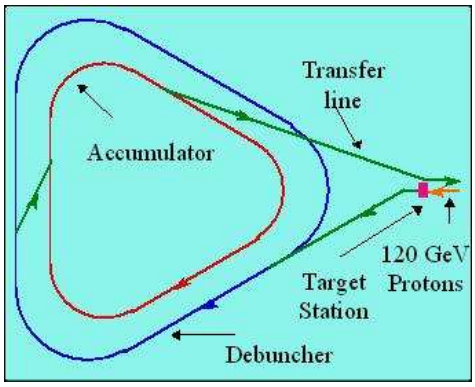


FIG. 2.5 – *Schéma du débuncheur qui permet de passer d'un faisceau pulsé et dispersé en énergie à un faisceau continu et d'énergie constante.*

faisceau et de passer d'un faisceau pulsé à un faisceau continu d'antiprotons. Les antiprotons d'énergie différente ne suivent pas le même parcours dans le débuncheur. Les antiprotons les plus énergétiques qui circulent sur l'extérieur de la trajectoire reçoivent une faible accélération lors de la traversée des cavités. Inversement, les antiprotons les moins énergétiques qui circulent à l'intérieur subissent une plus grande accélération. Donc au terme de plusieurs passages dans ces cavités la dispersion en énergie et en direction du faisceau se réduit. En contrepartie, le faisceau pulsé devient continu. Avant d'entrer dans l'accumulateur, le faisceau est également refroidi par un refroidissement stochastique [21]. L'accumulateur va permettre de regrouper les antiprotons par 84 paquets de 1.5 10^{10} antiprotons. Pour ce faire, l'accumulateur récupère le faisceau de 8

GeV issu du débuncheur. À l'aide de cavités radio fréquence, le faisceau va être décéléré afin que les antiprotons puissent être capturés pour être regroupés. Une fois que les antiprotons sont regroupés par paquets, ils sont alors transférés dans l'injecteur principal afin d'être à leur tour accélérés et d'être injectés dans le Tevatron. Le débunchage du faisceau et la mise en paquet des antiprotons demande environ 8 heures.

2.1.3 Le collisionneur : le Tevatron

Après que les faisceaux aient été créés et accélérés, ils sont injectés dans l'anneau de collision : le Tevatron [22]. C'est un synchrotron supraconducteur de 6.28 km de circonférence. Il permet d'accélérer les faisceaux de 150 GeV (énergie des faisceaux à la sortie de l'injecteur) à 980 GeV. Une fois à cette énergie, les faisceaux sont utilisables pour créer des collisions pendant plusieurs heures, environ 24 heures au printemps 2003. Le Tevatron est également muni de 772 dipôles dans les sections courbes, de 180 quadrupôles servant à focaliser les faisceaux sur les sections droites et 8 cavités radio-fréquences pour l'accélération des faisceaux. Ces derniers sont quant à eux formés de 36 paquets de protons et 36 paquets d'antiprotons. Comme le décrit la figure 2.6, ces paquets sont répartis en trois "super-paquets" séparés de 2.6 μs et chaque super-paquet contient 12 paquets séparés de 396 ns.

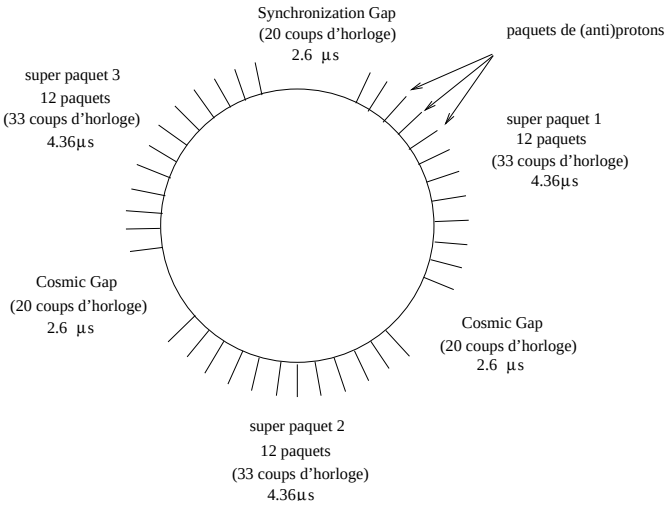


FIG. 2.6 – *Schématisation des faisceaux regroupés en "super-paquet".*

La caractéristique des faisceaux est décrite en détail dans le tableau 2.1

Les deux faisceaux circulent en sens inverse dans l'anneau et interagissent dans les régions de CDF et DØ. Depuis le début du Run II en mars 2001 une luminosité intégrée de 420 pb^{-1} a été fournie par la machine aux deux expériences (fig. 2.7).

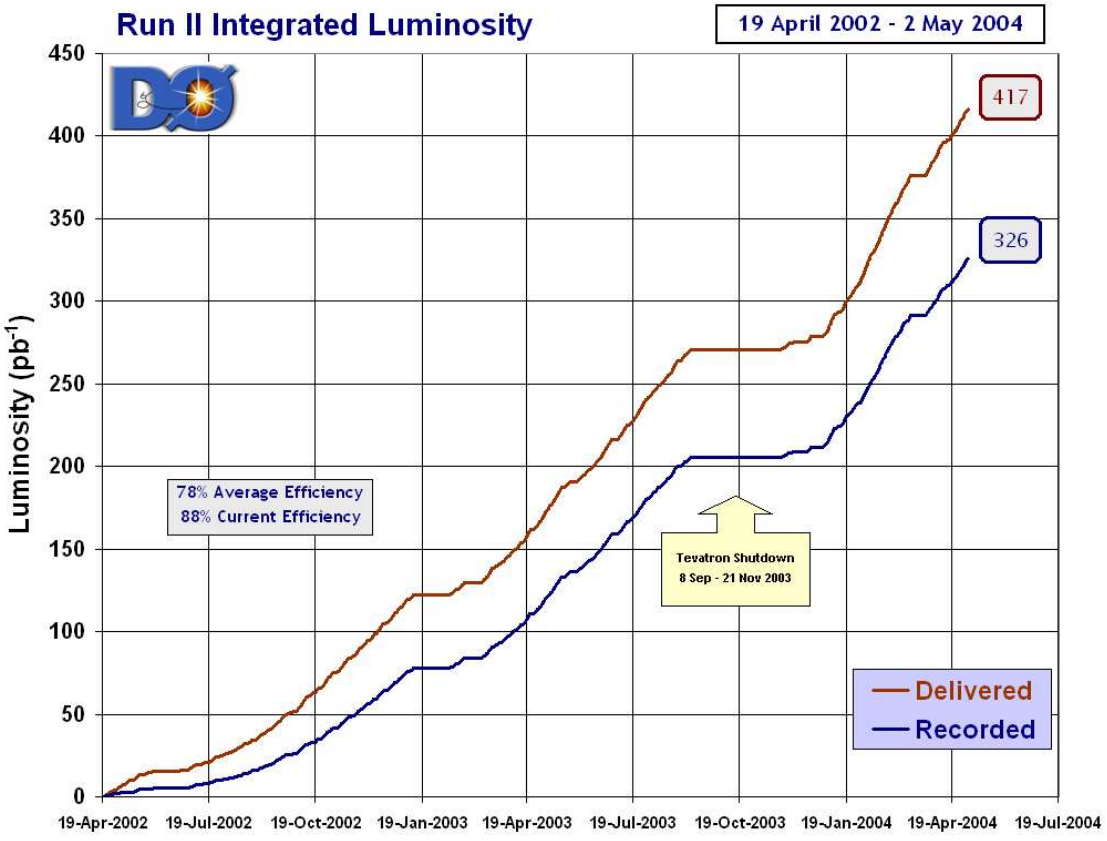


FIG. 2.7 – *Luminosité intégrée délivrée par le Tevatron et luminosité intégrée enregistrée par DØ.*

	Run II nominal
nombre de protons par paquet	2.7 10^{11}
nombre d'antiprotons par paquet	1.4 10^{11}
nombre de paquet de protons	36
nombre de paquet d'antiprotons	36
nombre total d'antiprotons	4.8 10^{12}
taux de production d'antiprotons	4.0 10^{11}
émittance des protons	20π mm - mrad
émittance des antiprotons	14π mm-mrad
énergie des faisceaux	980 GeV
longueur d'un paquet (rms)	0.54 m
luminosité	3.3 $10^{32} cm^{-2} s^{-1}$
luminosité intégrée	70 pb^{-1}/semaine
temps entre les croisements	396 ns
nombre d'interaction par croisement	8.5

TAB. 2.1 – *Paramètres principaux du Tevatron attendus pour le Run II.*

2.1.4 Le recycleur

Le recycleur est un anneau se trouvant dans le même tunnel que l'injecteur principal, et il va servir à recycler les antiprotons. Il est équipé d'aimants permanents qui permettent de stocker à long terme des antiprotons de 8 GeV provenant directement de l'accumulateur ou de la récupération des antiprotons du Tevatron. À la fin d'un cycle de collision, il reste encore la moitié des antiprotons initiaux. La récupération à la sortie du Tevatron s'effectue par une décélération des antiprotons dans l'anneau de collision pour les faire passer de 980 GeV à 150 GeV puis par une seconde décélération dans l'injecteur principal afin de les faire passer de 150 GeV à 8 GeV. Le recycleur reçoit actuellement des antiprotons pour sa période de test.

2.2 Le détecteur DØ

Le détecteur DØ [23] est l'un des 2 plus gros détecteurs situé sur l'anneau de collision du Tevatron. La figure 2.8 représente une vue longitudinale du détecteur.

Nous utilisons un repère direct $\{x, y, z\}$ dont l'origine est le centre du détecteur. L'axe z est l'axe des faisceaux et il est orienté dans le sens des protons. L'axe x est donc l'axe horizontal orienté vers le centre de l'anneau de collision et l'axe y est l'axe vertical orienté vers le haut. En plus de ce système de coordonnées, le système de coordonnées sphériques $\{r, \theta, \phi\}$ est également utilisé. Lors des collisions, les partons interagissant ne possèdent qu'une fraction de l'impulsion incidente des protons et des antiprotons. Le détecteur ne mesure pas les événements au repos et la distribution de ces événements suivant la coordonnée θ n'est pas uniforme. On utilise alors la pseudo-

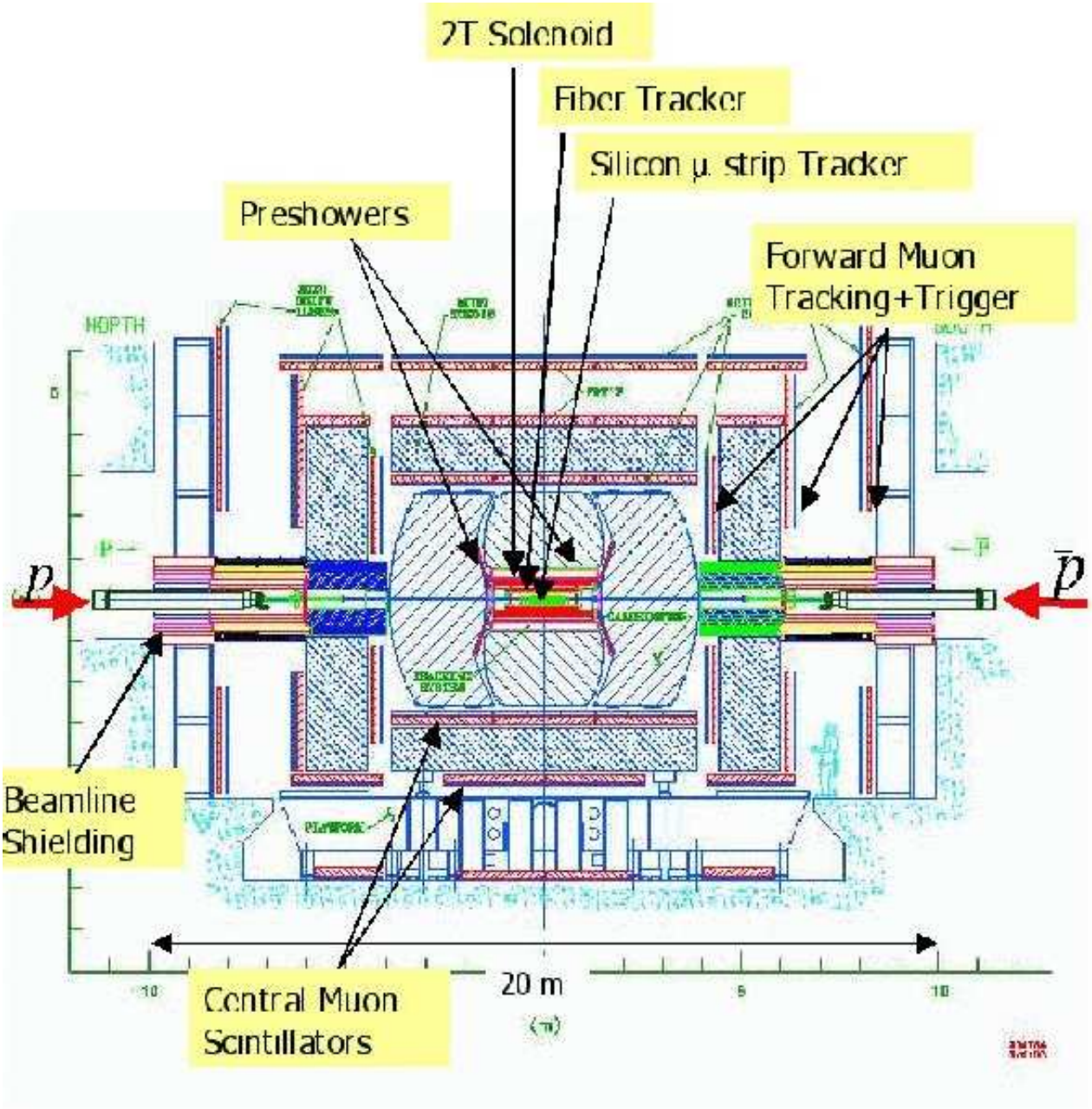


FIG. 2.8 – *Coupe longitudinale du détecteur DØ.*

rapidité $\eta \equiv \ln \tan \frac{\theta}{2}$ qui approche la rapidité y :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \approx \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos\theta}{1 - \cos\theta} = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \equiv \eta \tag{2.1}$$

La rapidité paramétrise la transformation de Lorentz qui fait passer du référentiel du détecteur à celui de la particule en translation suivant l'axe z. La distribution suivant η devient alors uniforme.

La distribution du vertex des interactions suivant l'axe z est approximativement décrite par une gaussienne centrée en zéro d'une largeur de 20 cm. Afin de prendre en compte cette dispersion suivant l'axe z, une distinction entre le $\eta_{detecteur}$ et le $\eta_{physique}$ est faite. Le $\eta_{detecteur}$ représente la coordonnée η en supposant que la collision est produite en $z = 0$, le $\eta_{physique}$ est déterminé à partir de l'angle polaire θ en prenant en compte la coordonnée z du vertex de l'événement.

Le détecteur DØ se compose de sous détecteurs emboités les uns dans les autres autour des faisceaux. En commençant au plus proche des faisceaux, on rencontre principalement :

- un détecteur de vertex à micropistes de silicium
- un détecteur de traces à fibres scintillantes
- un calorimètre à argon liquide (composé d'une partie électromagnétique et d'une partie hadronique)
- un détecteur de muons

Nous présenterons dans la suite chacun de ces sous détecteurs en allant du centre vers l'extérieur.

2.2.1 Les détecteurs de traces

Les détecteurs de traces se décomposent en un détecteur de vertex à micropistes de silicium et un détecteur de traces à fibres scintillantes. Les détecteurs de vertex et de traces permettent une reconstruction des trajectoires des particules chargées ainsi qu'une détermination des vertex primaires et secondaires. La figure 2.9 représente une vue de l'ensemble du système de mesure des traces entouré par un solénoïde supraconducteur qui produit un champ magnétique de 2 Tesla. Vers l'avant, sont également représentés les compteurs de luminosité.

Le détecteur de vertex (SMT)

Le détecteur de vertex permet de reconstruire les vertex primaires et secondaires des interactions. Le SMT (Silicon Microstrip Tracker) s'étend sur une longueur de 64 cm. Il se décompose en deux parties : une partie centrale et une partie vers l'avant montrée sur la figure 2.10. La partie centrale ($|\eta| < 1.5$) se compose de 6 modules chacun étant formé d'un tonneau (barrel) et d'un disque F. Chaque tonneau est constitué de 72 modules disposés en quatre couches de rayons 2.7, 4.5, 6.6, 9.5 cm. Les couches 1 et 3 sont composées d'une seule face recouverte de pistes de silicium pour les 2 tonneaux vers l'avant permettant la mesure en $r - \phi$. Pour les 4 tonneaux le plus au centre, toutes les couches 2 et 4 ont les deux faces recouvertes de pistes. Les pistes de la seconde face forment un angle stéréo de 2° qui permet une reconstruction des points d'impact en 3 dimensions. Le passage d'une particule chargée laisse de 4 à 8 coups dans chaque tonneau. Tous ces modules sont assemblés à l'aide de support de Béryllium et sont alignés avec une précision de 20 μm (Fig. 2.11). Chaque tonneau a, à ses extrémités, un disque F. Ces disques F sont découpés en 12 sections et les deux faces sont recouvertes de pistes formant un angle de 30° entre elles.

En plus des modules centraux, 10 disques sont installés perpendiculairement à l'axe

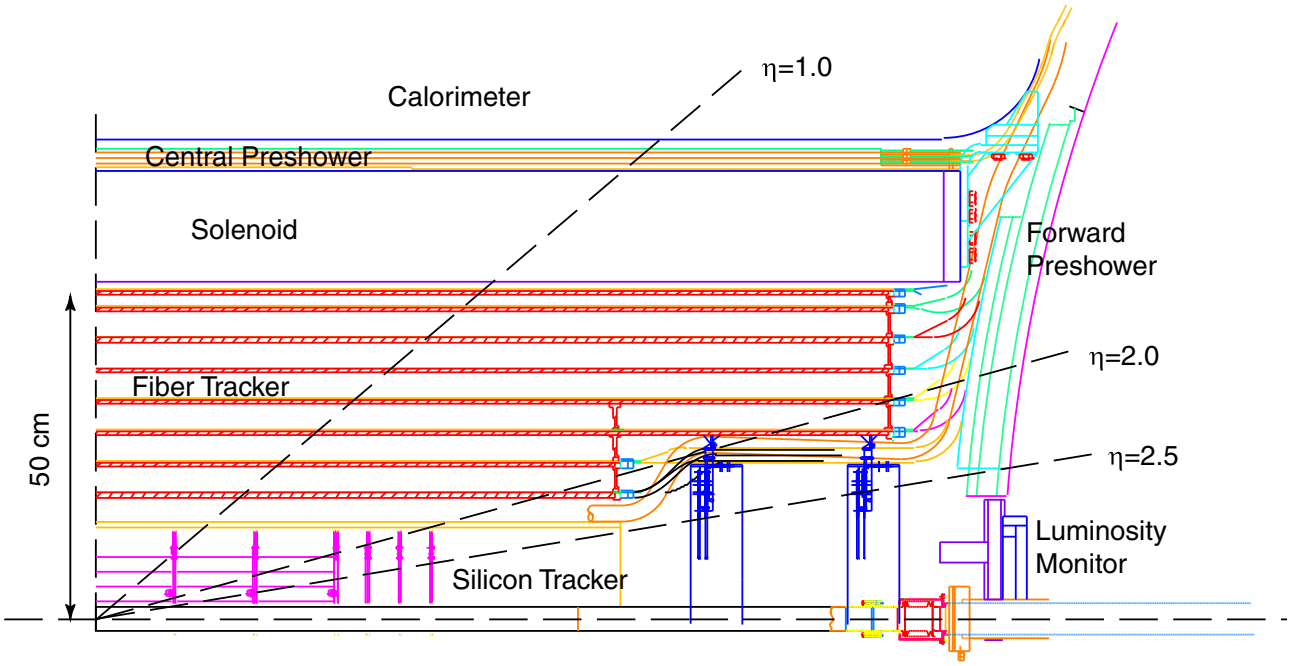


FIG. 2.9 – *Vue en coupe longitudinale du détecteur de vertex au silicium et du détecteur à fibre scintillantes.*

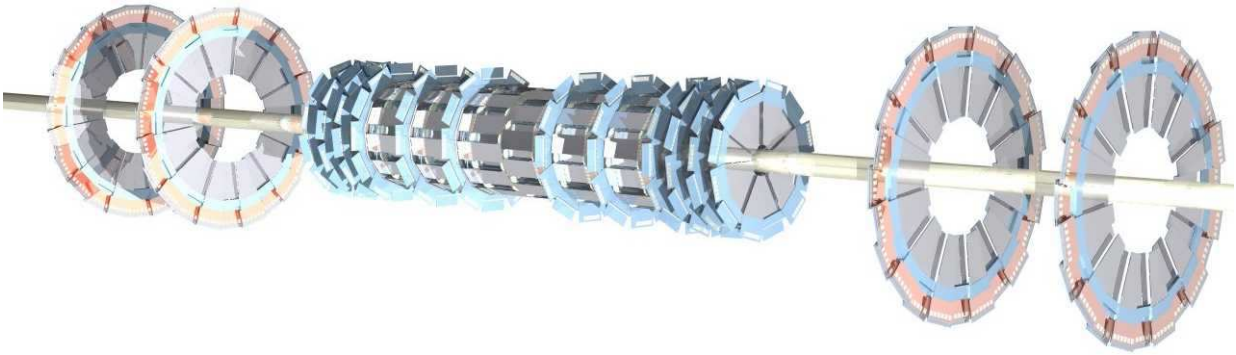


FIG. 2.10 – *Schématisation en 3 dimensions du détecteur de vertex. On y distingue au centre les tonneaux ainsi que les disques F et aux extrémités les disques H.*

du faisceau entre 45 cm et 126 cm. Ils permettent de couvrir des régions jusqu'à $|\eta| < 3$. Cet ensemble de 10 disques est composé de 6 disques F et 4 disques H. Les disques H sont découpés en 24 sections avec un angle stéréo de 15° entre eux. L'ensemble des propriétés des différents sous-systèmes est rassemblé dans le tableau 2.2. L'ensemble

du détecteur permet d'atteindre une résolution sur le paramètre d'impact de 10 μm dans le plan $r - \phi$ et de 40 μm en z.

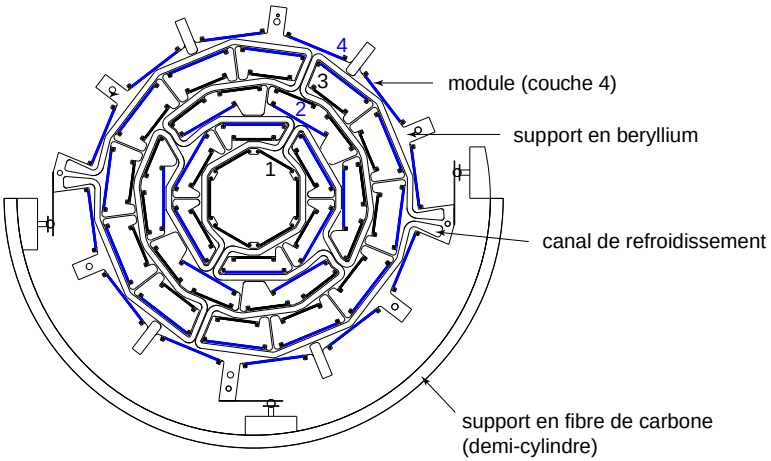


FIG. 2.11 – *Coupe transverse du détecteur de vertex.*

Les 792576 canaux du détecteur sont lus par des circuits intégrés SVX II. Les puces SVX II sont constituées de 128 canaux contenant chacun des mémoires analogiques de 32 cellules ce qui permet de lire le détecteur toutes les 132 ns. Afin de limiter le vieillissement des pistes dû aux radiations, le détecteur est refroidi à environ $-5°$ C grâce à un mélange d'eau-glycol. Le détecteur devrait ainsi pouvoir fonctionner jusqu'à une dose de radiation d'environ 1 Mrad. La couche la plus proche du faisceau reçoit de l'ordre de 0.5 Mrad/fb^{-1}.

Éléments	Simple/Double face	Angle stéréo entre les couches	Largeur des pistes (μm)
tonneau couches 1 et 3 extérieures	simple	0	50
couches 1 et 3 intérieures	double	90	50/150
couches 2 et 4	double	2	50/60
disques F	double	30	50/60
disques H	simple	15	50/50

TAB. 2.2 – *Paramètres des constituants du détecteur de vertex.*

Le détecteur de traces (CFT)

Le détecteur central de traces (Central Fiber Tracker) à fibres scintillantes entoure le détecteur de vertex et il permet de mesurer l'impulsion des particules chargées le traversant. Il est constitué de 8 cylindres concentriques s'étendant dans un rayon compris entre 20 et 52 cm. Les deux cylindres les plus proches du faisceau ont une longueur de 1.66 m tandis que les six autres ont une longueur de 2.52 m. Chaque cylindre est recouvert de deux couches de fibres : l'une orientée suivant l'axe des faisceaux, la seconde

forme un angle stéréo de $\pm$ 3° avec la première pour une mesure des points d'impact en 3 dimensions. Chaque couche est en fait composée de deux sous-couches de fibres décalées par un rayon de fibre (soit 417.5 μm). Une fibre est composée d'un noyau de polystyrène enrichi par un composé fluorescent (Paraterphenyl). Ce composé a une fluorescence rapide et émet à une longueur d'onde d'environ 340 nm. Un second composé fluorescent (3-hydroxyflavone) va absorber cette longueur d'onde et réemettre une longueur d'onde de 530 nm capable de se propager dans la fibre. Les particules chargées traversant les fibres scintillantes vont déposer de l'énergie par ionisation. Une partie de cette énergie va donc être convertie en un rayonnement lumineux de longueur d'onde de 530 nm. L'extrémité de la fibre est couplée à une fibre guide d'onde permettant de transporter la lumière issue de la scintillation jusqu'au système de lecture (figure 2.12). L'autre extrémité non lue de la fibre est fermée par un miroir en aluminium permettant une réflexion de la longueur d'onde de 85% à 90%.

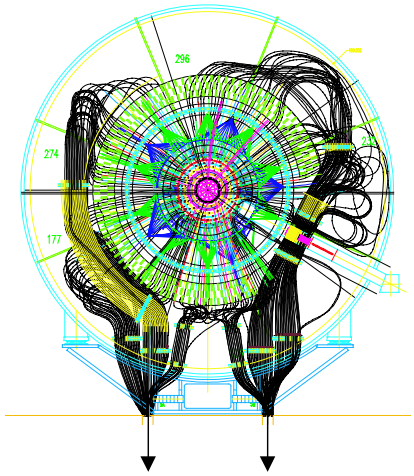


FIG. 2.12 – *Ensemble des guides de lumière qui conduisent la lumière aux VLPC sous le calorimètre.*

Le système de lecture est composé de VLPC (Visible Light Photon Counter) qui sont des photodétecteurs à avalanche convertissant la lumière en signal électrique. Les VLPC ont une réponse très rapide, une efficacité quantique de 75% et un gain élevé à basse température (9K). Les VLPC doivent être placés dans un cryostat d'hélium liquide. Une particule en incidence normale va produire en moyenne 10^3 photons dans les fibres scintillantes, ce qui se traduira au niveau des VLPC par 10 photoélectrons. Le seuil de détection des VLPC est de 1 photoélectron ce qui donne une efficacité par fibre de l'ordre de 98%. Le CFT permet la reconstruction de traces chargées jusqu'à $|\eta| < 2$ et avec une résolution dans le plan (r, ϕ) de 100 μm.

Le solénoïde

Le solénoïde qui entoure les détecteurs de traces produit un champ magnétique qui permet de courber la trajectoire des particules chargées et ainsi de mesurer leur charge et leur impulsion. La compacité du solénoïde a permis de conserver un volume suffisant pour les détecteurs de traces qui est limité par les cryostats du calorimètre à argon liquide. Il mesure 2.73 m pour 1.42 m de diamètre extérieur à une distance de 60 cm de l'axe des faisceaux. Ces 2 couches supraconductrices en alliage d'aluminium, cuivre, nobium et titane permettent d'obtenir un champ d'intensité de 2 Tesla. Ce champ est uniforme à 0.5% près à l'intérieur du volume du solénoïde. En l'absence de matériau magnétique permettant le retour de champ, celui-ci s'effectue à travers le calorimètre et dans une plus faible proportion dans le toroïde avant les chambres à muons. L'aimant fonctionne à une température de 3.6K et représente $1X_0$ devant les calorimètres. On peut estimer les quantités des matériaux traversés par les particules issues de l'interaction en longueurs de radiation X_0, ou X_0 est défini comme la distance moyenne à parcourir pour qu'un électron perde $1 - \frac{1}{e}$ ($\simeq 63\%$) de son énergie.

La résolution nominale de la reconstruction du moment par le détecteur de traces internes (SMT+CFT) est de :

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = \sqrt{0.015^2 + (0.0014 \times p_T)^2}$$

Les détecteurs de pied de gerbes : CPS et FPS

Afin de conserver de bonnes performances pour le calorimètre, des détecteurs de pied de gerbes ont été installés entre le solénoïde et le calorimètre. Les détecteurs de pied de gerbes améliorent l'identification des électrons, la réjection du bruit de fond lors du déclenchement de l'enregistrement des événements et la reconstruction de l'énergie : les détecteurs de pieds de gerbes sont à la fois capable de mesures précises de position et également de mesures d'un dépôt d'énergie laissé par une particule les traversant.

Il y a deux détecteurs de pied de gerbes : un central (central preshower [CPS]) et un à l'avant (forward preshower [FPS]). Le détecteur central couvre l'acceptance $|\eta| < 1.3$ tandis que le détecteur à l'avant couvre l'acceptance $1.4 < |\eta| < 2.5$. Les deux détecteurs sont composés de superposition de fibres scintillantes en forme de triangle ce qui permet d'éviter les zones mortes. Un schéma de ces fibres est montré sur la figure 2.13. Les deux détecteurs de pied de gerbes ont la même électronique de lecture que le CFT. La résolution en position est de 600 μm pour un muon et de 1.4 mm pour un électron.

Le CPS est directement placé entre le solénoïde et le calorimètre. Entre le solénoïde et le CPS se trouve une couche de plomb de $1X_0$ qui vient s'ajouter à l'épaisseur du solénoïde ($1X_0$).

Le CPS est constitué de 3 couches cylindriques de fibres scintillantes de longueur 2.6 m. La première couche est parallèle à l'axe des faisceaux tandis que les 2 autres couches forment un angle stéréo de $\pm$ 23° par rapport à la première couche. Chaque couche contient 1280 fibres qui sont coupées en deux au niveau de z=0 ce qui donne 2560 canaux de lecture. Seule la première couche du CPS est utilisée dans le déclenchement de niveau 1.

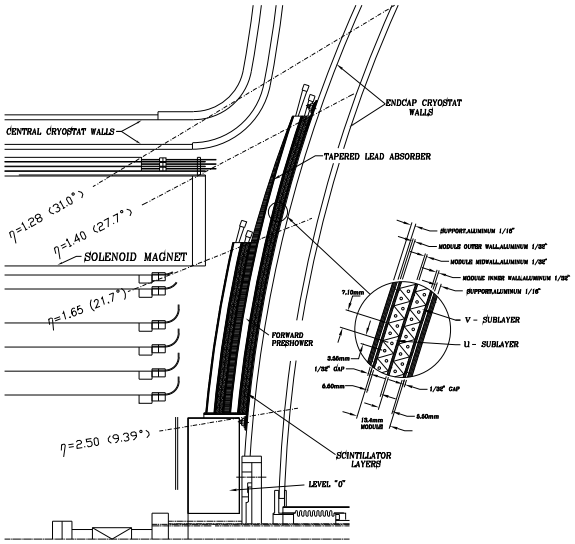


FIG. 2.13 – *Coupe longitudinale du détecteur sur laquelle nous pouvons voir les détecteurs de pied de gerbes. Un agrandissement sur les fibres scintillantes permet de distinguer la géométrie triangulaire de ces dernières.*

Les éléments du FPS sont fixés sur les parois internes des cryostats bouchon du calorimètre. Ils sont composés de deux couches circulaires de fibres scintillantes suivi d'une plaque d'absorbeur en plomb ($2X_0$) puis d'une deuxième série de deux couches de fibres. Les couches de chaque doublet forment entre elles un angle de 22.5°. Le premier doublet de fibres a un rayon de 21.1 cm tandis que le second a un rayon de 74.3 cm. Dans la première couche, les électrons ainsi que les hadrons vont déposer l'énergie d'une particule au minimum d'ionisation [MIP] mais pas les photons. De plus après le passage dans l'absorbeur, les électrons et les photons vont développer des gerbes électromagnétiques tandis que les hadrons déposeront pour la seconde fois un signal MIP. Il va donc être possible de distinguer les électrons des photons et des hadrons. Entre $1.4 < |\eta| < 1.65$, l'absorbeur de plomb ainsi que la première couche de scintillateur sont absents mais l'aimant et le cryostat du calorimètre jouent alors le rôle d'absorbeur. Le FPS a 12500 canaux de lecture.

2.2.2 Le calorimètre

Le calorimètre est un calorimètre à échantillonnage, c'est à dire qu'il est constitué de couches successives d'absorbeur et de milieu actif. La mesure de l'énergie déposée par les particules le traversant ne s'effectue que dans le milieu actif. Lors du freinage des particules dans l'absorbeur, un nombre d'électrons proportionnel à l'énergie des particules est créé, ils ionisent le milieu actif. Pour DØ, le milieu actif est de l'argon liquide et l'absorbant est de l'uranium appauvri. L'argon liquide présente l'avantage d'être stable aux radiations au cours du temps ainsi que d'avoir une grande résistance aux radiations mais il doit être refroidi à 78K. L'utilisation d'uranium appauvri qui a

une grande densité permet la réalisation d'un calorimètre compact. De plus, l'uranium assure une réponse des électrons proche de celle des hadrons.

Le calorimètre est segmenté longitudinalement par couches et transversalement par cellules en fonction de la pseudo rapidité η et de l'angle azimutal ϕ. La cellule en $\eta \times \phi$ est l'unité de base du calorimètre et est représentée sur la figure 2.14. Elle se compose d'une plaque d'absorbeur dont l'épaisseur varie en fonction de la position de la cellule dans le calorimètre et d'argon liquide au milieu duquel se trouve une électrode de lecture. L'espace entre l'électrode et l'absorbeur est de 2.3 mm. L'électrode est soumise à un potentiel positif de l'ordre de 1 kV tandis que l'absorbeur est mis à la masse. La différence de potentiel va permettre la dérive vers l'électrode des électrons issus de l'ionisation de l'argon liquide dûe au passage d'une particule. Le temps de collection de la charge est d'environ 450 ns.

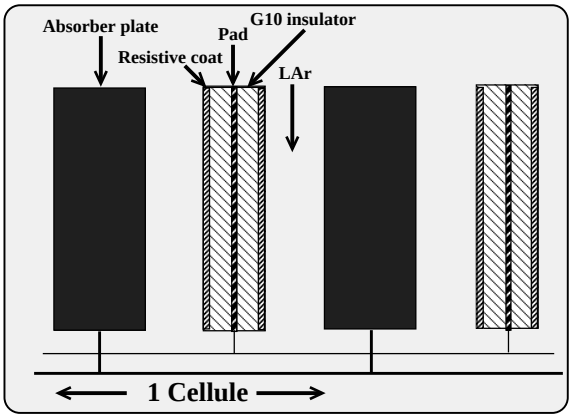


FIG. 2.14 – *Schématisation d'une cellule du calorimètre avec ces plaques d'absorbeur et les électrodes baignant dans l'argon liquide (milieu actif).*

Sur la figure 2.15, on observe que les cellules du calorimètre sont alignées en "tours" ayant un η et un ϕ donné formant ainsi une géométrie pseudo-projective.

Le calorimètre se décompose en trois parties (2.16) : une partie centrale et deux bouchons (à chaque extrémité). Le calorimètre central (CC) s'étend jusqu'à $|\eta| < 1.1$ et les calorimètres avant et arrière (EC) couvrent $1.1 \leq |\eta| \leq 4.0$.

Le calorimètre central est de forme cylindrique de longueur de 2.26 m, de rayon interne 0.75 m et de rayon externe 2.22 m. Il se décompose en 3 parties cylindriques distinctes : une partie électromagnétique (EM) proche des faisceaux puis une partie hadronique fine (Fine Hadronic [FH]) et enfin une partie hadronique plus grossière (Coarse Hadronic [CH]) à l'extérieur. La partie électromagnétique est divisée en 4 couches, la partie fine hadronique en 3 couches et la partie plus grossière n'est constituée que d'une seule couche.

Les 4 couches du calorimètre électromagnétique ont des longueurs de radiation respectives de 2, 2, 7 et 10 X_0 et chaque couche se trouve respectivement à 85, 87, 92 et 99 cm de l'axe des faisceaux. Les 3 couches du calorimètre hadronique fin représentent respectivement 1.3, 1.0 et 0.9 longueurs d'interaction et sont situées à 119, 141 et 158

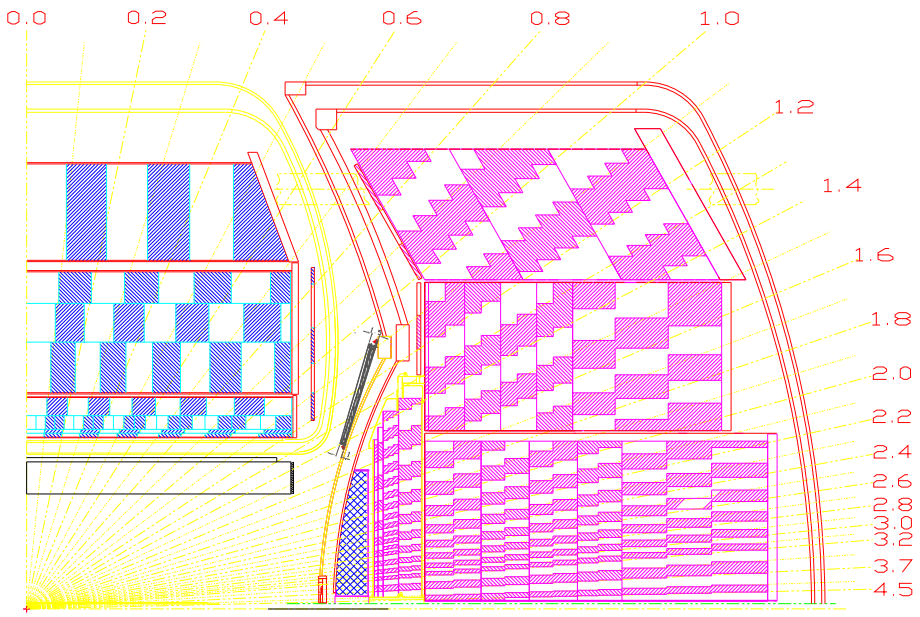


FIG. 2.15 – *Géométrie pseudo-projective du calorimètre.*

cm des faisceaux. La longueur d'interaction λ_I est le libre parcours moyen d'un hadron avant une interaction inélastique. La couche grossière hadronique s'étend sur $3.2\lambda_I$. Elle se situe à 195 cm de l'axe des faisceaux.

Les couches sont disposées en cylindres concentriques et sont segmentées en 32 modules azimutaux pour la partie électromagnétique et 16 pour les parties hadroniques. Entre chaque module, il existe une partie non instrumentée : l'interstice en ϕ. Ces zones sont décalées en ϕ entre la partie électromagnétique et les parties hadroniques afin de ne pas avoir de zone non instrumentée projective. La présence de zone non instrumentée est particulièrement visible dans le calorimètre électromagnétique, là où les gerbes d'énergies déposées vont être plus fines. Une particule peut passer dans un interstice et ne déposera de l'énergie que dans la première couche de la partie fine hadronique.

La granularité des cellules est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$, sauf pour la couche EM3 qui a une granularité plus fine : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$. Au Run I, les particules électromagnétiques déposaient la plus grande partie de leur énergie dans cette couche. Au Run II, avec l'ajout du solénoïde devant le calorimètre le profil longitudinal de la gerbe s'est décalé pour atteindre son maximum dans la couche 2.

Les plaques d'absorbeurs dans la partie électromagnétique et la partie hadronique fine sont constituées d'uranium appauvri et ont une épaisseur respective de 3 mm et 6 mm. Dans la partie CH, les plaques d'absorbeurs ont une épaisseur de 46.5 mm de cuivre.

Les calorimètres bouchons sont composés d'une partie électromagnétique (ECEM) et de parties hadroniques interne (ECIH), centrale (ECMH) et externe (ECOH). Les plaques d'absorbeurs sont perpendiculaires à l'axe du faisceau sauf pour le dernier cylindre hadronique où elles sont inclinées de 60°.

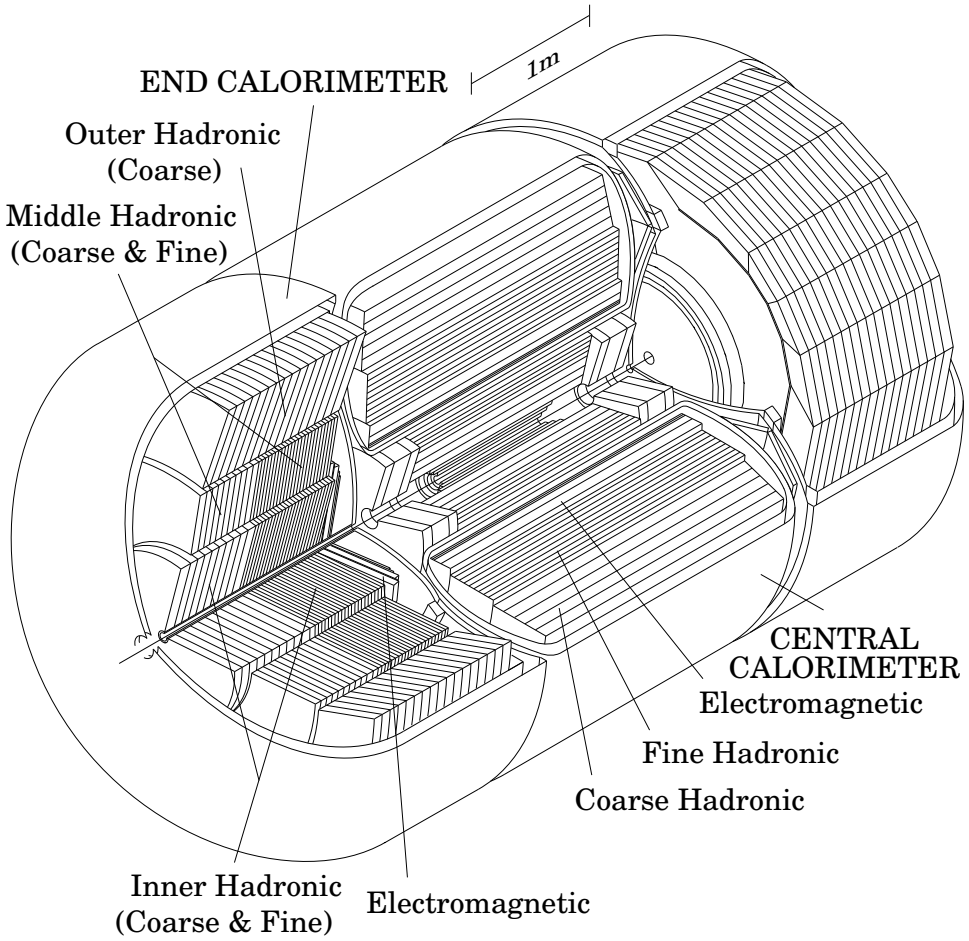


FIG. 2.16 – *Vue du calorimètre DØ avec son calorimètre électromagnétique et hadronique.*

La partie électromagnétique est constituée de 4 couches comme dans la partie centrale. La couche EM1 s'étend suivant z entre 171 cm et 173 cm, EM2 de 173 cm à 175 cm, EM3 de 175 cm à 183 cm et EM4 de 185 cm à 194 cm. Les 2 cm entre les couches EM3 et EM4 sont occupés par une plaque d'acier inoxydable pour des contraintes de construction. Ces couches s'étendent d'un rayon interne de 5.7 cm à 84 cm pour EM1 et 104 cm pour EM4. La partie hadronique interne est composée d'une partie hadronique fine ayant 4 couches et d'une partie hadronique grossière. Chaque couche de la partie fine s'étend sur 1.1 λ_I et la partie grossière sur 4.1 λ_I. La partie interne (ECIH) se trouve en z entre 199 cm et 368 cm et a pour rayon interne 3.92 cm et pour rayon

externe 86.4 cm. La partie centrale (ECMH) est identique au ECIH : 4 couches fines de 0.9 λ_I et une grossière de 4.4 λ_I. La partie hadronique externe (ECOH) est constituée de 3 couches grossières car en géométrie projective, elle se trouve derrière les couches électromagnétiques et hadroniques fines du calorimètre central.
La granularité de toutes les couches à l'exception de la couche 3 est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ tant que $|\eta| \leq 3.2$ puis passe à $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$. Pour la couche 3, la granularité est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$ pour $|\eta| \leq 2.6$ et devient $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour $2.6 \leq |\eta| \leq 3.2$ et à $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ pour $|\eta| \geq 3.2$.

Les performances du calorimètre sont caractérisées par la résolution en énergie σ_E. La résolution du calorimètre peut s'exprimer en fonction de l'énergie incidente en GeV suivant l'équation suivante :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = C^2 + \frac{S^2}{E} + \left(\frac{N}{E}\right)^2 \tag{2.2}$$

N représente le terme de bruit, le terme S traduit les fluctuations de l'échantillonnage et le terme C est un terme constant qui prend en compte la non uniformité de la réponse du calorimètre.

Pour les particules électromagnétiques du calorimètre central les valeurs obtenues [24] sont :

- $C = 0.007 \pm 0.001$
- $S = 0.204 \pm 0.004$
- $N = 0.16 \pm 0.07$ GeV

L'électronique de lecture sera détaillée au chapitre 3.

La région entre les cryostats

La région entre $0.8 \leq |\eta| \leq 1.4$ est la région intercryostat du calorimètre. Afin d'améliorer la résolution de l'énergie transverse manquante des scintillateurs ont été ajoutés dans cette région à l'extérieur des cryostats bouchons formant les détecteurs intercryostat(ICD) qui couvrent la région $1.1 \leq |\eta| \leq 1.4$. Ils sont constitués d'un ensemble de tuiles scintillantes. La lumière produite est dirigée via des fibres optiques vers des photomultiplicateurs. Des cellules sans absorbeurs (dits "massless gap") se situent au voisinage de chaque cryostat. Elles sont directement plongés dans l'argon liquide et utilisent les parois des cryostats en tant qu'absorbeurs.

La granularité de ces détecteurs est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ et sont alignés avec les tours pseudo-projectives. Chaque détecteur intercryostat compte 192 canaux de lecture. Dans le programme de reconstruction, ces détecteurs apparaissent comme étant des couches supplémentaires du calorimètre.

2.2.3 Le système à muons

Le système à muon entoure le calorimètre et est composé de 2 parties distinctes : WAMUS et FAMUS (figure 2.17). La partie WAMUS couvre la partie centrale du détecteur ($|\eta_{detecteur}| < 1$). La partie FAMUS complète la couverture angulaire jusqu'à $|\eta_{detecteur}| = 2$. Un toroïde de fer au centre des 2 systèmes est séparé en 3 parties et permet l'identification de la charge des muons.

Le WAMUS est composé de trois couches de chambres à dérive (les PDT). La couche A se situe à l'intérieur du toroïde et les couches B et C à l'extérieur. Seulement 55% de la région centrale est couverte par les 3 couches de détecteur ; 90% est couvert par au moins deux couches. Pour chaque impact de particules dans les PDT, trois informations sont enregistrées :

- le temps de dérive des charges jusqu'aux fils
- la différence de temps d'arrivée des charges sur un fil et le fil voisin
- la charge déposée sur les damiers

La position de l'impact est reconstruite avec une précision de 375 μm.

La couche C de PDT est entourée de scintillateurs. Ce sont des détecteurs à réponse en 500 ns, qui permettent de rejeter le bruit de fond cosmique en faisant des coïncidences temporelles avec les temps des croisements.

Les éléments de base FAMUS sont des mini chambres à dérives (MDT) pour lesquelles le temps de dérive des électrons est plus court et, en particulier, inférieur au millimètre. De la même façon que dans le WAMUS, on trouve des couches A, B et C chacune organisée en 8 octants.

De plus pour des raisons de déclenchement, le FAMUS comprend 3 couches de scintillateurs, une devant les couches A et C et une derrière la couche B.

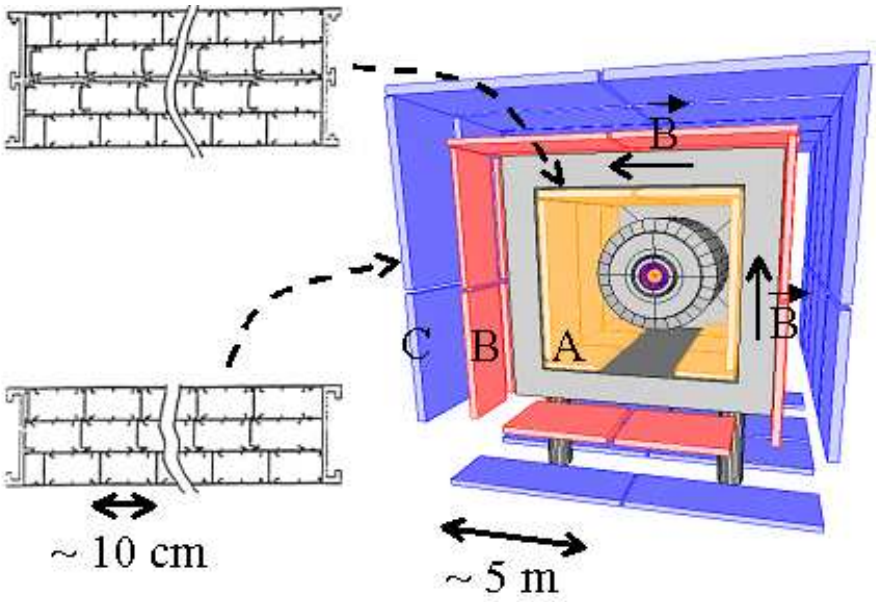


FIG. 2.17 – *Vue des chambres à dérive WAMUS. Une coupe des chambres A et C est représenté à gauche.*

Chapitre 3

La calibration en ligne de l'électronique de lecture du calorimètre

La calibration du calorimètre peut se diviser en 2 grandes parties : une calibration "en-ligne" qui égalise la réponse de l'électronique de tous les canaux et une calibration "hors-ligne" qui permet d'établir l'échelle absolue en énergie et de corriger les effets des matériaux non instrumentés. Lors du Run I, le temps de croisement entre les faisceaux était de 3.5 μs, au Run II il est de 396 ns. Ce changement a entraîné le remplacement de l'électronique de lecture du calorimètre puisqu'il a été nécessaire de réduire les temps de mise en forme du signal et également de mémoriser le signal en attendant les décisions de déclenchement des niveaux 1 et 2. Les temps de mise en forme plus rapide ont demandé un signal de calibration plus proche du signal de physique et un nouveau système de calibration électronique a été conçu et réalisé par le LAL-Orsay et le LPNHE-Paris. Nous décrivons tout d'abord l'électronique de lecture puis les différentes étapes de calibration tout particulièrement la calibration en temps de l'électronique du calorimètre.

3.1 Description de l'électronique de lecture et du système de calibration

La figure 3.1 schématise l'ensemble de l'électronique de lecture du calorimètre : une cellule du calorimètre est représentée par une capacité, viennent ensuite les préamplificateurs, la mise en forme du signal, sa mémorisation et la soustraction de la ligne de base [25]. Sur les électrodes de lecture de la cellule une charge est induite par les électrons engendrés par le passage d'une particule. Ce temps de dérive est d'environ 450 ns. Ce signal provenant des particules est appelé signal de physique dans la suite.

Les cellules peuvent être considérées comme des condensateurs de capacités variables. Leur capacité varie de quelques centaines de pF pour les cellules dans les couches électromagnétiques à quelques nF pour les couches hadroniques. Le courant récolté par l'électrode est transmis hors du cryostat par un câble coaxial d'impédance

30 Ω. Le passage entre l'intérieur du cryostat et l'extérieur est réalisé par les "feed-through" où les signaux sont réorientés : les signaux provenant des cellules du calorimètre y arrivent ensemble pour toutes les valeurs de η mais pour une même couche du calorimètre ; ils repartent en étant groupés en tour (correspondant à l'ensemble des couches du calorimètre pour une valeur en η et en ϕ). Le signal sortant est transmis par 2 câbles de 24 canaux qui correspondent aux 48 canaux composant une tour de déclenchement de niveau 1, elle-même formée à partir de 4 tours de lecture de précision de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$. Le signal partant des feed-through est conduit aux préamplificateurs par des câbles coaxiaux de 30 Ω d'impédance.

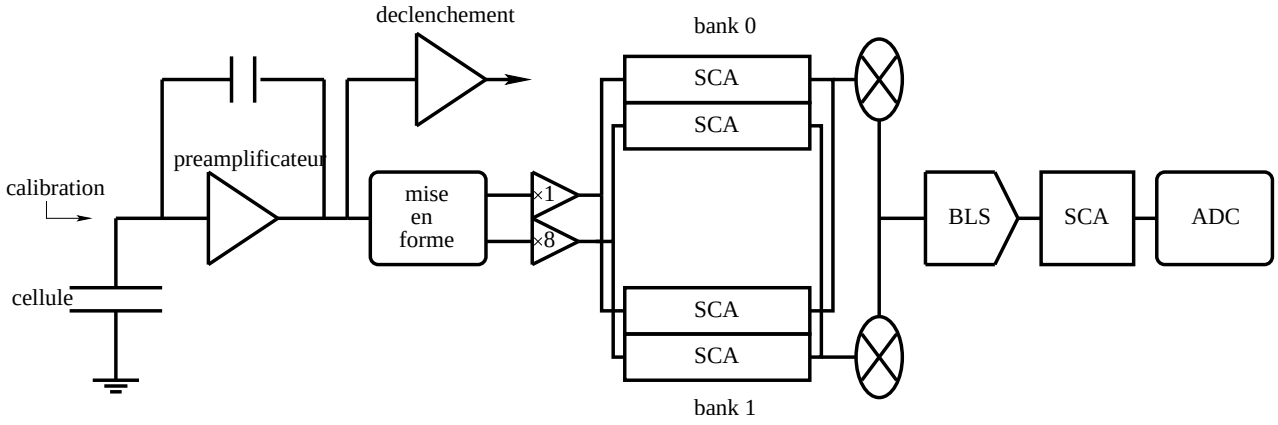


FIG. 3.1 – *Schématisation de l'électronique de lecture du calorimètre de DØ. La cellule du calorimètre est représentée par une capacité. Le signal de calibration est injecté à l'extérieur du cryostat juste avant les préamplificateurs.*

3.1.1 Les préamplificateurs

Les préamplificateurs transforment la charge issue d'une cellule de calorimètre en une tension proportionnelle à la charge déposée. Il existe différentes catégories de préamplificateurs afin de compenser les différences de capacités des cellules du calorimètre. Toutes les cellules du calorimètre sont classées suivant 14 types auxquels correspond une catégorie de préamplificateur répertorié dans le tableau 3.1. Ainsi, après préamplification, tous les signaux ont quasiment la même forme. 48 préamplificateurs sont situés sur une carte mère, correspondant en général à quatre tours de lecture. 96 cartes mères de préamplificateurs prennent place dans une boîte de préamplificateur et 4 de ces boîtes sont nécessaires pour l'ensemble des canaux issus de l'un des trois cryostats. Les 12 boîtes de préamplificateurs sont situées entre le cryostat du calorimètre et les chambres à muons et sont inaccessibles durant la prise de données lorsque le détecteur est en position "fermée". Le signal issu des préamplificateurs est conduit par un câble de 25 m d'impédance 115 Ω jusqu'au système de soustraction de ligne de base (BLS) situé sous le détecteur. Entre les boîtes de préamplificateurs et les cartes

Catégories de préamplificateurs	Capacité de la cellule (pF)	RMS de la capacité (pF)
A	416	150
B	1265	218
C	2182	420
D	4028	594
E	403	43
F	881	159
G	1458	176
Ha	1974	26
Hb	2296	39
Hc	2597	143
Hd	2837	43
He	3185	77
Hf	3604	48
Hg	4088	85

TAB. 3.1 – *Liste des 14 catégories de préamplificateurs en fonction de la capacité de la cellule du calorimètre qu'ils compensent.*

BLS, le groupement des signaux en tour est réarrangé afin de tenir compte des tours projectives aux travers de deux cryostats (chapitre 2).

3.1.2 L'ensemble de soustraction de la ligne de base

La carte de soustraction de la ligne de base, BLS (figure 3.2), comprend également les circuits de mise en forme du signal pour la lecture de précision et pour le signal de déclenchement, ainsi que les mémoires analogiques et la sélection du gain.

La première opération effectuée est la mise en forme du signal. Le signal issu des préamplificateurs a un temps de montée de 430 ns et une descente de 15 μs. Le temps entre deux croisements de faisceaux est de 396 ns, nous avons donc une superposition de signal à la sortie des préamplificateurs (figure 3.3).

Afin d'extraire la hauteur de l'impulsion correspondante réellement au signal, le signal provenant des préamplificateurs est différencié avec un temps constant de 250 ns. Le signal de sortie a un temps de montée de 320 ns et une amplitude proportionnelle à celle du signal venant des préamplificateurs. Le signal sera alors dédoublé et multiplié par un facteur de gain ($\times 1$ ou $\times 8$) afin d'étendre la gamme dynamique des circuits de conversion analogique-digitale (ADC) de 15 à 18 bits. En parallèle, une deuxième mise en forme plus rapide est faite avec un temps de montée de 150 ns et le signal est envoyé aux niveaux 1 et 2 du système de déclenchement. Ces signaux sont sommés pour les parties électromagnétiques et les tours entières afin de créer les éléments de base pour le déclenchement du niveau 1.

La décision de déclenchement du niveau 1 peut demander jusqu'à 4.2 μs, il est donc nécessaire de mémoriser le signal durant ce temps. Ceci est fait dans des mémoires

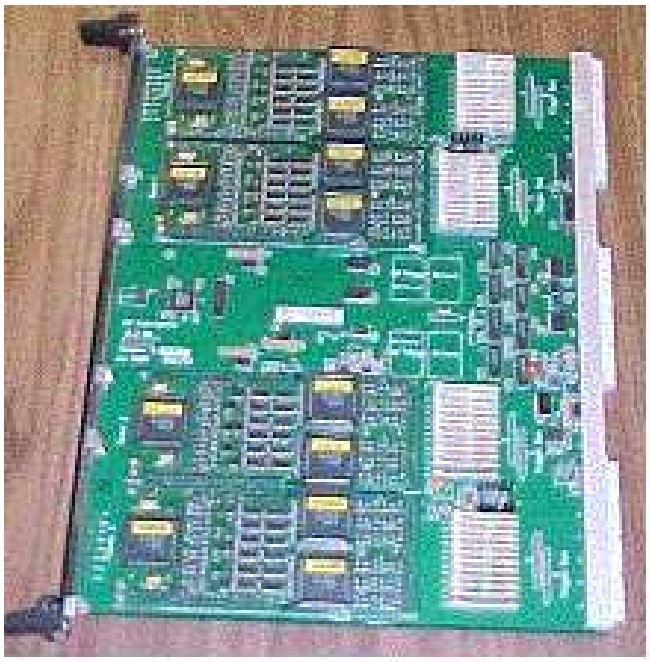


FIG. 3.2 – *Photo d'une carte mère BLS sur laquelle on distingue les 4 cartes filles BLS permettant de traiter chacune une tour du calorimètre.*

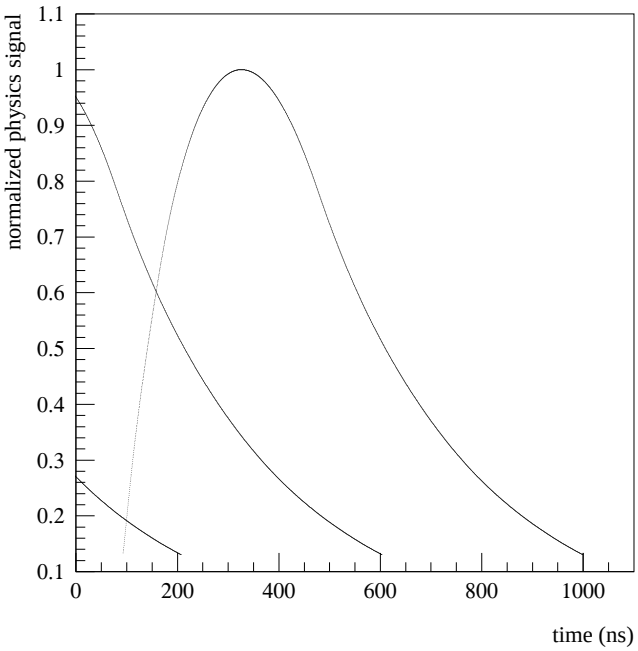


FIG. 3.3 – *Représentation de la superposition d'un signal de physique et du signal provenant de deux événements précédents.*

analogiques constituées d'un ensemble de capacités localisées sur des circuits intégrés : les Switched Capacitor Array (SCA). Un circuit mémorise les signaux de 12 canaux dans 48 cellules pour 48 échantillonnages successifs toutes les 132 ns. Les SCA sont aux nombres de quatre par canal de lecture du calorimètre : il en faut deux pour chacun des deux gains et deux pour alterner entre lecture et écriture et ainsi éviter les temps morts.

Au niveau 1, si la décision de garder un événement est prise, un comparateur calcule le gain qui sera retenu pour la digitisation. Afin de supprimer l'empilement des signaux le signal subit ensuite, une soustraction de la ligne de base. C'est à dire que l'on soustrait au signal le signal mémorisé dans les SCA pour l'événement précédent (396 ns avant l'interaction considérée).

Le signal est encore une fois mémorisé dans des SCA en attendant la décision du déclenchement de niveau 2. Si la décision de déclenchement de niveau 2 est positive, le signal est digitalisé à l'aide d'ADC (Analogic Digital Converter).

Une des 144 cartes ADC digitalise les signaux de 8 cartes BLS. Les cartes ADC sont situées à environ 70 m dans les "maisons de comptage mobiles", en dehors de la zone irradiée. Au même endroit se trouve également le système de "timing and control" qui gère le traitement des informations provenant du système de déclenchement et des cartes BLS afin de fournir à la digitilasition, l'information nécessaire pour un événement donné.

3.1.3 Le système de calibration

Afin de fournir une impulsion simulant une charge déposée dans le calorimètre, le système de calibration de DØ est constitué de 12 générateurs d'impulsion identiques (pulser). Ayant 12 boîtes de préamplificateurs, chaque boîte est munie de son propre système de calibration. Chaque générateur d'impulsion envoie des signaux de commandes différentielles et des courants continus à des répartiteurs (fanout) actifs situés dans les boîtes de préamplificateurs. Le signal de calibration sera alors engendré au niveau de ces répartiteurs par des bascules (switch). Une bascule va générer l'impulsion sur 48 canaux non adjacents. La figure 3.4 permet de décrire le détail des connections entre les générateurs d'impulsion et les préamplificateurs.

Les générateurs d'impulsion sont contrôlés par une carte VME, appelé Pulser Interface Board (PIB) [26]. Cette carte permet de contrôler l'amplitude et le temps auquel on veut produire le signal de calibration ainsi que le choix des canaux à calibrer. L'amplitude du signal de calibration est déterminée par un convertisseur numérique-analogique (DAC) de 18 bits qui génère un courant maximal de 100 mA. Les bascules permettent de créer un signal quasiment triangulaire avec un temps de montée très court de l'ordre de 60 ns et une décroissance exponentielle de 400 ns.

3.1.4 Agencement de l'électronique

L'électronique du calorimètre compte environ 55000 voies de lecture mais seules 48000 d'entre elles sont reliées à une cellule du calorimètre. Si on définit comme profondeur la couche à laquelle appartient une cellule du calorimètre, une "tour" est donc

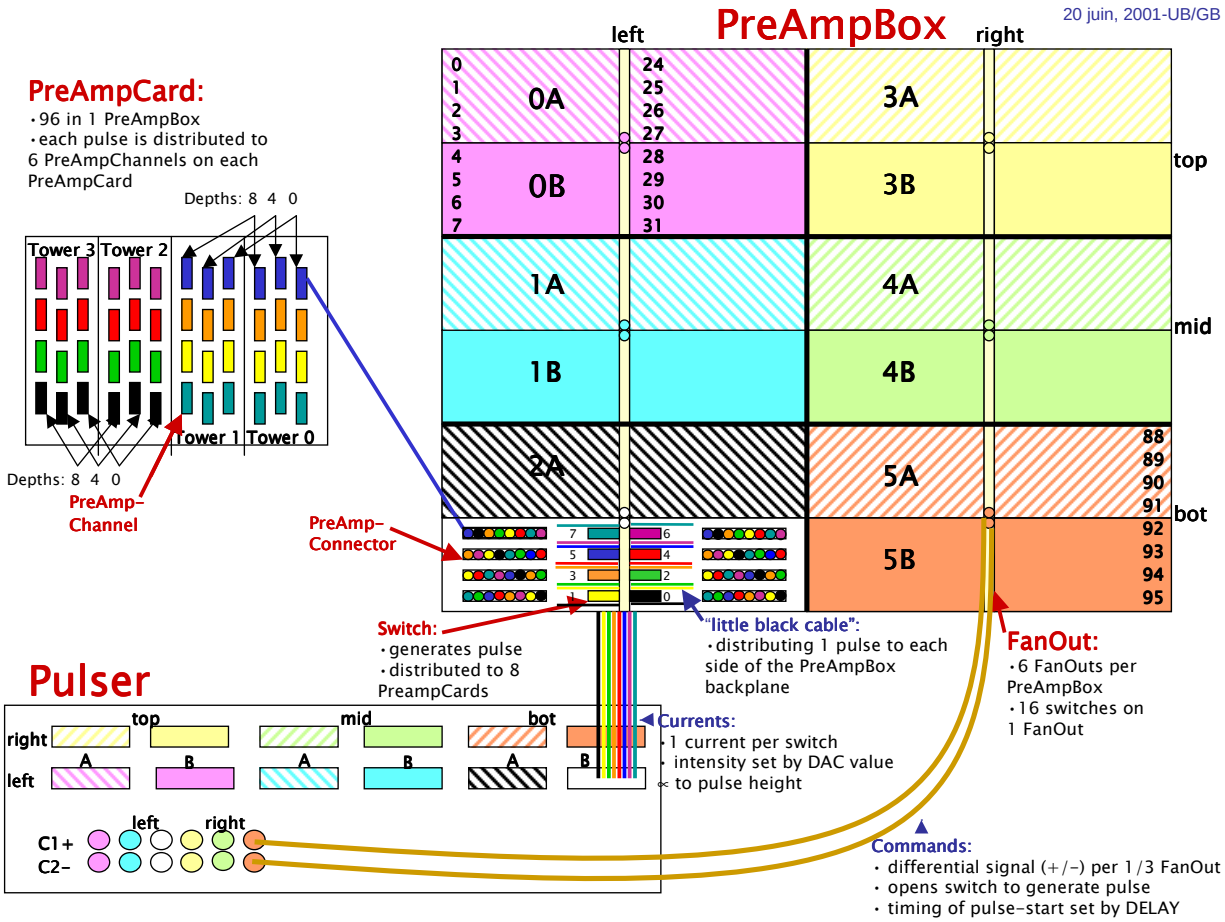


FIG. 3.4 – *Représentation d'une connections d'un générateur d'impulsion de calibration à une boite de préamplificateurs.*

l'ensemble des cellules de différentes profondeurs à η et ϕ constant.

Le calorimètre est divisé en 12 "quadrants". Il existe 4 quadrants par cryostat du calorimètre : les quadrants numérotés 0, 1, 10 et 11 ont les canaux correspondant au cryostat Nord, les quadrants 4, 5, 6, 7 forment le cryostat Sud et les quadrants 2, 3 et 8, 9 représentent le calorimètre central. Chaque quadrant est subdivisé en 12 cartes ADC et chaque carte ADC traite les signaux de 8 cartes BLS. On définit le numéro d'un canal électronique suivant la convention :

$$Canal = Profondeur + 12 \times (Tour + 4 \times (BLS + 8 \times (ADC + 12 \times Quadrant))) \quad (3.1)$$

Où la $Profondeur$ varie de 0 à 11, la $Tour$ de 0 à 3, la carte BLS de 0 à 7, la carte ADC de 0 à 11 et le $Quadrant$ de 0 à 11. Le calorimètre étant composé d'une partie électromagnétique et d'une partie hadronique, une tour du calorimètre se compose de 7 profondeurs électromagnétiques (de 0 à 6) et de 4 à 5 profondeurs hadroniques (de 7

à 10 ou 11 suivant l'emplacement dans le calorimètre).

3.2 Le principe de la calibration en ligne

La calibration en ligne de l'électronique permet d'uniformiser la réponse des voies d'électroniques, de corriger des effets de non linéarité, d'intercalibrer les différents gains et de contrôler le bon fonctionnement de l'ensemble de l'électronique. Pour effectuer des mesures de précision telle que la mesure de la masse du boson W, la calibration de la chaîne de lecture de l'électronique doit être faite avec une précision meilleure que 1%.

Le principe de la calibration électronique est d'injecter une impulsion connue à l'entrée de la chaîne de lecture et d'étudier, à la sortie, la réponse de l'électronique au signal. L'étude de la réponse de l'électronique à la variation de l'amplitude du signal de calibration permet de déterminer des coefficients de correction des gains et de linéarité. La variation en temps du signal permet l'étude de sa forme pour en déduire des corrections relatives au temps d'échantillonnage et des corrections des différences entre la réponse à un signal de physique (issu d'une interaction de particule) et un signal de calibration.

Il existe 2 manières d'injecter un signal de calibration. Il peut être introduit soit au niveau même des cellules du calorimètre (calibration froide) soit juste à la sortie du cryostat (calibration chaude). La calibration de DØ est une calibration chaude qui a l'avantage d'être accessible en cas de problème mais son signal n'aura pas traversé le même chemin que le signal de physique dans le calorimètre de DØ. Le signal de calibration est injecté au niveau des préamplificateurs comme on peut le voir sur le figure 3.1 et une partie du signal est réfléchie vers le cryostat. La forme de la réponse au signal de calibration varie suivant la capacité de la cellule et la longueur des câbles parcourus. On observe une réponse au signal de calibration différente pour les cellules électromagnétiques et les cellules hadroniques pour lesquelles les effets de réflexion sont plus important comme on peut le voir sur la figure 3.5.

3.3 La calibration en temps

Pour obtenir une bonne résolution en énergie, le signal doit être échantillonné à son maximum. Des différences dans la longueur des câbles et les caractéristiques des composants électroniques utilisés peuvent introduire des différences d'un canal à l'autre. Pour les signaux de physique, la mise en temps des signaux est vérifiée à partir des données à triple échantillonnage : en enregistrant le signal aux temps d'échantillonnage à $\pm$ 132 ns et à 0 ns de l'interaction, le maximum du signal peut être reconstruit. Par un changement de câble ainsi que des retards supplémentaires, le maximum des signaux peut être ajusté à $\pm$ 10 ns. Pour les différences résiduelles, une correction est appliquée au niveau de la reconstruction.

Pour les données de calibration, un ajustement en temps peut être fait pour tous les canaux. Ils reçoivent leur signal d'un répartiteur actif (16 $\times$ 48 canaux) : une ligne à retard programmable permet de faire varier le signal de commande en temps.

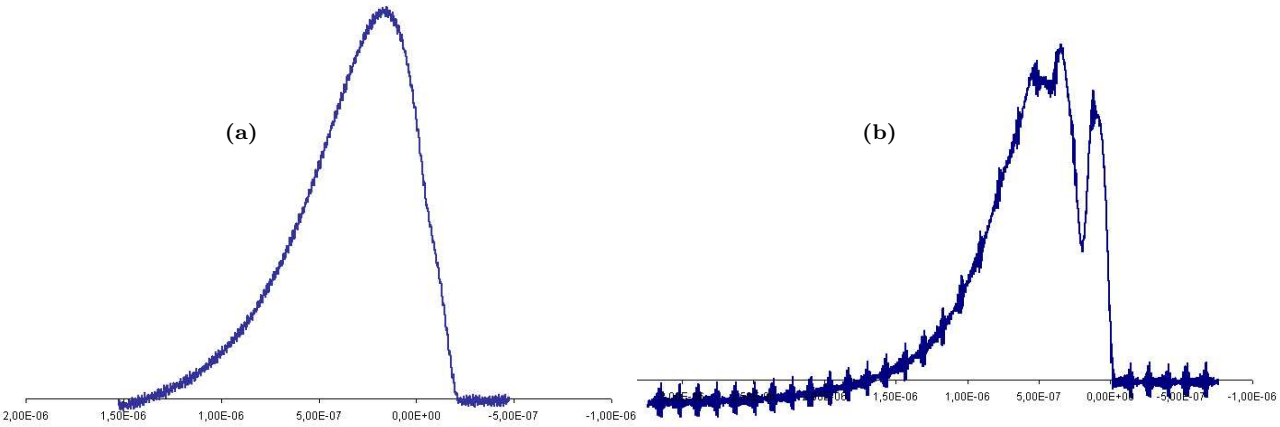


FIG. 3.5 – *Réponses à un signal de calibration provenant d'un canal électromagnétique a) et d'un canal hadronique du calorimètre b) mesurées à l'oscilloscope après la mise en forme sur la carte BLS.*

Grâce à une variation du retard, la forme du signal de calibration peut être reconstruit (figure 3.6). Comme la ligne à retard ne permet d'introduire qu'un retard maximal d'environ 500 ns, le temps d'échantillonnage peut être varié par pas de 132 ns et ainsi le signal peut être reconstruit dans son intégralité. L'étude de la forme du signal permet de comparer le signal à des modèles de simulation et de déterminer une correction pour tenir compte de la différence de réponse entre un signal de physique et un signal de calibration.

3.3.1 Les mesures de calibration

L'ensemble des mesures de mise en temps de calibration a été réalisé principalement entre Février 2002 et Juin 2002. Pour ces mesures, un signal de calibration d'amplitude constante a été utilisé mais avec des valeurs de retard qui variaient par pas d'environ 10 ns (la ligne à retard permet un ajustement par pas d'environ 2 ns pour un maximum de 255 pas). Pour chaque valeur de retard on mesure la valeur moyenne et la dispersion de l'amplitude de la réponse au signal de calibration pour une cinquantaine d'événements. Ces valeurs moyennes sont montrées sur la figure 3.7 en fonction du retard pour un canal électromagnétique et un canal hadronique. Comme nous l'avons déjà signalé, il existe une différence entre les canaux électromagnétiques pour lesquels la réflexion sur la cellule du calorimètre est plus rapide, et les canaux hadroniques où l'on observe clairement un creux prononcé dans la courbe. À partir de ces courbes, on recherche le temps pour lequel on atteint le maximum de la courbe (retard optimal) par un ajustement d'un polynôme d'ordre 2. Pour s'affranchir des problèmes éventuels que cause cette réflexion dans la recherche du maximum, on restreint le domaine d'ajustement autour du maximum de la courbe et on effectue un ajustement de courbe à $\pm 95\%$ du maximum pour les canaux électromagnétiques et à $\pm 97\%$ pour les canaux hadroniques.

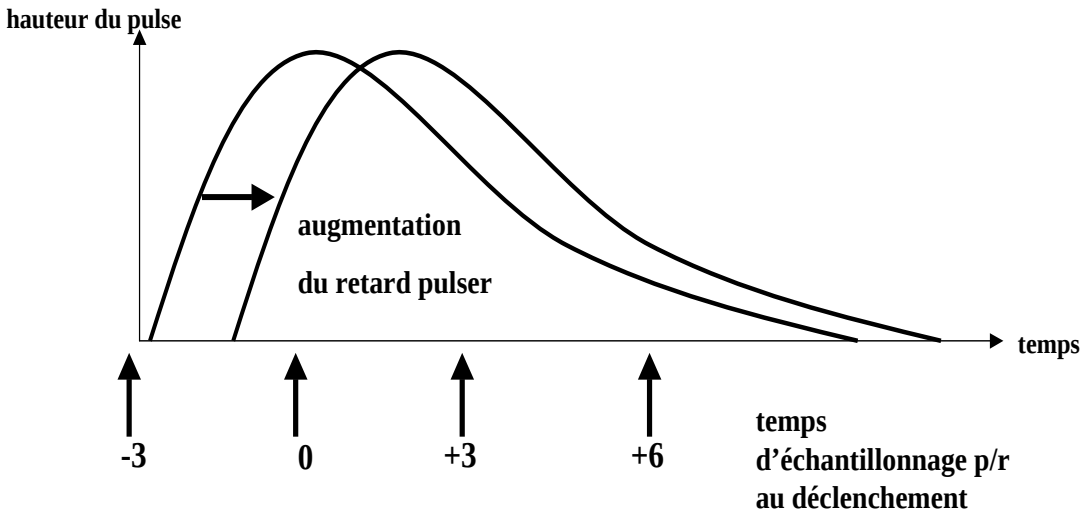


FIG. 3.6 – *Vue schématique de l'influence du retard du générateur d'impulsion vis à vis du temps d'échantillonnage. Ceci doit être ajusté afin que l'échantillonnage se produise au maximum de la courbe. Une miscalibration en temps induit une dégradation de la résolution du signal.*

Un exemple d'ajustement de courbe sur un canal électromagnétique et sur un canal hadronique est montrée sur la figure 3.7.

3.3.2 Les résultats

L'ensemble des retards optimaux pour 2 des 4 quadrants du calorimètre central est montré par exemple sur la figure 3.8. Les valeurs de ces retards sont représentées par un carré d'intensité différente suivant les "coordonnées" :

$$x = \quad Profondeur + 12 \times Tour \tag{3.2}$$

$$y = \quad BLS + 8 \times ADC \tag{3.3}$$

Sur ces figures, on observe que les dernières profondeurs de chaque tour (les profondeurs 11) n'ont pas de valeurs de retard optimal (bandes bleu verticales) parce qu'elles ne sont pas instrumentées. Dans le calorimètre central, ces canaux n'ont pas de préamplificateurs. On observe également une bonne uniformité des valeurs de retard optimal pour les profondeurs électromagnétiques (les 5 premiers canaux de chaque tour), mais les profondeurs hadroniques subissant des réflexions vont parfois avoir un signal distordu et le maximum de la courbe peut être légérement déplacé.

Afin de déceler d'éventuels biais systématiques, les retards optimaux doivent être regardés pour tous les canaux d'un même répartiteur, pour lequel le même signal de commande et donc la même ligne à retard est utilisée. La figure 3.9 montre la distribution des retards optimaux pour chacune des boîtes de préamplificateurs. La figure 3.10 montre les retards optimaux pour les préamplificateurs de type E de la boîte de préamplificateurs numéro 2 et pour les 6 répartiteurs. Nous ne représentons que des préam-

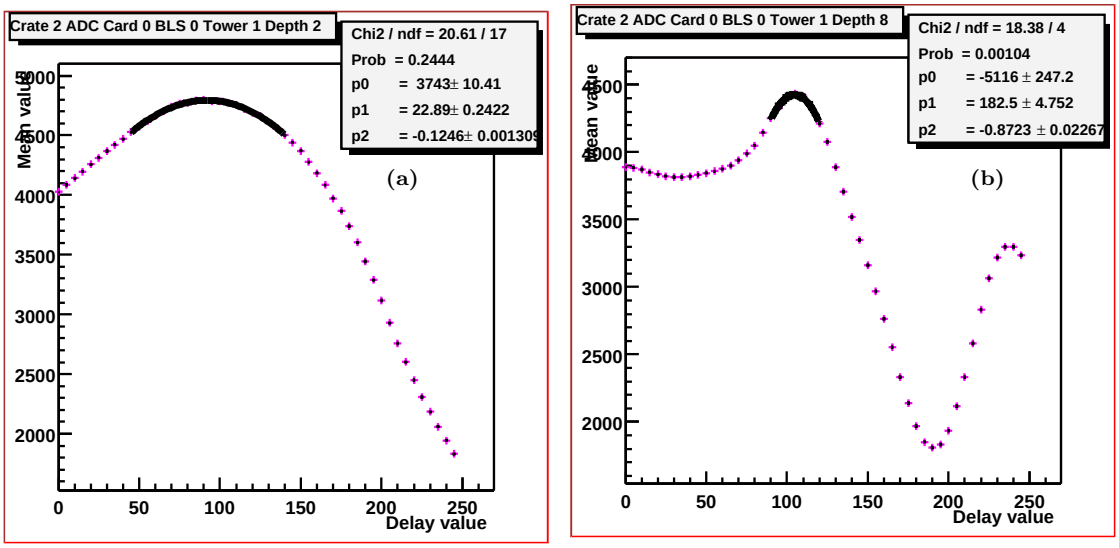


FIG. 3.7 – *Réponse à un signal de calibration provenant a) d'un canal électromagnétique et b) d'un canal hadronique. On effectue un ajustement de courbe (courbe noire) à ±95% du maximum pour les canaux électromagnétiques et à ±97% pour les canaux hadroniques.*

plificateurs de type E parce qu'ils sont associés à des canaux électromagnétiques qui sont moins soumis aux fluctuations, permettant ainsi des mesures précises des retards optimaux. On établit donc, la moyenne du retard créé par les signaux de commande puis on corrige ces effets de retard afin de déterminer concrètement les retards dûs uniquement aux générateurs. La correction moyenne de ces effets est inférieure à 1%.

Au cours de cette étude, nous avons rencontré des canaux anormaux. On voit sur la figure 3.11, que certains canaux hadroniques ont deux voire trois maxima locaux. Ceci peut provenir de problème dans l'électronique de lecture de ces canaux. Les mesures faites ont permis de cartographier le calorimètre : en déterminant la valeur du retard pour laquelle la courbe est au maximum ainsi qu'en relevant la valeur de l'amplitude maximale, nous avons pu déterminer les canaux problématiques. La figure 3.12 montre la valeur de l'amplitude de la réponse au signal de calibration mesurée pour une valeur de retard optimal pour le même quadrant, à 6 mois d'intervalle. La valeur moyenne de l'amplitude en elle-même a varié entre ces deux mesures, mais on observe nettement que dans la deuxième série de mesures, les fluctuations entre canaux sont plus faibles. On voit sur la figure 3.12a) des lignes rouges correspondantes à des tours qui rencontraient un problème. Celles-ci ont disparu dans la seconde série de mesures car ces cartes ont bien été réparées.

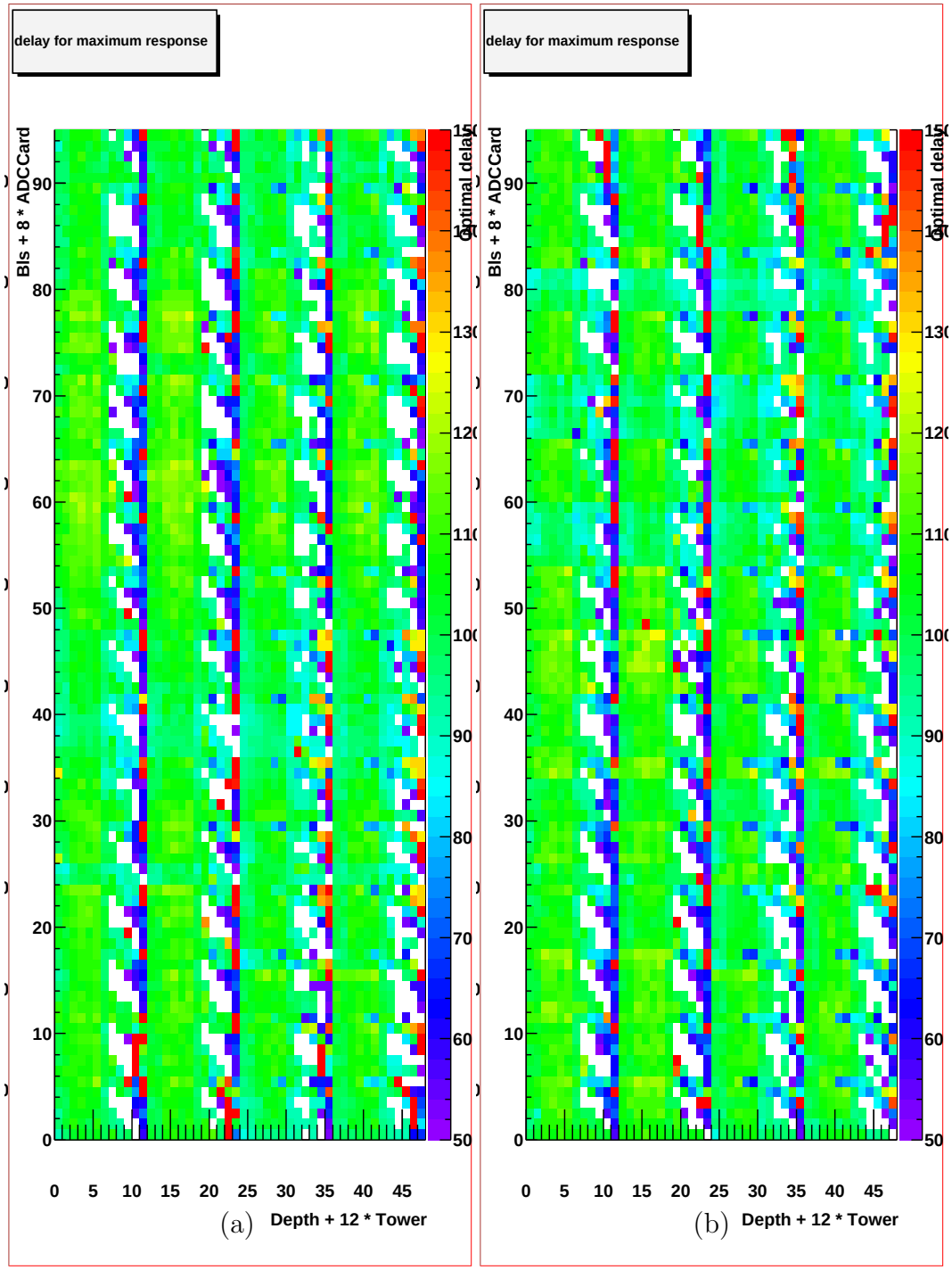


FIG. 3.8 – *Ensemble des retards optimaux obtenus pour les 4 quadrants composant le calorimètre central. On observe une bonne uniformité pour les canaux électromagnétiques.*

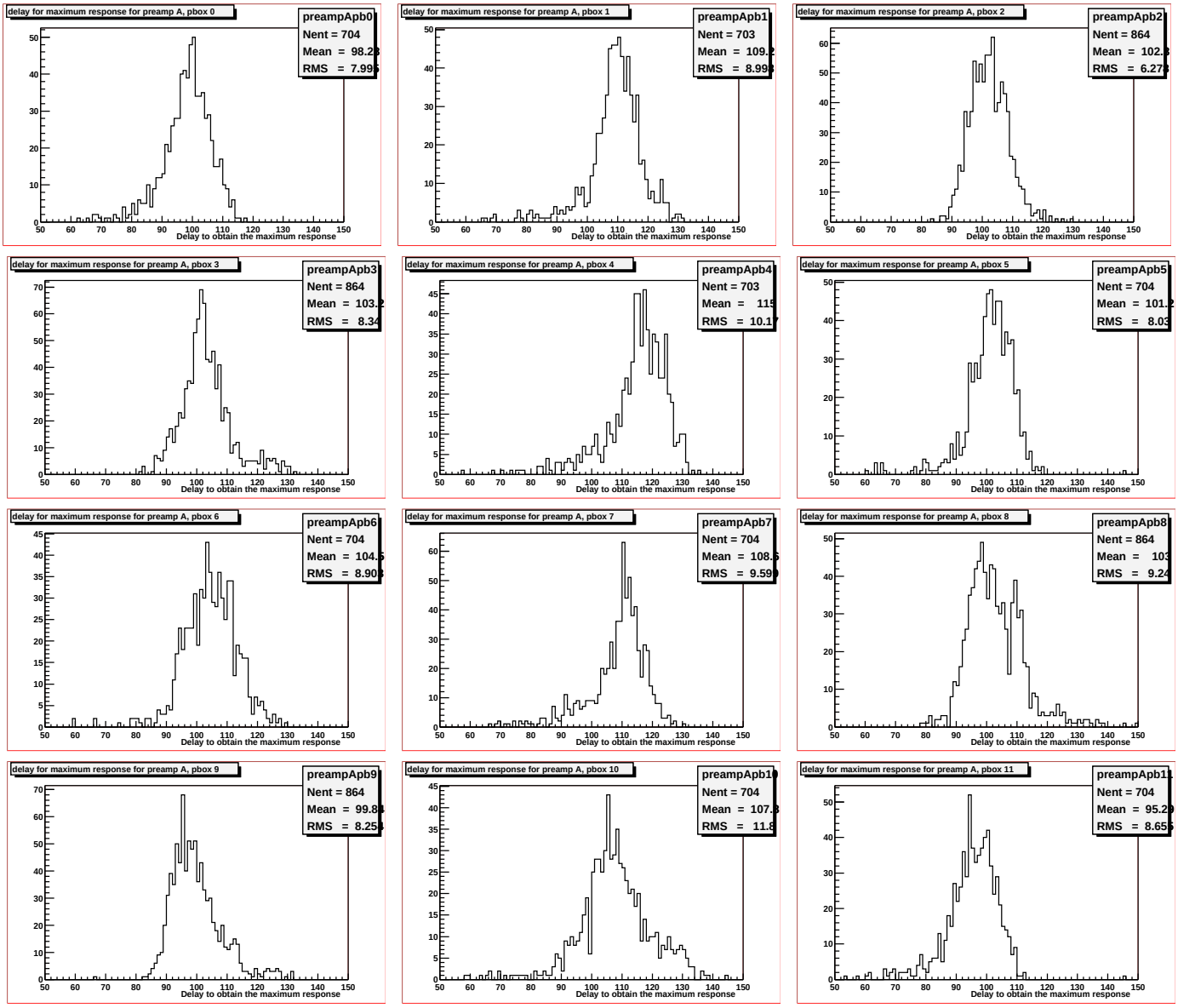


FIG. 3.9 – *Distribution des retards optimaux des canaux associés à des préamplificateurs de type A pour chacune des 12 boites de préamplificateurs.*

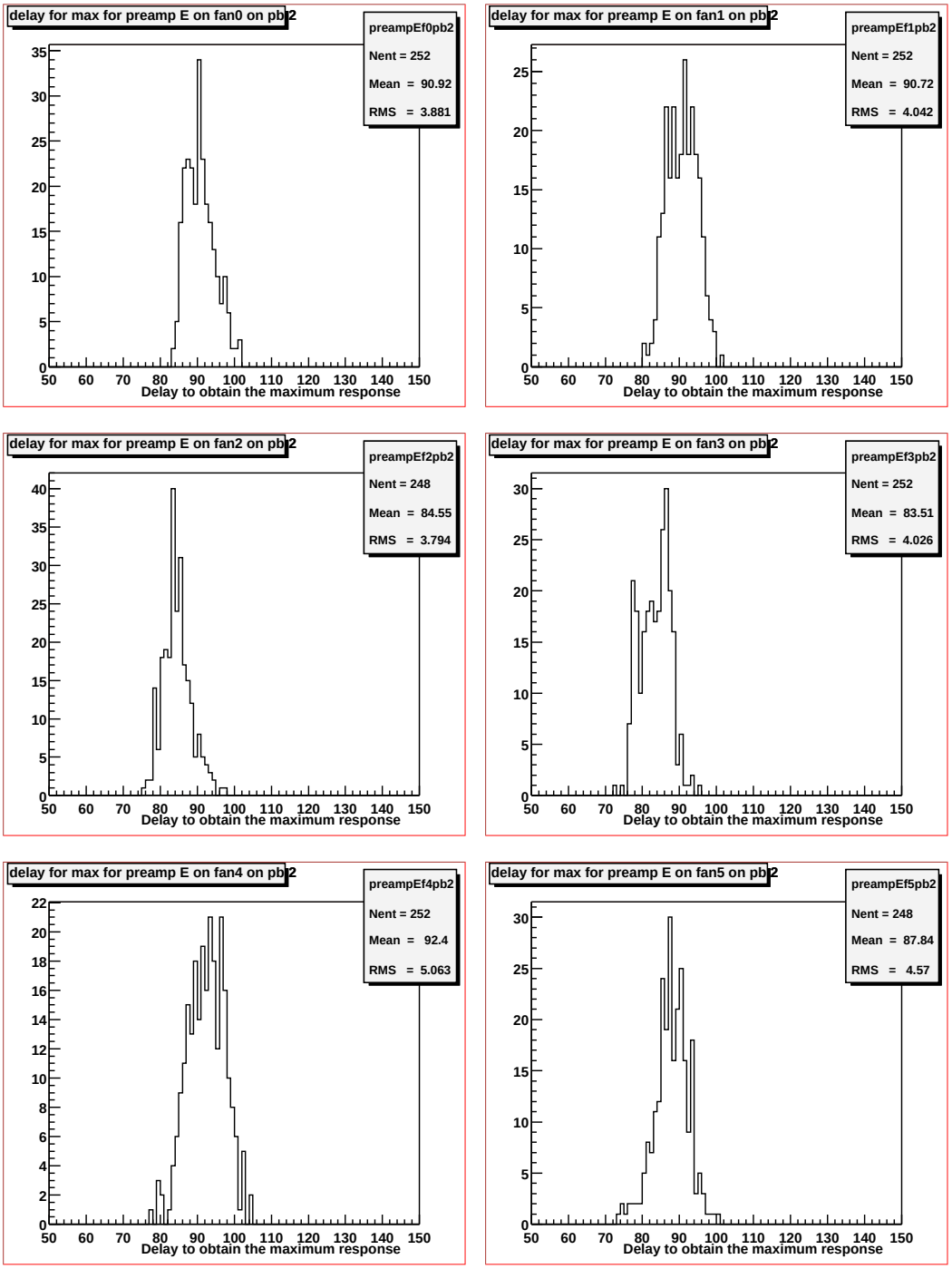


FIG. 3.10 – *Ensemble des retards optimaux obtenus pour les préamplificateurs de type E de la boîte de préamplificateurs 2 et en fonction des 6 commandes provenant du générateur d'impulsion.*

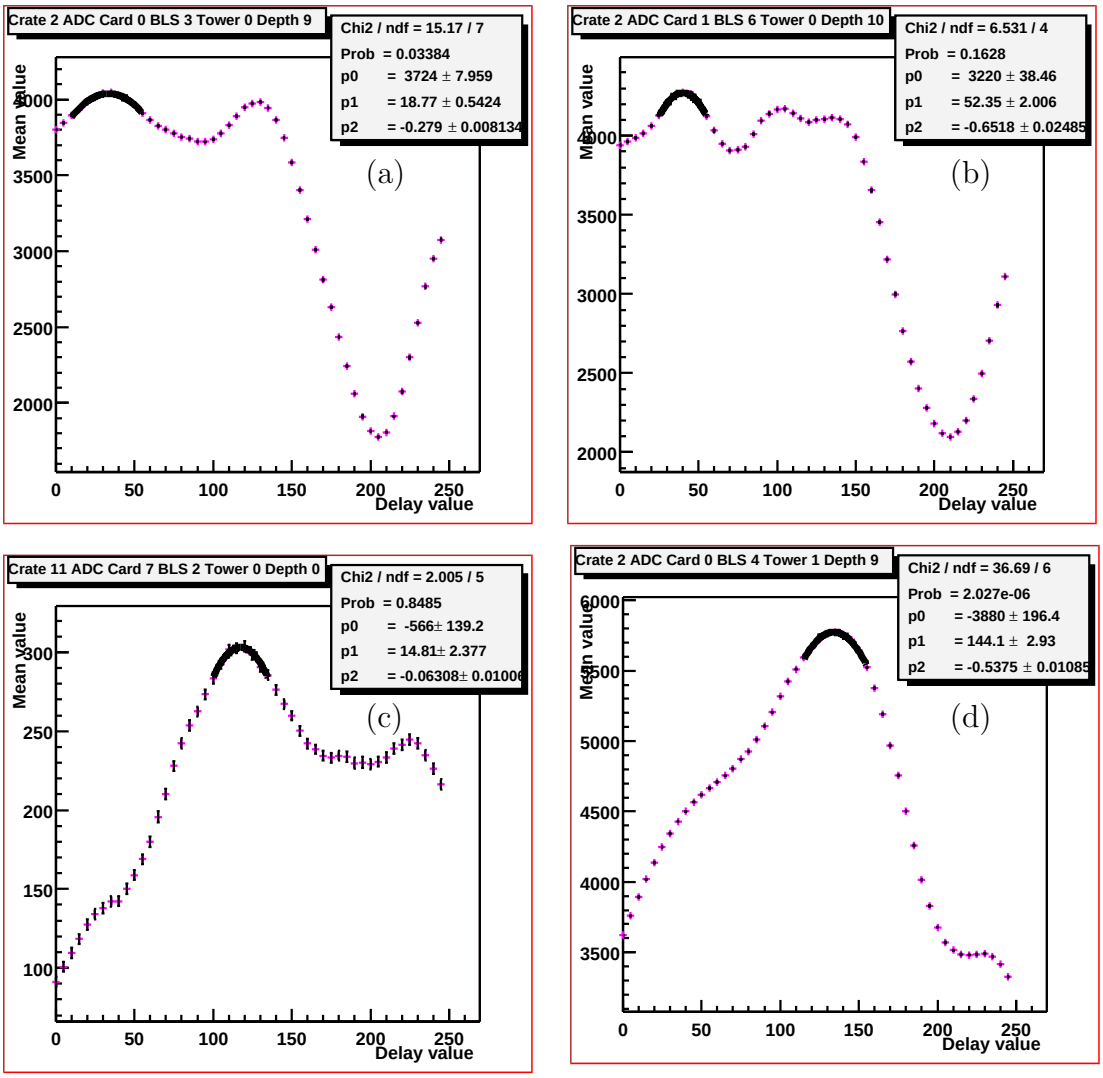


FIG. 3.11 – *Quelques exemples de canaux anormaux : (a) Canal hadronique dans lequel on observe 2 maxima et pour lequel le maximum absolu est le premier, (b) autre canal hadronique où l'on observe 3 maxima, (c) un canal électromagnétique de forme étrange et d'amplitude nettement inférieure à la moyenne (4500), (d) un canal hadronique d'amplitude légèrement plus élevée que la moyenne et de courbe non comparable aux autres canaux hadroniques.*

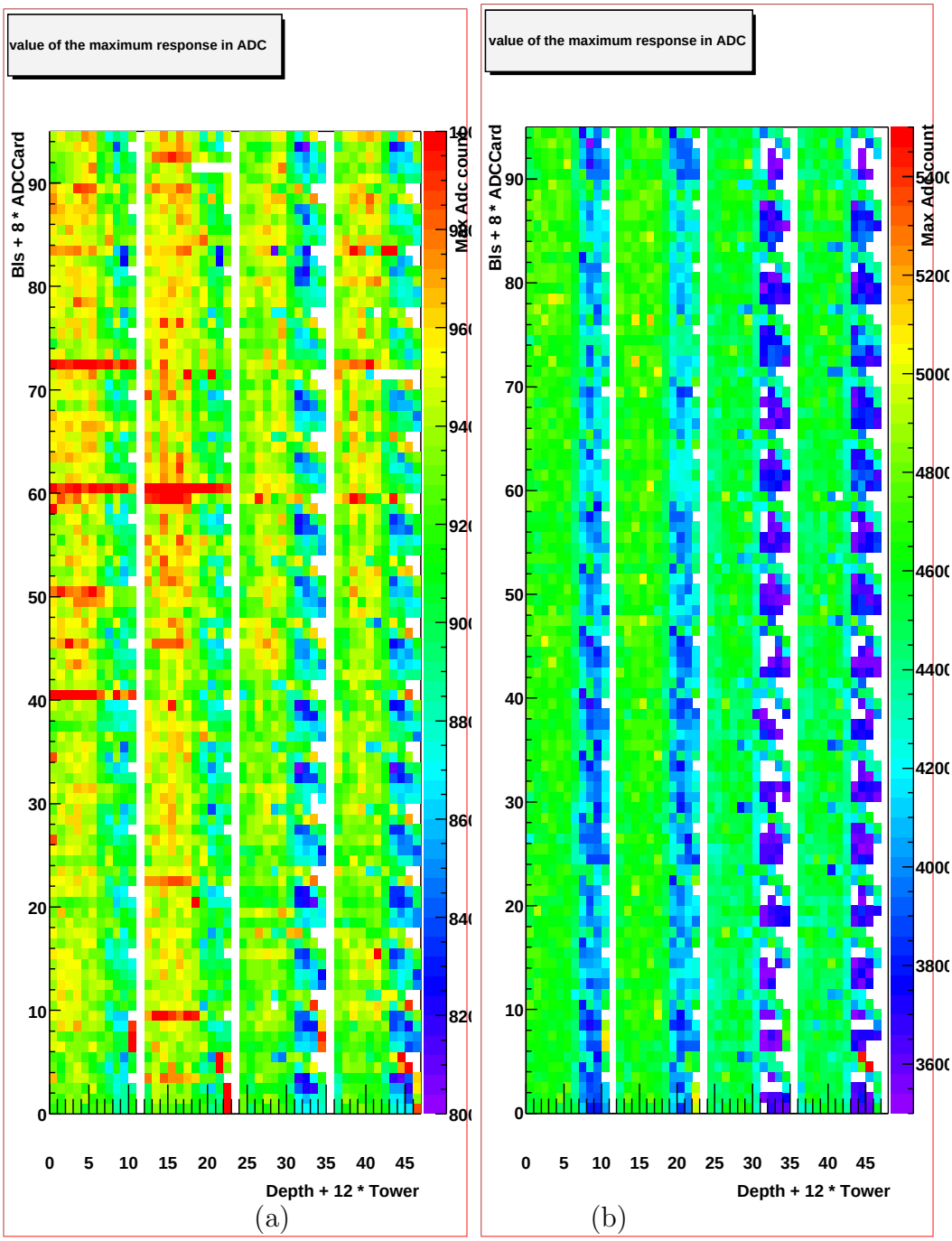


FIG. 3.12 – *Amplitudes obtenues au retard optimal pour l'ensemble des canaux du quadrant 2. La figure a) donne ces amplitudes obtenues, et la figure b) donne pour les mêmes canaux, les amplitudes 6 mois plus tard. On observe sur la figure a), des lignes rouges reflétant des problèmes de cartes BLS que l'on voit résolus dans la figure b).*

3.3.3 Comparaison avec le signal physique

À partir de la réponse au signal de calibration, on peut effectuer une comparaison avec le signal physique.

Les lignes à retard ne permettent pas de reconstruire la forme du signal au delà de 400 ns. Pour obtenir l'intégralité de la réponse au signal de calibration et pouvoir le comparer au signal de physique, il faut effectuer ces mesures à différents temps d'échantillonnage que l'on superpose dans la suite. La variation du temps d'échantillonnage est possible par pas de 132 ns. Cette durée est déterminée très précisément à partir de l'horloge de l'accélérateur.

Afin de reconstruire la forme du signal en temps, nous devons convertir en ns la durée d'un pas, c'est à dire d'une "unité de retard". On observe sur la figure 3.13, que cette conversion varie ici entre 1.6 ns et 1.9 ns pour les six lignes à retard utilisées dans un même générateur de courant.

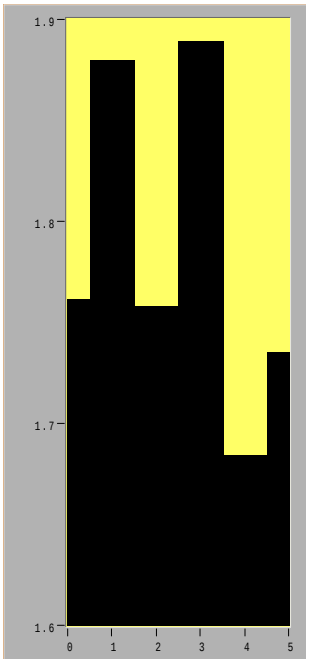


FIG. 3.13 – *Facteurs de conversion des unités de retard en ns pour les commandes d'un générateur d'impulsion. On voit que ces facteurs ne sont pas homogènes pour les 6 commandes des distributeurs.*

Sur la figure 3.14, le facteur de conversion a été appliqué sur l'ensemble des courbes d'un canal électromagnétique et d'un canal hadronique. Les courbes ne se superposent pas correctement : la première superposition de courbe paraît correcte mais la dernière superposition ne l'est pas. Ceci implique que les facteurs de conversion ne sont pas constants. Des points fixes sont donnés pour chaque début de courbe, que l'on sait espacés de 132 ns. En faisant varier la durée d'une unité de retard jusqu'à superposition des amplitudes de 2 courbes successives à ce point fixe, nous déterminons une valeur

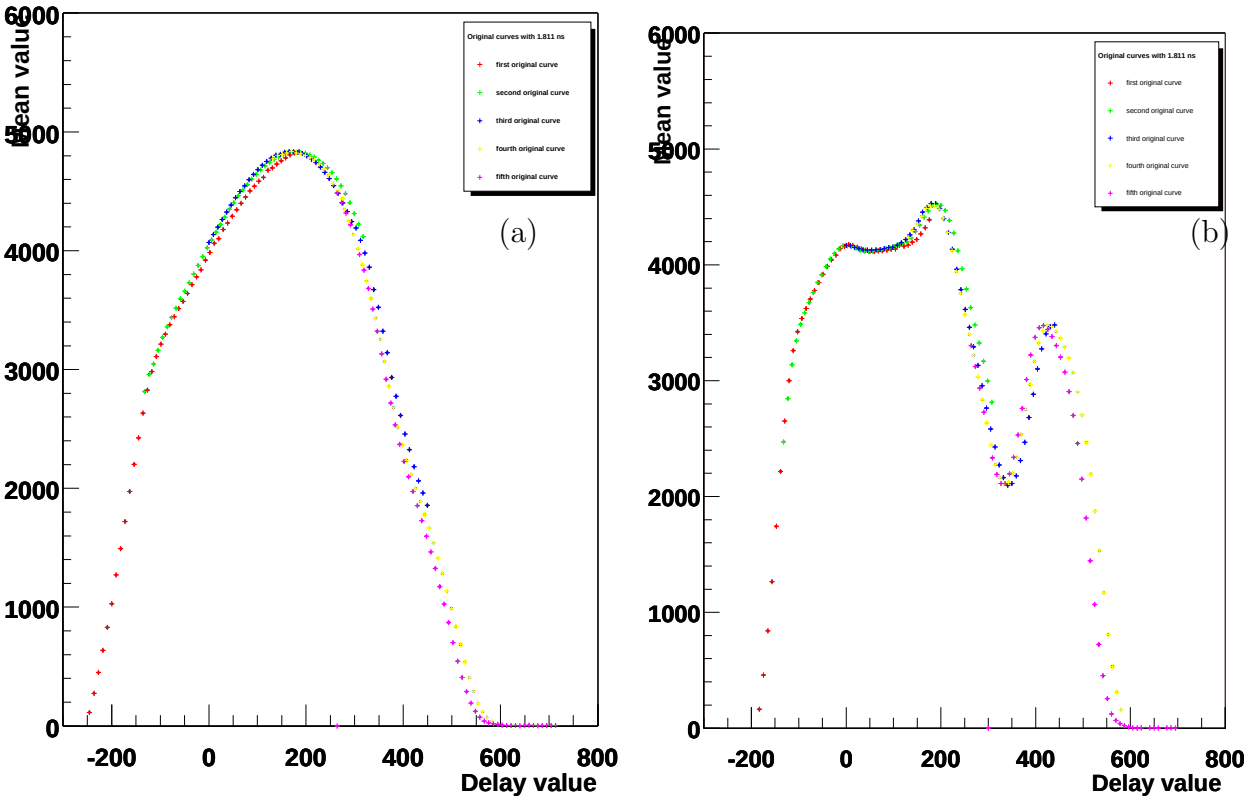


FIG. 3.14 – *Exemple de courbes électromagnétique a) et hadronique b), où l'on applique un facteur de conversion fixe pour passer des unités de retard aux ns. Les courbes se superposent relativement bien au début mais pas dans la suite.*

moyenne de 1.8 ns par unité de retard à comparer au 2 ns par unité de retard nominale. On obtient ainsi pour chaque courbe et pour chaque point d'échantillonnage, un facteur de conversion. La figure 3.15 montre le résultat obtenu sur un canal électromagnétique ainsi que les facteurs de conversion obtenus en chacun des points. Pour les canaux hadroniques, les facteurs de conversions appliqués correspondent aux valeurs moyennes des facteurs de conversion établis (figure 3.15c) sur les 5 canaux électromagnétiques précédents les canaux hadroniques. Le résultat est montré dans la figure 3.15d) et l'accord obtenu est satisfaisant. Utilisant ces résultats de facteur de conversion et en les appliquant à l'ensemble des canaux, on peut déduire le retard optimal moyen pour un quadrant du calorimètre en ns et le comparer aux valeurs obtenues pour le signal de physique [27]. L'ensemble des valeurs est regroupé dans le tableau 3.2 et une correction de cette différence est appliquée aux gains utilisés dans la reconstruction.

L'ensemble des éléments constituant la chaîne d'électronique de calibration ont été simulés afin de pouvoir modéliser la réponse au signal de calibration [28] et au signal de physique.

Afin de déterminer les caractéristiques de chaque canal, telles que la capacité de

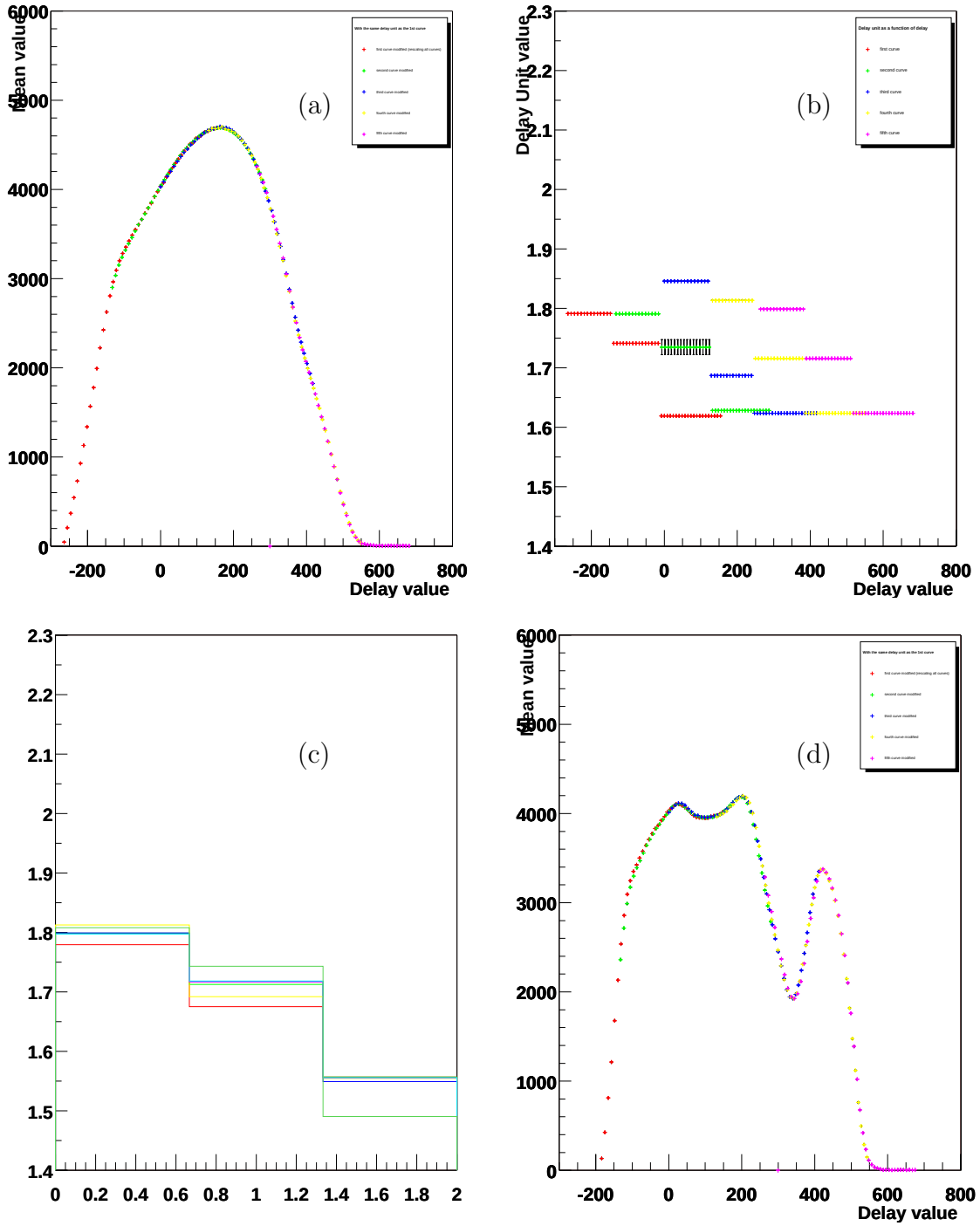


FIG. 3.15 – *Exemple de courbes de retard électromagnétique (a) et hadronique (d). (b) Facteurs de conversion déterminés pour le canal électromagnétique vu en (a). Pour les canaux hadroniques on utilise uniquement les valeurs moyennes des électromagnétiques. L'histogramme (c) représente les facteurs de conversion déterminés pour les 5 canaux électromagnétiques d'une tour.*

Quadrant	Temps physique (en ns)	Temps de calibration (en ns)
0	-5.58	-14.29
1	-2.06	17.82
2	0.00	0.00
3	-6.50	0.36
4	19.01	28.62
5	-3.80	1.08
6	-0.66	7.56
7	-3.80	17.10
8	-3.17	0.36
9	-14.12	-5.58
10	-3.74	14.40
11	-6.11	-9.36

TAB. 3.2 – *Ensemble des retards optimaux relativement au quadrant numéro 2 obtenus par la calibration et par l'étude du signal de physique. Pour le signal de calibration, les temps sont convertis en ns en utilisant un facteur moyen de 1.8 ns.*

la cellule, les longueurs de câbles ou l'inductance engendrée par le feed-through, une étude complémentaire de réflectométrie a été réalisée. Il s'agit d'introduire au niveau des préamplificateurs une impulsion en direction de la cellule du calorimètre. On mesure ensuite la réflexion directe de ce signal sur la cellule. Outre ces mesures, cette étude permet d'identifier des canaux ayant des câbles sectionnés à l'intérieur du cryostat. Ainsi le calorimètre de DØ compte une cinquantaine de canaux défectueux ce qui représente environ 0.1% de l'ensemble des canaux du calorimètre.

La figure 3.16 montre un exemple de comparaison entre une courbe de réponse au signal de calibration, une courbe de réponse à la calibration simulée et une courbe de signal de physique et ce pour un canal électromagnétique et un canal hadronique. On observe un bon accord pour ce qui concerne la simulation de la réponse au signal de calibration et la réponse au signal de calibration elle même. Par contre on observe que la simulation du signal de physique est plus étroite que les 2 autres signaux. Pour le canal hadronique, le signal de physique n'est pas soumis comme le signal de calibration à une réflexion, il est donc normal d'avoir à cet endroit un désaccord.

Une correction pour la différence entre la réponse au signal de physique et de la calibration peut également être appliquée sur les coefficients de gains lors de la reconstruction.

3.3.4 La correction de la calibration en temps sur les coefficients de non-linéarité

Pour l'étude de la non-linéarité [29], la valeur nominale du retard a été prise car cette étude s'est déroulée en parallèle à l'étude de la détermination du retard optimal décrite ci-dessus. Nous avons vu précédemment que ces retards optimaux dépendent du

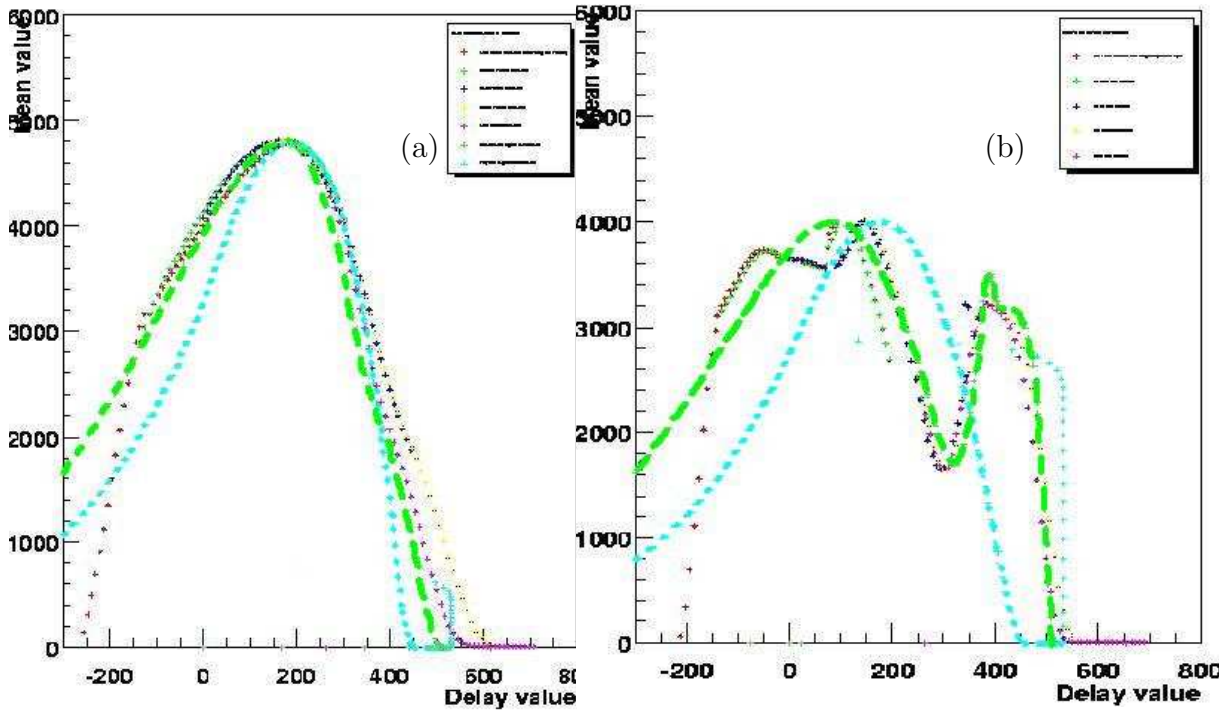


FIG. 3.16 – *Superposition des courbes de réponse à un signal de calibration aux courbes de simulation de la réponse (courbe tiretée [vert]), et aux courbes du signal de physique (courbe pointillée [cyan]), pour un canal électromagnétique a) et un canal hadronique b).*

canal. À partir des courbes de retard, il est possible de déterminer l'erreur faite sur la mesure de l'amplitude de la réponse pour une réponse échantillonnée au retard optimal et une prise au retard nominal. Cette valeur de correction est de l'ordre du pourcent. Nous pouvons donc définir de nouveaux coefficients. L'évolution de ces nouveaux coefficients est visible sur la figure 3.17 où la courbe rouge est l'ensemble des nouveaux coefficients et la courbe noire représente les anciens coefficients. On ne constate que peu de différence entre les deux courbes et cet effet est minimal vis à vis des coefficients de non-linéarité. Néanmoins, la volonté d'une calibration à moins de 2% nécessite la prise en compte de tous les effets.

3.4 Les effets de la calibration sur la masse invariante des événements $Z \to ee$

Les coefficients de calibration sont incorporés dans le code de la reconstruction des événements. La reconstruction de la masse invariante des événements candidats $Z \to ee$ permet donc de tester la précision de la calibration.

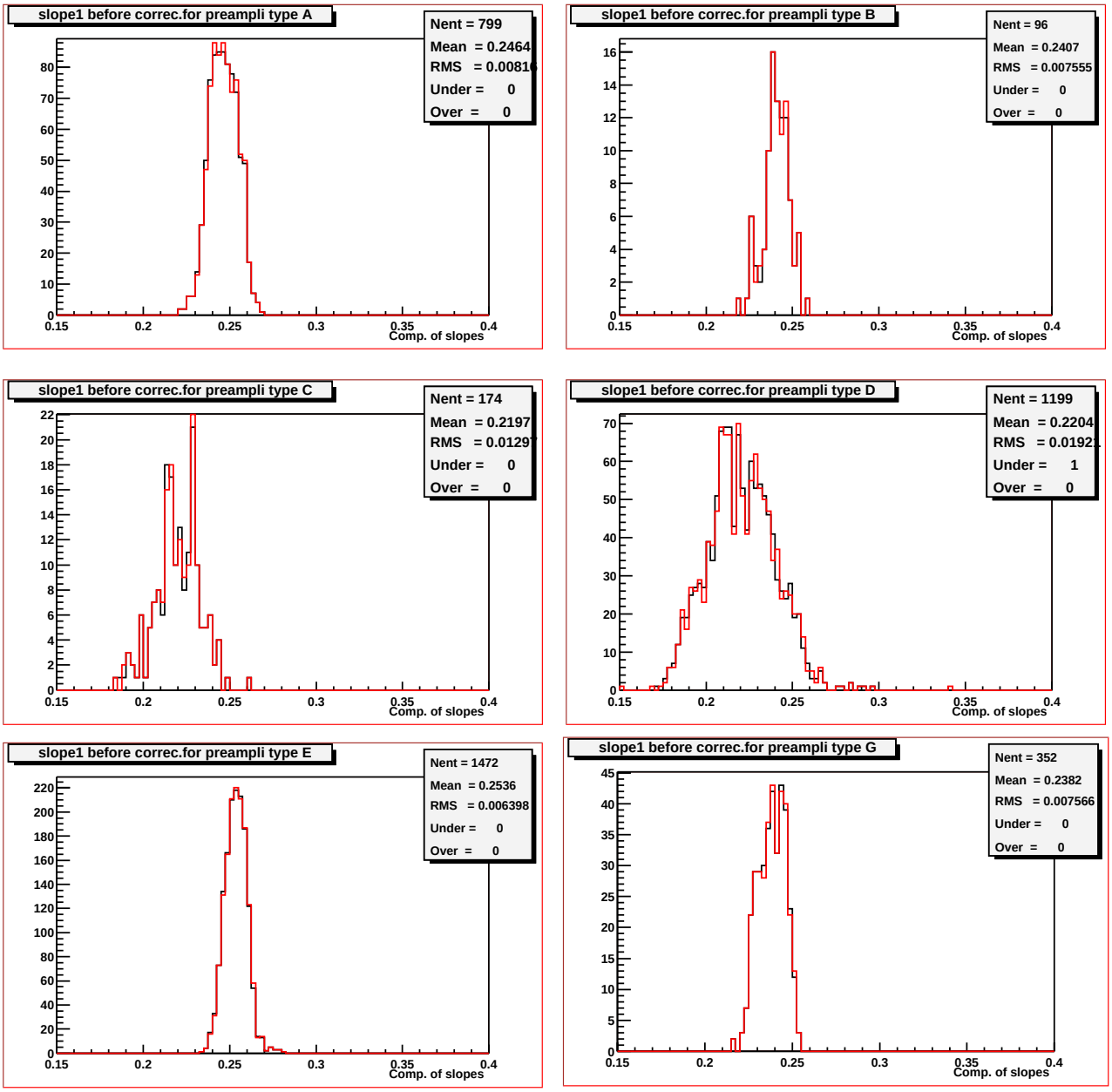


FIG. 3.17 – *Superposition des coefficients de non-linéarité obtenus en noir au retard nominal et en rouge au retard optimal. Sur cette figure, ne sont présentés que 6 type de préamplificateurs contenus dans le quadrant 2.*

Les coefficients de non-linéarité ont été appliqués sur des événements candidats $Z \rightarrow ee$ avec 15 pb^{-1}. La masse invariante reconstruite à partir de deux candidats électrons, avant et après l'application des coefficients de non-linéarité passe de 83.62 GeV de moyenne et avec une largeur de 6.91 GeV à 89.31 GeV de moyenne avec une largeur de 7.40 GeV. Mais ces coefficients sont les coefficients non corrigés de la

calibration en temps.

Lorsque nous appliquons les coefficients corrigés de la calibration en temps, nous passons d'une masse invariante de 89.31 GeV de moyenne et 7.40 GeV de largeur à une moyenne de 89.16 GeV et 7.33 de largeur.

L'effet principal sur la masse provient des coefficients de non-linéarité, mais une amélioration de la résolution est visible lorsque nous corrigeons les coefficients par les résultats de la calibration en temps.

3.5 Perspective sur la calibration en ligne

Depuis cette première calibration, les coefficients de corrections n'ont pas changé dans la reconstruction. Une étude complémentaire montre une bonne stabilité dans le temps des coefficients de calibration [30]. Parallèlement beaucoup de cartes d'électronique ont été remplacées dans cette période de temps. Une automatisation de la calibration est en train d'être mise en place ce qui permettra un suivi plus régulier. Ceci non seulement pour les coefficients de gains proprement dit, mais également pour les corrections appliquées.

3.6 La calibration hors ligne

À partir du nombre de coups d'ADC mesurés plusieurs étapes sont nécessaires pour reconstruire l'énergie déposée. La calibration hors ligne utilise les énergies enregistrées par le calorimètre et les objets calorimétriques reconstruits.

Afin de reconstruire l'énergie d'une cellule à partir de l'énergie mesurée dans le milieu actif, un poids d'échantillonnage est appliqué. Pour tenir compte des dépôts d'énergie dans les matériaux non instrumentés, ces poids d'échantillonnage ont été optimisés à partir de la simulation afin d'obtenir la meilleure résolution en énergie telle que [31] :

$$\sum_{particules} (E_{vraie} - \sum_{couches} a_{couche} \times E^{lue}_{couche})$$

où les a_{couche} sont les poids déterminés pour chaque couche et E^{lues}_{couche} est l'énergie lue par le calorimètre dans chaque couche.

Une intercalibration en ϕ permet de vérifier l'uniformité en ϕ de la réponse de toutes les cellules du calorimètre. Étant donné que les collisions protons-antiprotons et le détecteur sont symétriques par rotation autour de l'axe des faisceaux, on s'attend à ce que les énergies déposées soient également symétriques. Pour cela, des événements de biais minimum sont utilisés, mais des effet systématiques n'ont pas encore permis la détermination des coefficients de calibration par cette méthode. Différentes études ont été menées afin d'obtenir des coefficients d'intercalibration [32].

La calibration géométrique correspond à une calibration suivant η à partir de la simulation. Elle corrige la perte d'énergie dans les matériaux non instrumentés en fonction de l'angle incident ou dans les régions d'intercryostat.

La calibration en énergie utilise les événements candidats $Z \rightarrow ee$ [33] et leur

masse invariante est ajustée à la valeur attendue de 91 GeV. Des calibrations à l'aide de résonances de plus faibles masses (J/Ψ) sont en cours. La calibration en énergie des jets utilise des événements γ-jet où l'énergie des γ est calibrée et est utilisée pour calculer la correction en énergie sur les jets [34]. Cette partie est développée dans le chapitre 4.

Chapitre 4

Les algorithmes calorimétriques

Dans ce chapitre, nous décrivons, les algorithmes de suppression de bruit, les critères pour assurer une bonne qualité des données enregistrées et les algorithmes utilisés dans la reconstruction des objets calorimétriques (énergie transverse manquante, électrons et jets).

4.1 Les algorithmes de suppression de bruit

Afin d'obtenir de bonnes performances du calorimètre, nous devons en contrôler le bruit. Ici, le bruit est défini comme la quantité d'énergie enregistrée par le détecteur et ne correspondant pas à de l'énergie déposée par le processus physique ayant déclenché l'enregistrement. Nous définissons tout d'abord ce que l'on appelle la suppression de zéro avec son seuil puis l'effet de la variation de ce seuil sur l'énergie transverse manquante. Enfin nous décrivons les algorithmes Nada et T42 qui réduisent le niveau de bruit.

4.1.1 Le niveau de seuil du calorimètre

Afin de réduire le volume des données à enregistrer, une suppression de zéro est réalisée au niveau des cellules du calorimètre, c'est à dire que nous ne lisons pas les canaux qui ne rencontrent pas (ou très peu) de signal.

Les piédestaux

En l'absence de signal, les canaux de lecture de l'électronique du calorimètre n'ont pas une valeur nulle. Ils ont une valeur stable ajustable (d'environ 570 coups d'ADC dans le cas de DØ) appelée piédestal. Lorsqu'un signal se produit, sa mesure vient donc s'ajouter à cette valeur. Pour mesurer ce signal, il faut effectuer une soustraction du piédestal qui se fait canal par canal. Les piédestaux sont déterminés expérimentalement : avant chaque prise de données et lorsque le Tevatron ne contient pas de faisceau, on effectue ce que nous appelons un "run de piédestaux" dans lequel on lit pour environ 500 événements déclenchés aléatoirement, l'ensemble des valeurs des canaux de l'électronique. On calcule ensuite pour chaque canal, la valeur moyenne et l'écart-type

(σ) de cette moyenne. Cet écart-type est utilisé pour la suppression de zéro tandis que la valeur moyenne est utilisée pour la soustraction du piédestal. Après soustraction, il est possible d'avoir des canaux avec des valeurs mesurées négatives, qui correspondent après la reconstruction à des cellules d'énergie négative ne représentant pas un signal réel.

La suppression de zéro

Après soustraction du piédestal, on enregistre toutes les cellules du calorimètre qui ont un signal supérieur en valeur absolue à une certaine valeur. Au redémarrage du Tevatron, la suppression de zéro a été mise à 2.5σ, comme lors du Run I [35]. Toutes les cellules ayant un signal inférieur à 2.5σ après la soustraction du piédestal ne sont pas enregistrées, néanmoins pour étudier le comportement à basse énergie, on enregistre également les cellules d'énergie négative avec un seuil négatif 2.5σ.

Néanmoins, après un peu plus d'un an de prise de données, il s'est avéré que cette coupure dîte "en ligne" (car effectuée au moment de l'enregistrement des événements) pouvait être trop élevée et risquait de supprimer les cellules ne laissant que peu d'énergie et de dégrader la résolution en énergie des objets reconstruits. Il a alors été décidé de passer d'un seuil de 2.5σ à 1.5σ. La principale interrogation étant l'évolution du bruit du calorimètre lors de cette réduction du seuil.

4.1.2 Effet de la suppression de zéro sur l'énergie transverse manquante

Nous avons étudié l'évolution du bruit en utilisant l'énergie transverse manquante ($\not\!\!E_T$) et ses quantités associées. La variable d'énergie transverse manquante (qui représente la norme de la somme des impulsions transverses) est sensible au bruit car elle résulte de la somme de toutes les énergies détectées par le calorimètre :

$$\begin{aligned}
\not\!\!E_T &= \sqrt{\not\!\!E_{T,x}{}^2 + \not\!\!E_{T,y}{}^2} = \sqrt{\Big(\sum_{cellules} p_T \cdot \cos(\phi)\Big)^2 + \Big(\sum_{cellules} p_T \cdot \sin(\phi)\Big)^2} \\
\not\!\!E_{T,x} &= \sum_{cellules} p_x \\
\not\!\!E_{T,y} &= \sum_{cellules} p_y \\
SE_T &= \sum_{cellules} |p_T|
\end{aligned}$$

Où $\not\!\!E_T$représente l'énergie transverse manquante et $\not\!\!E_{T,x}(\not\!\!E_{T,y})$ l'énergie transverse manquante sur l'axe x (y), p_x (p_y) représente l'impulsion sur l'axe x (y) de la cellule considérée et p_T l'impulsion transverse de la cellule. On définit aussi l'énergie transverse scalaire qui représente la somme des valeurs absolues des impulsions transverses du calorimètre. Dans un événement ne contenant pas de particules non détectées dans le calorimètre (muons, neutrinos) l'énergie transverse manquante est corrélée à la résolution de l'énergie transverse scalaire.

Nous allons donc étudier l'évolution de l'énergie transverse manquante en fonction de l'énergie transverse scalaire.

Prescription pour le calcul de l'énergie transverse manquante

Le calcul de l'énergie transverse manquante s'effectue sur l'ensemble des cellules du calorimètre qui ont une énergie en valeur absolue supérieure au seuil de suppression de zéro. Mais comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, les différentes couches du calorimètre ne sont pas identiques. Les cellules se trouvant dans la dernière couche du calorimètre (coarse hadronique) ont des valeurs de capacités plus importantes. Le facteur de conversion du signal électronique en énergie est élevé. Ainsi le σ de ces cellules est de l'ordre de 300 MeV [36] donc une fluctuation à 2.5 σ représente 750 MeV : une simple fluctuation produit beaucoup d'énergie alors que dans le calorimètre électromagnétique la même fluctuation représente 60 MeV.

Le tableau 4.1 donne les valeurs de l'énergie transverse manquante et de l'énergie transverse scalaire dans le cas d'événements de faible dépôt d'énergie (zéro biais[1] et de biais minimum[2]), comparés à des événements énergétiques (QCD[3]). Ces valeurs sont calculées pour deux valeurs de seuil de suppression de zéro et :

- avec les cellules du coarse hadronique uniquement
- avec toutes les cellules de l'événement
- sans les cellules du coarse hadronique.

Prescription de calcul	Zéro suppression	Énergie transverse manquante		Énergie transverse scalaire	
		Zéro biais et biais minimum	QCD	Zéro biais et biais minimum	QCD
Coarse hadronique seul	1.5σ	5.7	6.3	68.3	72.1
Coarse hadronique seul	2.5σ	2.5	3.9	9.7	14.3
Avec le coarse hadronique	1.5σ	12.1	13.4	230.9	343.5
Avec le coarse hadronique	2.5σ	4.2	7.9	43.3	94.6
Sans le coarse hadronique	1.5σ	8.9	11.0	166.9	227.4
Sans le coarse hadronique	2.5σ	3.0	6.7	33.7	80.3

TAB. 4.1 – *Énergie transverse manquante et scalaire en GeV calculées avec les cellules du coarse hadronique uniquement, avec toutes les cellules de l'événement, puis avec toutes les cellules sauf celles présentes dans le coarse hadronique. Ce calcul est fait pour 2 valeurs de seuil de suppression de zéro et pour deux catégories d'événements : zéro biais et de biais minimum qui déposent peu d'énergie dans le calorimètre et les événements QCD qui déposent toute leur énergie dans le calorimètre.*

Le passage entre des événements QCD et des événements zéro biais et de biais minimum, se traduit par une augmentation de l'énergie transverse scalaire d'environ 4 GeV

[1] Pas d'interaction
[2] interactions élastiques ou quasi-élastiques
[3] interactions inélastiques

dans la partie du coarse hadronique. Cette augmentation est indépendante de la suppression de zéro appliquée, elle correspond donc à l'énergie réellement déposée dans le coarse hadronique par un événement physique. On constate ainsi que l'énergie mesurée dans le coarse hadronique est donc majoritairement du bruit et peut être responsable de la création d'énergie transverse manquante en cas d'asymétrie en angle azimutal. Afin de réduire ces effets, il a été décidé [37] de ne pas considérer les cellules du coarse hadronique n'appartenant pas à un objet reconstruit pour le calcul de l'énergie transverse manquante.

Comme nous l'avons signalé précédemment, il existe des cellules d'énergie négative. Ces cellules ne représentent pas un signal physique mais juste une fluctuation de l'électronique de lecture et donc le bruit de cette électronique. Dans l'étude suivante [38], l'énergie transverse manquante sera calculée exclusivement avec les cellules d'énergie négative puis avec l'ensemble des cellules et enfin avec les cellules exclusivement d'énergie positive.

Étude du niveau de bruit relativement au seuil de suppression de zéro

Nous étudions l'effet de la variation du seuil de la suppression de zéro sur l'énergie transverse manquante. Au Run I, la suppression de zéro se faisait avec un seuil de 2.5σ. Au Run II, la suppression se fait avec un seuil en ligne de 1.5σ et un seuil de 2.5σ est ré-appliqué au moment de la reconstruction (hors ligne).

Nous partons donc d'un lot de données qui est enregistré avec une suppression de zéro de seuil 1.5σ auquel nous appliquons au moment de la reconstruction (hors ligne) une première fois, une suppression de zéro de seuil 2.0σ et 2.5σ. La faible quantité de données reconstruites avec un seuil de 1.5σ se trouve affectée par un problème de mélange d'événements apparu à la même période. Cette étude est donc limitée statistiquement à un seul lot de données.

Pour étudier le bruit du calorimètre, nous considérons des événements déposant peu d'énergie dans le détecteur. On utilise donc des événements zéro biais et des événements de biais minimum. L'énergie déposée dans les événements de biais minimum se situe principalement dans les cellules à grandes valeurs de η. Les événements zéro biais, ont leurs enregistrements déclenchés en fonction de l'horloge du collisionneur afin de se trouver en dehors des temps de collisions. Or même à ces instants, la probabilité d'avoir une interaction est d'environ 1/3. Afin d'obtenir un échantillon de zéro biais pur (qui sera donc un échantillon de bruit pur car sans interaction), nous avons comparé les distributions du nombre de cellules contenant de l'énergie pour des cellules proches du faisceau ($|\eta| \geq 2.8$) pour les événements zéro biais et de biais minimum. Ces distributions sont comparées sur la figure 4.1. La distribution des événements zéro biais a un maximum autour de 20 puis très peu d'événements au delà de 50, tandis que les événements de biais minimum ont très peu d'événements ayant un faible nombre de cellules contenant de l'énergie. Sur les 2311 événements zéro biais de notre lot de données, 1397 événements ont moins de 50 cellules à $|\eta| \geq 2.8$ qui contiennent de l'énergie et sont donc désignés comme des événements pur zéro biais. La proportion d'événements rejetés par cette coupure est de 39% et correspond au facteur approximatif 1/3 attendu. La contamination d'événements de biais minimum dans nos événements pur zéro biais

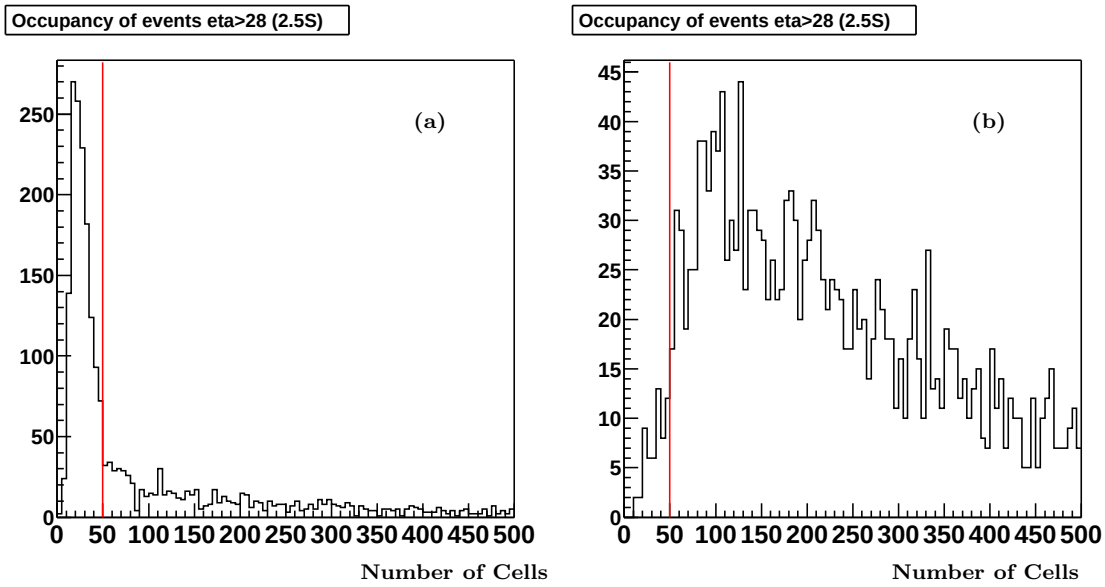


FIG. 4.1 – *Distributions du nombre de cellules ayant de l'énergie, se trouvant à* $|\eta| \geq 2.8$ *dans le cas d'événements zéro biais a) et de biais minimum b). Une coupure à 50 sur cette distribution permet de sélectionner des événements pur zéro biais.*

est estimée à 40 événements soit environ 3%.

Résultats obtenus Une première étude porte sur le comportement de la quantité d'énergie transverse manquante en fonction de l'énergie scalaire transverse quand ces quantités sont calculées uniquement avec les cellules d'énergie négative. La figure 4.2 montre cette évolution pour les 3 seuils de suppression de zéro $(1.5\sigma, 2\sigma, 2.5\sigma)$ et pour des événements pur zéro biais. On observe que cette évolution est linéaire et peut être ajustée par une droite. Les coefficients directeurs des droites indiqués dans le tableau 4.2 sont compatibles aux erreurs près.

Événements	Cellules d'énergie négative	1.5 σ	2.0 σ	2.5 σ
Pur zéro biais	χ^2/ndf	17.3/8	3.4/5	3.1/3
	ordonnée à l'origine	-0.09±0.58	0.88±0.30	1.23±0.11
	coefficient directeur	0.050±0.004	0.052±0.004	0.054±0.004
Biais Minimum	χ^2/ndf	20.6/10	14.3/7	2.5/3
	ordonnée à l'origine	0.40±0.38	1.31±0.19	1.10±0.09
	coefficient directeur	0.048±0.003	0.047±0.003	0.059±0.004

TAB. 4.2 – *Valeurs des paramètres d'ajustement et des critères de qualité de ces ajustements (χ^2/degré de liberté (ndf)) linéaires pour les 3 seuils de suppression de zéro dans le cas où l'on considère exclusivement les cellules d'énergie négative.*

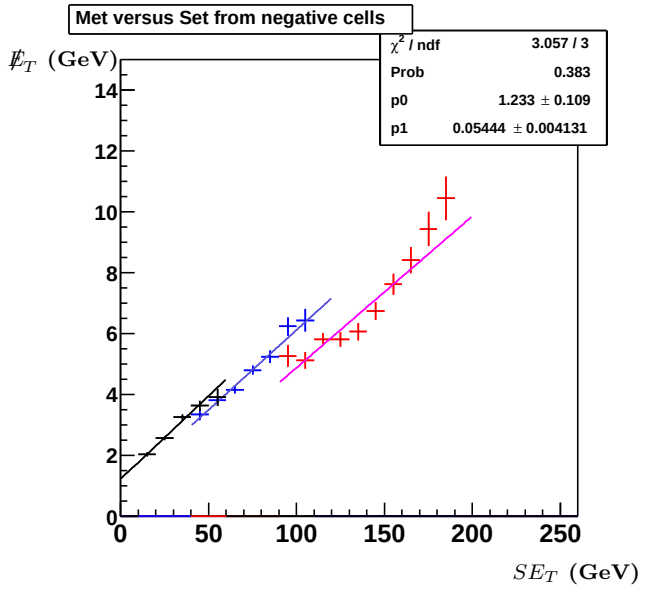


FIG. 4.2 – *Variation de l'énergie transverse manquante en fonction de l'énergie transverse scalaire pour des événements pur zéro biais et pour 3 seuils de suppression de zéro :* 1.5σ *en rouge (à droite),* 2σ *en bleu (au milieu) et* 2.5σ *(à gauche) en noir, considérant exclusivement les cellules d'énergie négative.*

La même étude est réalisée sur les événements de biais minimum et conduit au même résultat (tableau 4.2). La pente provenant des cellules d'énergie négative est indépendante du seuil de suppression de zéro. Cette observation permet de conclure que le bruit a un comportement gaussien.

Nous considérons, maintenant, l'ensemble des cellules (d'énergie positive ou négative). On s'attend à ce que la prise en compte des cellules d'énergie positive et négative dans le calcul de l'énergie transverse manquante engendre une compensation du bruit gaussien de ces cellules. Pour ce qui est de l'énergie scalaire transverse, on additionne les valeurs absolues des impulsions des cellules. Dans ce cas, il n'y aura donc pas compensation du bruit. On observe sur la figure 4.3, la variation de l'énergie transverse manquante divisée par la racine carrée de l'énergie transverse scalaire ($\frac{\not{E}_T}{\sqrt{SE_T}}$) en fonction de l'énergie transverse scalaire dans le cas d'événements pur zéro biais et pour les 3 seuils de suppression de zéro. Nous n'observons, encore une fois, pas de différence dans la pente des trois droites reportées dans le tableau 4.3. Il n'y a donc pas de dépendance de cette pente sur le seuil de la suppression de zéro. Sur la figure 4.4, la variation de la fraction $\frac{\not{E}_T}{\sqrt{SE_T}}$ en fonction de l'énergie transverse scalaire calculée en utilisant toutes les cellules et en utilisant exclusivement les cellules d'énergie positive est représentée pour des événements pur zéro biais et avec un seuil de 2.5σ. Les 2 droites ont le même coefficient directeur ce qui indique que les cellules d'énergie négative et positive ont le même comportement gaussien.

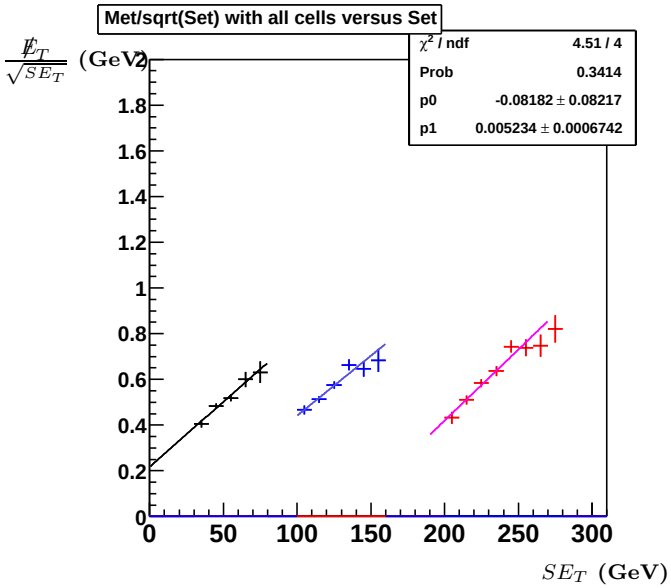


FIG. 4.3 – *Variation de* $\frac{\not{E}_T}{\sqrt{SE_T}}$ *en fonction de l'énergie transverse scalaire pour des événements pur zéro biais et pour 3 seuils de suppression de zéro :* 1.5σ *en rouge (à droite),* 2σ *en bleu (au milieu) et* 2.5σ *en noir (à gauche), en considérant toutes les cellules.*

événements	Toutes les cellules	1.5 σ	2.0 σ	2.5 σ
Pur zéro biais	χ^2/ndf	6.3/5	4.5/4	2.4/3
	ordonnée à l'origine	-0.82±0.13	-0.08±0.08	0.22±0.04
	coefficient directeur	0.006±0.0005	0.005±0.0007	0.006±0.0008

TAB. 4.3 – *Valeurs des paramètres d'ajustement et des critères de qualité de ces ajustements (χ^2/degré de liberté (ndf)) linéaires pour les 3 seuils de suppression de zéro dans le cas où l'on considère toutes les cellules.*

Nous calculons maintenant l'énergie transverse manquante et l'énergie transverse scalaire en ne considérant que les cellules d'énergie positive. Nous étudions plus précisément la dépendance de l'énergie transverse manquante comme une fonction polynomiale de l'énergie transverse scalaire définit par l'équation 4.1.

$$\not{E}_T = p_0 + p_1 \times SE_T + p_2 \times \sqrt{SE_T} \tag{4.1}$$

L'étude de l'énergie transverse manquante en fonction de l'énergie transverse scalaire est montrée pour les événements pur zéro biais sur la figure 4.5a) et pour les événements de biais minimum sur la figure 4.5b). L'ensemble des paramètres d'ajustement des courbes ainsi que les critères de qualité de ces ajustements (χ^2/degré de liberté (ndf)) sont donnés dans le tableau 4.4.

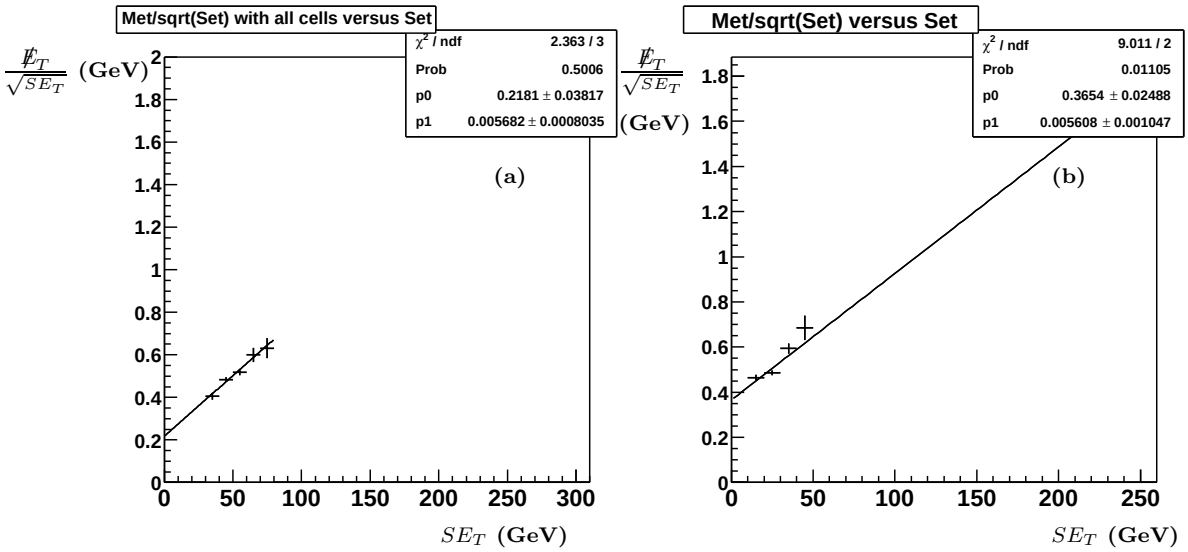


FIG. 4.4 – *Variation de* $\frac{\not{E}_T}{\sqrt{SE_T}}$ *en fonction de l'énergie transverse scalaire pour des événements pur zéro biais et pour une suppression de zéro de seuil à* 2.5σ *et a) en considérant toutes les cellules et b) uniquement les cellules d'énergie positive.*

Les événements pur zéro biais ont un comportement identique pour les 3 valeurs de seuil. Les événements de biais minimum ont un comportement similaire pour les seuils à 1.5σ et 2σ mais pour le seuil à 2.5σ, on observe un changement de comportement avec l'apparition d'une décroissance de l'augmentation de l'énergie transverse manquante en fonction de l'énergie transverse scalaire. Si nous étudions des événements dits de type QCD de la figure 4.6, nous pouvons observer un comportement semblable qui est indépendant du seuil en σ. Nous pouvons donc conclure que pour les événements de biais minimum et pour des seuils inférieurs ou égaux à 2σ, nous rencontrons un comportement dominé par le bruit, semblable à celui des événements zéro biais. Par contre à un seuil de 2.5σ, nous retrouvons le signal de physique qui se trouve dans les événements de biais minimum et qui est comparable aux événements de types QCD.

Ces études indiquent que le bruit du calorimètre de DØ est gaussien et que l'influence des cellules d'énergie négative du calorimètre est négligeable. L'énergie transverse manquante peut donc être calculée exclusivement sur les cellules d'énergie positive. De plus pour un seuil de 1.5σ ou 2σ, le signal de physique provenant des événements de biais minimum n'est pas visible dans le bruit environnant. Il faut un seuil de suppression de zéro de 2.5σ pour pouvoir l'observer.

L'ensemble de ces résultats à conduit à l'émergence de nouvelles prescriptions sur les algorithmes de reconstruction des objets calorimétriques. La première prescription concernant l'énergie transverse manquante est la non considération des cellules provenant du coarse hadronique qui n'appartiennent pas à un objet reconstruit. La seconde est la non considération des cellules d'énergie négative. Concernant le seuil de la suppression de zéro, l'algorithme T42 [37] qui effectue une suppression de zéro à un seuil

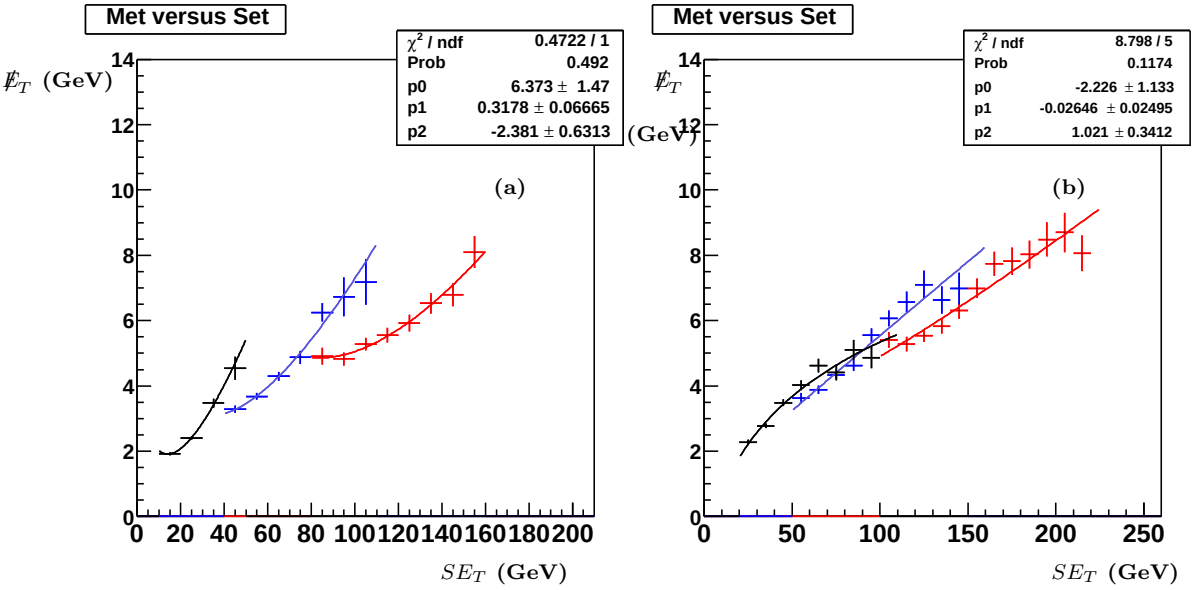


FIG. 4.5 – *Variation de l'énergie transverse manquante en fonction de l'énergie transverse scalaire ajustée avec une fonction de polynomiale (cf équation 4.1) pour des événements pur zéro biais a) et pour les événements de biais minimum b) et pour les 3 seuils de suppression de zéro :* 1.5σ *en rouge (à gauche),* 2σ *en bleu (au milieu) et* 2.5σ *en noir (à droite), considérant les cellules d'énergie positive.*

de 2σ et 4σ a été proposé et est décrit dans la suite.

4.1.3 Suppression des cellules de bruit : l'algorithme Nada

Au moment de la reconstruction, l'algorithme NADA [39] (New Anomalous Deposit Algorithm) est appliqué afin de supprimer des cellules "chaudes" isolées. On définit une cellule chaude comme étant une cellule contenant de l'énergie non originaire d'un processus physique. Événement par événement, l'algorithme compare chaque cellule avec ses voisines. La cellule est exclue de l'événement si elle a :

- une énergie transverse comprise entre 1 GeV et 5 GeV et qu'aucune de ces cellules voisines dans les 3 dimensions a une énergie transverse supérieure à 100 MeV
- une énergie transverse comprise entre 5 GeV et 500 GeV et qu'aucune de ces cellules voisines dans les 3 dimensions a une énergie transverse supérieure à 2% de l'énergie transverse de la cellule considérée
- si son énergie transverse est inférieure à -1 GeV ou supérieure à 500 GeV.

		1.5 σ	2.0 σ	2.5 σ
Pur zéro biais	Ajustement linéaire χ^2/ndf ordonnée à l'origine coefficient directeur	 6.3/6 1.25±0.54 0.039±0.005	 8.8/5 0.26±0.29 0.064±0.005	 14.7/2 0.85±0.12 0.067±0.005
Pur zéro biais	Ajustement par un polynôme 4.1 χ^2/ndf p0 p1 p2	 1.9/5 26.92±12.29 0.264±0.108 -4.83±2.31	 3.3/4 11.55±4.80 0.245±0.077 -2.88±1.22	 0.5/1 6.37±1.47 0.318±0.067 -2.38±0.63
Biais minimum	Ajustement linéaire χ^2/ndf ordonnée à l'origine coefficient directeur	 11.8/10 1.27±0.43 0.036±0.003	 11.3/8 0.97±0.25 0.046±0.003	 17.8/6 1.15±0.11 0.048±0.003
Biais minimum	Ajustement par un polynôme 4.1 χ^2/ndf p0 p1 p2	 11.7/9 4.22±8.42 0.056±0.057 -0.49±1.39	 11.3/7 0.75±3.49 0.043±0.040 0.05±0.76	 8.8/7 -2.23±1.13 -0.026±0.025 1.02±0.34

TAB. 4.4 – *Valeurs des χ^2/degré de liberté et des paramètres en cas d'ajustement linéaire ou par une fonction polynomiale (cf équation 4.1) pour les événements pur zéro biais et les événements de biais minimum pour les 3 seuils de suppression de zéro.*

4.1.4 Une amélioration de la suppression de zéro : l'algorithme T42

L'algorithme T42 (Threshold at 4 and 2σ [40]) est dans son principe une suppression de zéro dynamique : on ne fait plus de suppression de zéro avec un seuil uniforme mais ce seuil change suivant les cellules considérées. Cet algorithme est un algorithme hors ligne qui s'applique au moment de la reconstruction et après l'application de l'algorithme NADA.

Dans un premier temps, l'algorithme T42 supprime l'ensemble des cellules d'énergie négative. Nous avons pu effectivement constater que pour l'énergie transverse manquante, la présence de cellules d'énergie négative n'améliore pas la résolution.

Ensuite, l'algorithme T42 a pour but de rejeter les cellules isolées d'énergie inférieure à 4σ : elles ont une faible probabilité d'être du signal car la segmentation fine du calorimètre de DØ entraîne dans la grande majorité des cas, le dépôt d'énergie d'une particule sur plusieurs cellules contiguës. Une cellule est dite isolée si elle n'a pas de cellule voisine ayant une énergie supérieure à 4σ. L'algorithme va donc rechercher et "garder" les cellules d'énergie supérieure au seuil de 4σ, ainsi que les cellules qui lui sont voisines, quelque soit leur énergie. La conservation des cellules voisines aux cellules

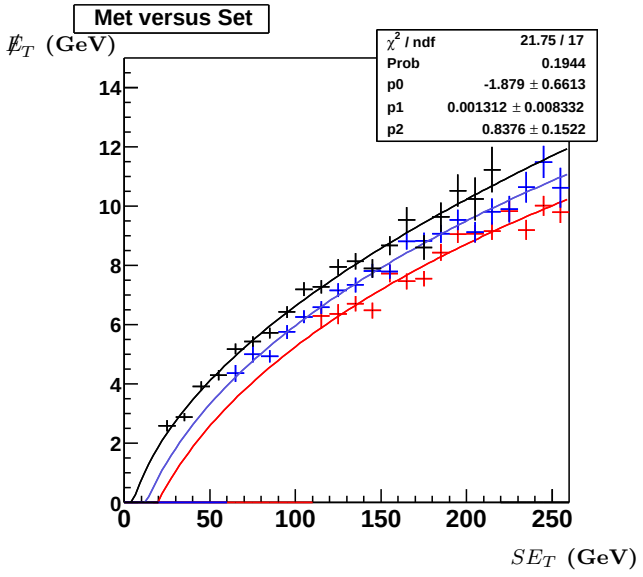


FIG. 4.6 – *Variation de l'énergie transverse manquante en fonction de l'énergie transverse scalaire ajustée avec une fonction polynomiale (cf équation 4.1) pour des événements QCD et pour 3 seuils de suppression de zéro :* 1.5σ *en rouge,* 2σ *en bleu et* 2.5σ *en noir, considérant les cellules d'énergie positive.*

d'énergie supérieure au seuil de 4σ permet de garder les petites énergies déposées autour du centre de la gerbe des particules. La suppression de zéro n'est pas actuellement à un seuil de 2σ mais à un seuil de 2.5σ, donc l'algorithme actuel utilisé par DØ n'est pas T42 (Threshold at 4 and 2σ) mais T42.5.

Les détecteurs d'intercryostat ainsi que la première couche électromagnétique sont traités de manière particulière par l'algorithme T42 : on n'y supprime que les cellules d'énergie négative.

L'algorithme T42 est incorporé dans la version du code de reconstruction p14 mais n'était pas encore utilisé dans la production centrale des données de Moriond 2004. Les analyses qui l'ont utilisé (celles du groupe Top et du groupe Higgs) l'ont fait dans l'étape de création des échantillons d'analyse. L'effet de cet algorithme sur les principaux objets calorimétriques est présenté dans la suite de ce chapitre.

4.2 La qualité des données

Le contrôle de qualité débute durant la prise de données avec l'étude d'histogrammes de contrôle assurant que les données ne sont pas affectées par un problème venant de l'un des sous-détecteurs [41]. Il se poursuit ensuite par des études hors ligne telles que la surveillance de l'énergie transverse manquante et des études sur les événements zéro biais que nous décrivons dans cette section. Nous parlerons ensuite d'un problème affectant les données enregistrées entre Janvier 2003 et Juillet 2003.

4.2.1 Sélection des runs et des blocs de luminosité utilisant l'énergie transverse manquante comme estimateur de qualité

Le terme "run" définit un ensemble de données pris avec des conditions de déclenchement homogènes durant une période de temps de l'ordre de quelques heures.

Un critère de qualité a été développé [42] utilisant l'énergie transverse manquante présente dans l'ensemble des événements enregistrés sans l'application d'aucune sélection. La valeur moyenne de l'énergie transverse manquante des composantes x et y doit être proche de zéro à cause de la conservation des impulsions et de la symétrie azimutale. Une valeur moyenne importante de l'énergie transverse manquante en x ou y permet d'indiquer qu'un problème a été rencontré au cours d'un run, ou au cours d'un intervalle de temps plus court. Les estimateurs considérés pour la sélection des données sont définis à partir des composantes x et y de l'énergie transverse manquante $shift_{xy}$ et $\sigma_{\not{E}_{Txy}}$:

$$\begin{aligned} shift_{xy} &= \sqrt{\bar{\not{E}}_{T,x}^{\,2} + \bar{\not{E}}_{T,y}^{\,2}} \\ \sigma_{\not{E}_{Txy}} &= \sqrt{\sigma^2_{\not{E}_{T,x}} + \sigma^2_{\not{E}_{T,y}}} \end{aligned}$$

où $\bar{\not{E}}_{T,x}, \bar{\not{E}}_{T,y}$ sont les valeurs moyennes des composantes x, y de l'énergie transverse manquante des événements et $\sigma_{\not{E}_{T,x}}, \sigma_{\not{E}_{T,y}}$ représente respectivement leurs écarts-types. L'estimateur $S\bar{E}_T$ est la valeur moyenne de l'énergie transverse scalaire dans les événements considérés.

Un run est divisé en un certain nombre de fichiers au moment de la reconstruction. Pour étudier des intervalles de temps plus court qu'un run entier, chaque fichier est étudié indépendamment (vue la quantité de données et les contraintes de temps, seuls les 1000 premiers événements du fichier ont été considérés).

Un run est de qualité insuffisante si l'un des fichiers du run ne satisfait pas les critères suivants :

- $shift_{xy} < 4$ GeV
- $\sigma_{\not{E}_T} < 18$ GeV
- $S\bar{E}_T > 60$ GeV

La variable $shift_{xy}$ permet de s'assurer que les distributions ont des valeurs moyennes proches de zéro, la variable $\sigma_{\not{E}_T}$ contrôle la régularité des 1000 événements et la variable $S\bar{E}_T$ permet de déceler des anomalies importantes dans la prise de données.

Afin de conserver plus de luminosité, au lieu de rejeter les runs entiers, la sélection est effectuée au niveau des fichiers de run. Un fichier de run contient environ 20 blocs de luminosité. Un bloc de luminosité correspond à environ une minute de prise de données. Les mêmes variables sont définies pour tous les événements contenus dans un bloc de luminosité. Et cette fois le fichier sera considéré de qualité insuffisante si l'un de ces blocs de luminosité ne satisfait pas les critères suivants :

- $shift_{xy} < 6$ GeV

– $\sigma_{\not{E}_T} < 20$ GeV
– $S\not{E}_T > 60$ GeV

Les critères sont moins stricts car la quantité d'événements considérés est moins grande.

Sur la période de prise de données entre avril 2002 et septembre 2003, la sélection au niveau des runs rejette 12% de données et celle au niveau des blocs de luminosité rejette 3.3% de données.

4.2.2 L'étude des événements zéro biais

La qualité des données est aussi contrôlée par un algorithme hors ligne appelé dq_calo [43], qui étudie les événements zéro biais.

Il sélectionne les événements zéro biais des runs et si le nombre d'événements zéro biais est supérieur à 200, alors il définit un run comme "à rejeter" :

– si le nombre de cellules ayant une énergie supérieure à la limite (voir ci-dessous) est supérieur à 24, le run est mauvais.
– si le nombre de tour de l'électronique du calorimètre (chapitre 3) n'ayant pas de signal est supérieur à 8, le run est mauvais.
– sinon il est de bonne qualité.

La limite en énergie pour les cellules correspond à des cellules d'énergie inférieure à -1 GeV ou supérieure à 1.5 GeV si elles ne sont pas dans le coarse hadronique, sinon ces limites passent à -2 GeV et 2.5 GeV.

Cet algorithme prend en compte l'électronique de lecture du calorimètre.

4.2.3 Les différents problèmes du calorimètre

En Janvier 2003, le Tevatron a connu une période d'arrêt. Durant cette période les 1080 cartes BLS de lecture du calorimètre (Base Line Substractor décrites dans le chapitre 3) ont été modifiées afin de réduire le bruit électronique du système de déclenchement de niveau 1. Il a fallu remplacer une résistance sur ces cartes BLS. Lors des manipulations des cartes, certaines connections se sont détériorées. Il en est résulté des problèmes spécifiques qui ont affecté la qualité des données.

Par une analyse hors ligne, deux problèmes principaux ont ainsi pu être identifiés et corrigés : l'énergie partagée [44] et le problème dit "de la tour 2" [45].

L'énergie partagée touche un nombre restreint de cartes BLS. Un ensemble de 8 cartes BLS est lu grâce à des convertisseurs Analogue-Digital (ADC). La lecture des cartes BLS se fait en 16 cycles, chaque cycle lisant une paire de tours (chaque carte BLS est subdivisée en 4 tours numérotées de 0 à 3). Un problème de connections électroniques de l'une des 8 cartes entraîne un problème au niveau de l'ADC. La carte causant le problème de connections est lue correctement mais la paire de tours lue l'est aussi durant la lecture des autres paires. L'énergie des autres paires va être alors égale à leur énergie additionnée de la moitié de l'énergie lue dans la paire rencontrant le problème. La figure 4.7 représente ce problème dans le plan $\eta \times \phi$ du calorimètre. On voit un alignement en η régulier de tours pour une valeur de ϕ constant. Connaissant la paire de tours affectée et sachant que l'énergie lue dans cette paire est toujours correcte, il est possible de corriger hors ligne l'énergie des 7 autres BLS affectées.

Le problème dit “de la tour 2” affecte certaines tours numéro 2 du calorimètre (chapitre 3). Cette fois au lieu de lire l’énergie contenue dans la tour 2, on lit deux fois celle provenant de la tour 0. Ici, on perd complètement l’information de la tour 2 et la seule manière de la corriger est de la remplacer par l’information contenu dans les tours de déclenchement de niveau 1 correspondantes.

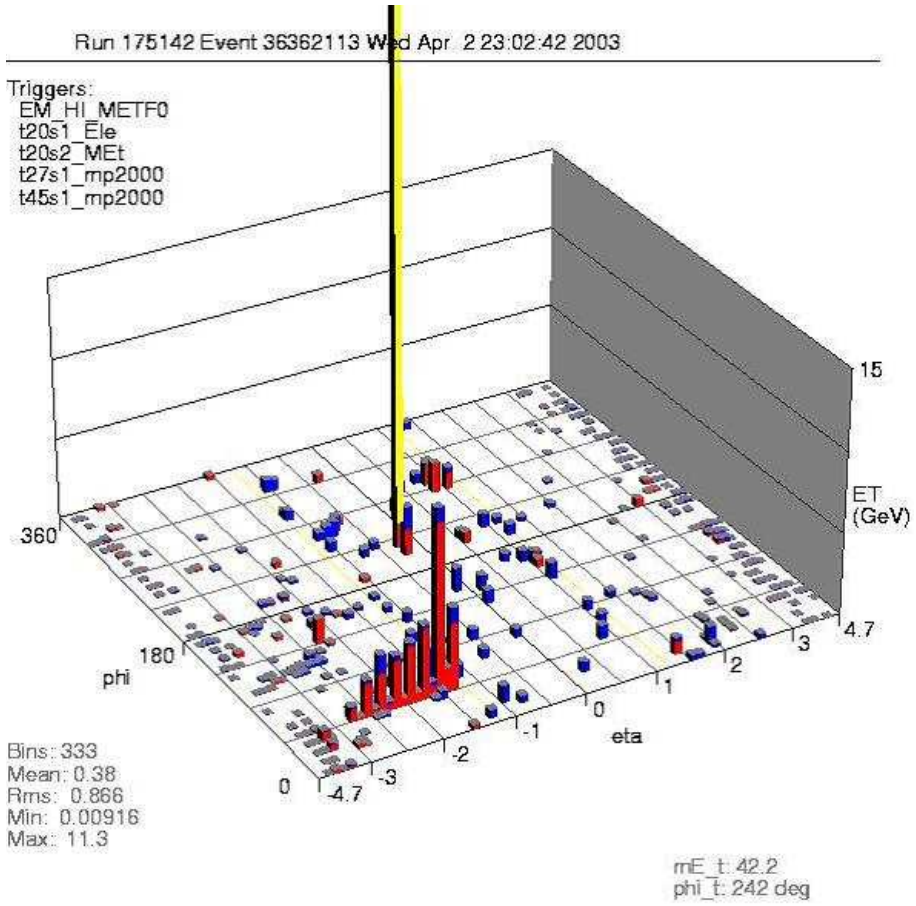


FIG. 4.7 – *Représentation de l’énergie déposée dans le calorimètre dans le plan $\eta \times \phi$. On observe un exemple de problème d’énergie partagée avec la présence d’un alignement de tours en η pour une valeur constante de ϕ.*

Un ensemble de 7 cartes BLS a été affecté par le problème de l’énergie partagée et 30 cartes BLS ont été affectées par le problème de la tour 2. Ceci représente une fraction de 3.2% des cartes BLS qui ont été affectées par l’un des problèmes au cours de la prise de données entre Janvier 2003 et Juin 2003. L’ensemble de ces problèmes a été corrigé au niveau de la reconstruction pour les versions ultérieures à p13 et nous avons utilisé ces corrections pour les analyses présentées aux chapitres 5 et 6.

4.3 Reconstruction des objets

Dans cette section, nous décrivons les différents algorithmes de reconstruction des objets calorimétriques ainsi que les estimateurs de ces objets utilisés dans l'analyse.

4.3.1 L'application de l'algorithme T42 sur l'énergie transverse manquante

Le détecteur DØ ne peut pas détecter les particules neutres (telles que les neutrinos) ne laissant pas de trace dans le calorimètre. Il est néanmoins possible de signer la présence de telles particules grâce à la conservation de l'impulsion transverse à l'axe des faisceaux qui doit être nulle aux incertitudes expérimentales près. Une somme d'impulsions transverses non nulle indique la présence d'une particule dans le détecteur qui n'aurait pas déposé d'énergie dans le calorimètre (par exemple un neutrino).

Lorsque nous calculons l'énergie transverse manquante nous la corrigeons de la calibration en énergie des jets ainsi que de la présence d'un muon dans l'événement. La calibration en énergie modifie l'énergie des jets et va donc modifier la valeur de l'énergie transverse manquante.

L'algorithme T42 réduit de manière globale le bruit dans le calorimètre. L'énergie transverse manquante est donc améliorée et l'énergie transverse scalaire diminue. Sur la figure 4.8, on peut observer ces 2 variables dans des événements $W \rightarrow e\nu$ avec une comparaison à la simulation avant et après l'application de l'algorithme T42. On y voit une nette amélioration de l'accord de l'énergie transverse manquante. Pour l'énergie scalaire les données et la simulation sont plus proches après l'application de l'algorithme T42. L'ajout de bruit dans la simulation semble nécessaire afin de décrire proprement cette variable.

Cette amélioration est visible également sur l'étude de qualité des données en utilisant l'énergie transverse manquante. La figure 4.9 représente la variable $shift_{xy}$ et de la variable $S\bar{E}_T$ de cette étude en fonction du run avant et après l'application de l'algorithme T42. Après l'application de l'algorithme, cette variable est beaucoup plus constante et T42 permet de garder 6% de données supplémentaire quand l'étude est réalisée au niveau des blocs de luminosité.

4.3.2 La reconstruction des particules électromagnétiques

Les particules électromagnétiques déposent essentiellement leur énergie dans la partie électromagnétique du calorimètre. L'algorithme de reconstruction [46] est basé sur les caractéristiques des électrons ou photons à haute énergie. Il commence par rechercher des tours ayant une énergie transverse supérieure à 500 MeV. À partir de l'une de ces tours, il additionne l'énergie des cellules situées dans un cône centré sur cette tour et de rayon $R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.2$ pour former un amas. Afin que cet amas soit identifié comme une particule électromagnétique, il doit passer les 3 critères suivants :

- l'énergie transverse de l'amas doit être supérieure à 1.5 GeV
- la quantité d'énergie déposée dans les couches électromagnétiques doit être supérieure à 90% de l'énergie totale (fraction électromagnétique [EMF])

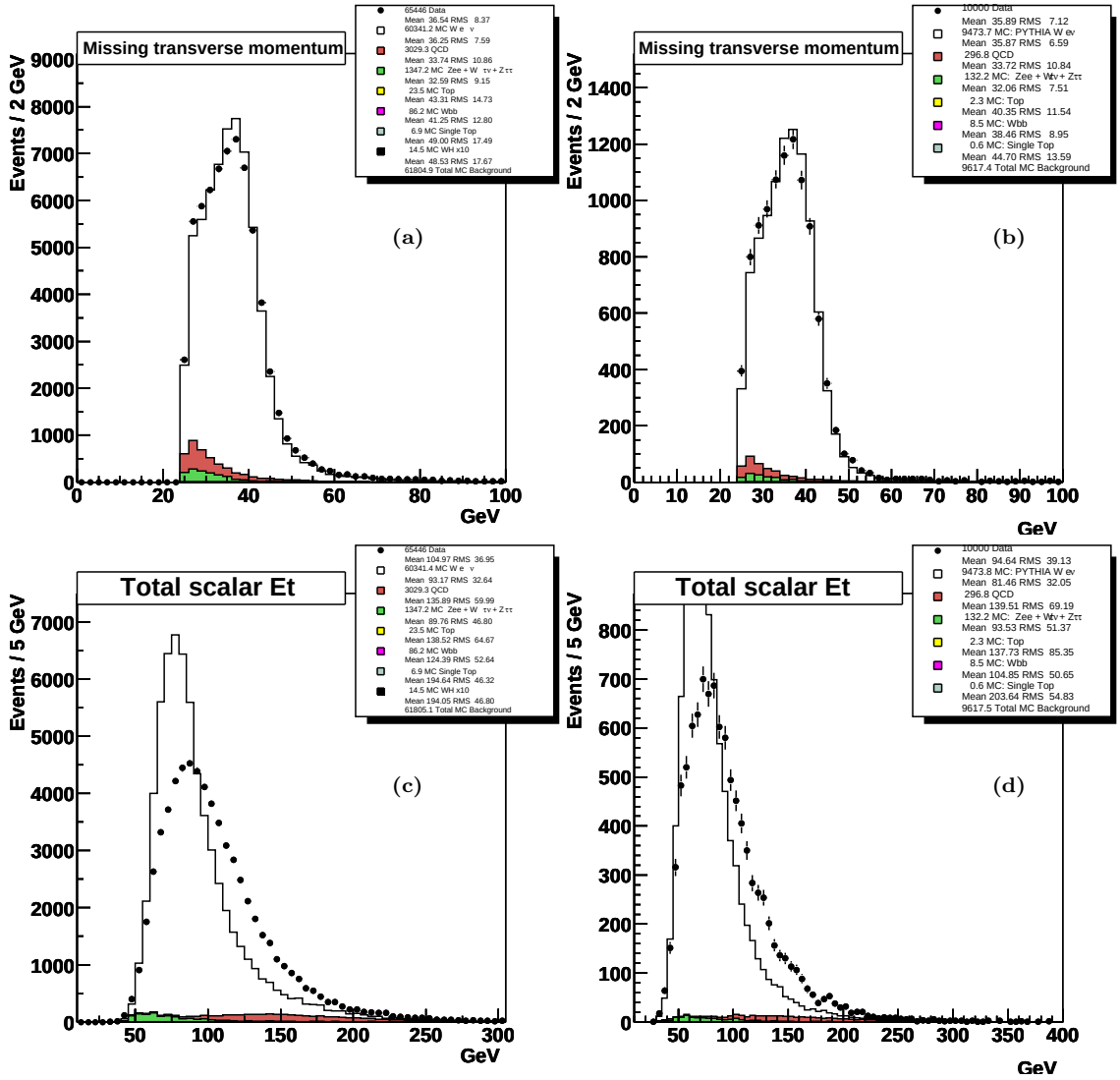


FIG. 4.8 – *Comparaison entre les données et la simulation pour l'énergie transverse manquante a) et b) et l'énergie transverse scalaire c) et d) avant (a et c) et après (b et d) l'application de l'algorithme T42 dans des événements candidats* $W \rightarrow e\nu$ *décrit au chapitre 5.*

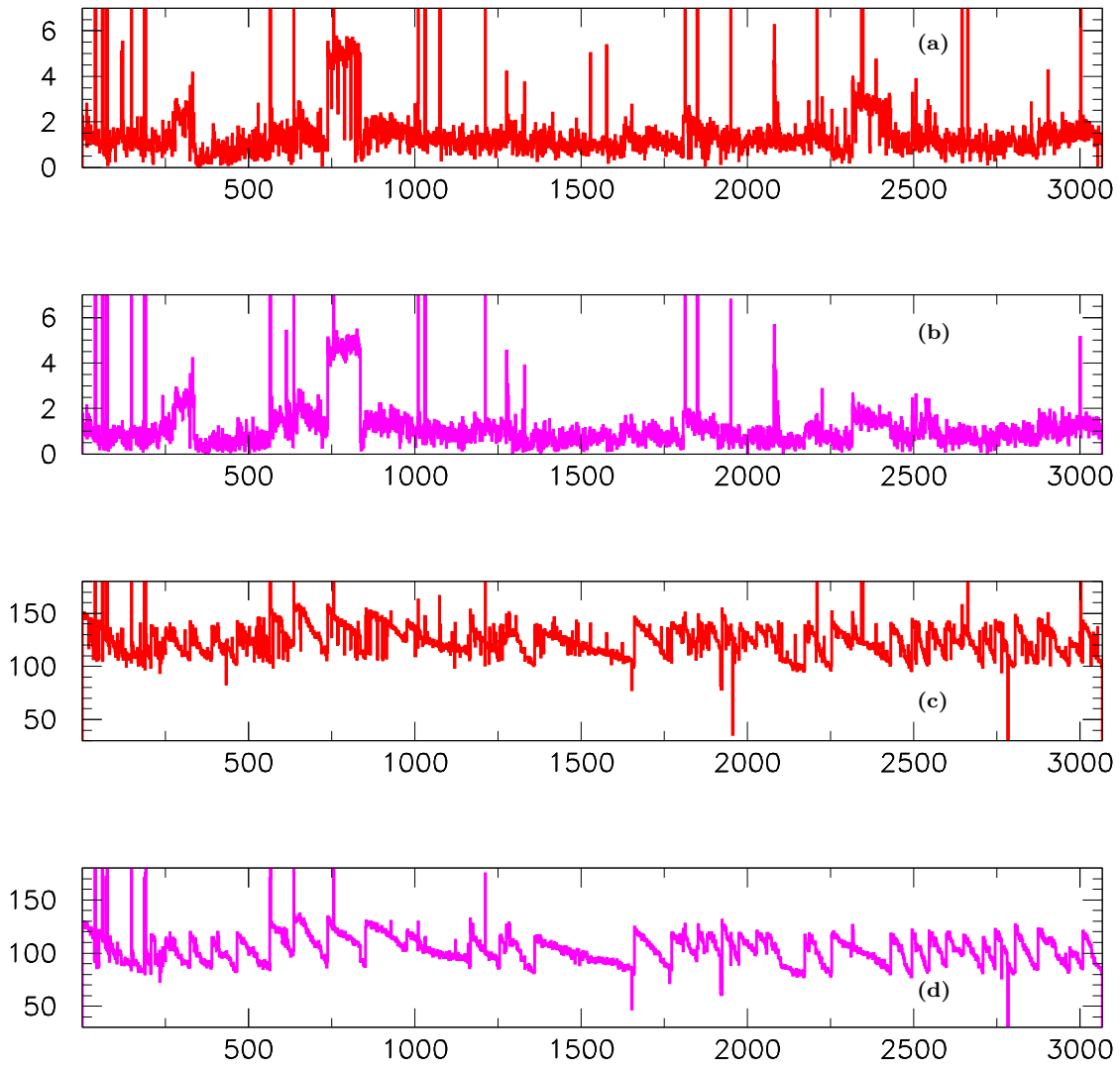


FIG. 4.9 – *Variable $shift_{xy}$ en fonction d'un nombre normalisé au numéro de run avant l'application de l'algorithme T42 a) et après l'application de l'algorithme T42 b); Variable $S\bar{E}_T$ en fonction de la même abscisse avant l'application de l'algorithme T42 c) et après l'application de l'algorithme T42 d).*

– la quantité d'énergie résiduelle à l'extérieur d'un cône de rayon 0.2 doit être inférieure à 20% de l'énergie comprise dans le cône de rayon 0.2. C'est le critère d'isolation :

$$\frac{E_{tot}(0.4) - E_{em}(0.2)}{E_{em}(0.2)} \leq 0.2 \tag{4.2}$$

où $E_{tot}(0.4)$ est l'énergie totale comprise dans un cône de rayon 0.4 et $E_{em}(0.2)$ est l'énergie électromagnétique comprise dans un cône de rayon 0.2.

L'association d'une trace à un amas est définie par :

$$\chi^2 = (\frac{\delta\phi}{\sigma_\phi})^2 + (\frac{E_T/p_T - 1}{\sigma_{E/p}})^2 \tag{4.3}$$

Où

– $\delta\phi$ est la distance angulaire dans le plan transverse entre l'extrapolation de la trace dans la 3ème couche du calorimètre et la position de l'amas dans cette couche.
– E_T/p_T le rapport entre l'énergie transverse de l'amas et l'impulsion transverse de la trace
– σ_ϕ et $\sigma_{E/p}$ l'écart type de la quantité associée

Si une trace est associée à l'amas ($\chi^2 > 0.01$), et suivant la courbure de cette trace, on définit l'objet ayant un identifiant comme étant ± 11 (candidats électron ou positron), sinon comme étant 10.

Afin d'identifier les photons et les électrons, des critères plus stricts sont appliqués [47] :

– l'isolation (définie précédemment) doit être inférieure à 0.15
– les estimateurs HM7 et HM8 permettent de comparer la forme de la gerbe des particules électromagnétiques par rapport à celle de la simulation. HM8 se base sur 8 variables : la fraction électromagnétique dans les 4 premières couches du calorimètre, la position sur l'axe z du vertex, la largeur de la gerbe suivant l'axe η et ϕ. HM7 a 7 variables qui sont les mêmes que précédemment sans la largeur de la gerbe suivant l'axe η car celle-ci est mal décrite par la simulation. Une matrice de covariance est bâtie à partir des variables observées dans la simulation :

$$M_{ij} = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}(x_i^n - \bar{x_i})(x_j^n - \bar{x_j}) \tag{4.4}$$

Où M_{ij} est l'élément i, j de la matrice, N le nombre d'électron de la simulation, x_i, x_j les valeurs de 2 variables et $\bar{x_i}, \bar{x_j}$ les valeurs moyennes des 2 variables. On calcule alors une valeur de χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{ij}^{D}(x_i - \bar{x_i})H_{ij}(x_j - \bar{x_j}) \tag{4.5}$$

Où D est le nombre de variable (7 ou 8), x_i, x_j les valeurs de 2 variables pour les données et la matrice H est l'inverse de la matrice M. La variable HM8(HM7) correspond au χ^2 de la matrice à 8(7) composantes. Les critères sur la variable

HM8/HM7 dépendent de l'analyse et peuvent être utilisés soit isolément soit à l'intérieur d'un maximum de vraisemblance.
- l'estimateur de maximum de vraisemblance que nous avons utilisé est déterminé à partir de 7 variables :
  - fraction électromagnétique
  - HM8
  - $\frac{E_T}{p_T}$ qui est le rapport de l'énergie transverse de l'amas sur l'impulsion transverse de la trace associée à l'amas
  - $\log(\chi^2)$ d'association de trace
  - la distance de la trace au vertex primaire
  - le nombre de traces contenues dans un cône de 0.05 autour de la trace associée
  - la somme des impulsions transverses des traces contenues dans un cône de 0.4 autour de la trace associée.

  Ce maximum de vraisemblance doit être supérieur à 0.75.

Un exemple de comparaison de l'impulsion transverse et des estimateurs (EMF, Isolation, HM8) entre les données et la simulation pour des candidats électron, dans des événements $W \rightarrow e\nu$ (dont la sélection est détaillée au chapitre 5), d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV est montré sur la figure 4.10. On observe un désaccord entre la simulation et les données sur les estimateurs de l'électron. La simulation est beaucoup plus précise que les données.

Pour les photons on utilise l'ensemble des critères précédemment défini sauf le maximum de vraisemblance et la demande d'une trace associée au dépôt d'énergie vue dans le calorimètre qui sont spécifiques aux candidats électrons.

L'algorithme de la route [48] permet de reconstruire les particules électromagnétiques de basses énergies qui ne sont pas utilisées dans les analyses réalisées par la suite.

L'effet de l'algorithme T42 sur les électrons

L'algorithme T42 supprime l'ensemble des cellules d'énergie négative. Ceci influence les estimateurs des électrons. En effet, la présence des cellules d'énergie négative permet d'avoir des valeurs de fraction électromagnétique et d'isolation supérieure à 1 et inférieure à 0 respectivement. La figure 4.11 permet de voir les nouveaux estimateurs des électrons après l'application de l'algorithme T42 dans les mêmes événements candidats $W \rightarrow e\nu$ que précédemment.

Après application de l'algorithme T42, les estimateurs des électrons sont mieux décrits par la simulation. Ceci permet d'avoir des critères plus stricts et d'avoir donc une meilleure sélection des électrons. Par exemple, sur la figure 4.12, on observe la valeur de la fraction électromagnétique en fonction de l'isolation avec et sans l'algorithme T42. On constate qu'avec l'algorithme T42, un critère d'isolation inférieur à 0.1 peut être utilisé sans affecter le signal. Les améliorations de ces critères sont actuellement en phase de certification.

L'effet de T42 sur les particules électromagnétiques de basse énergie est montrée sur sur la figure 4.13. Il n'y a pas de différence significative entre avant et après l'application de l'algorithme T42. Des études complémentaires sur la résonance du J/Ψ [49] montrent que l'algorithme T42 ne détériore pas le signal.

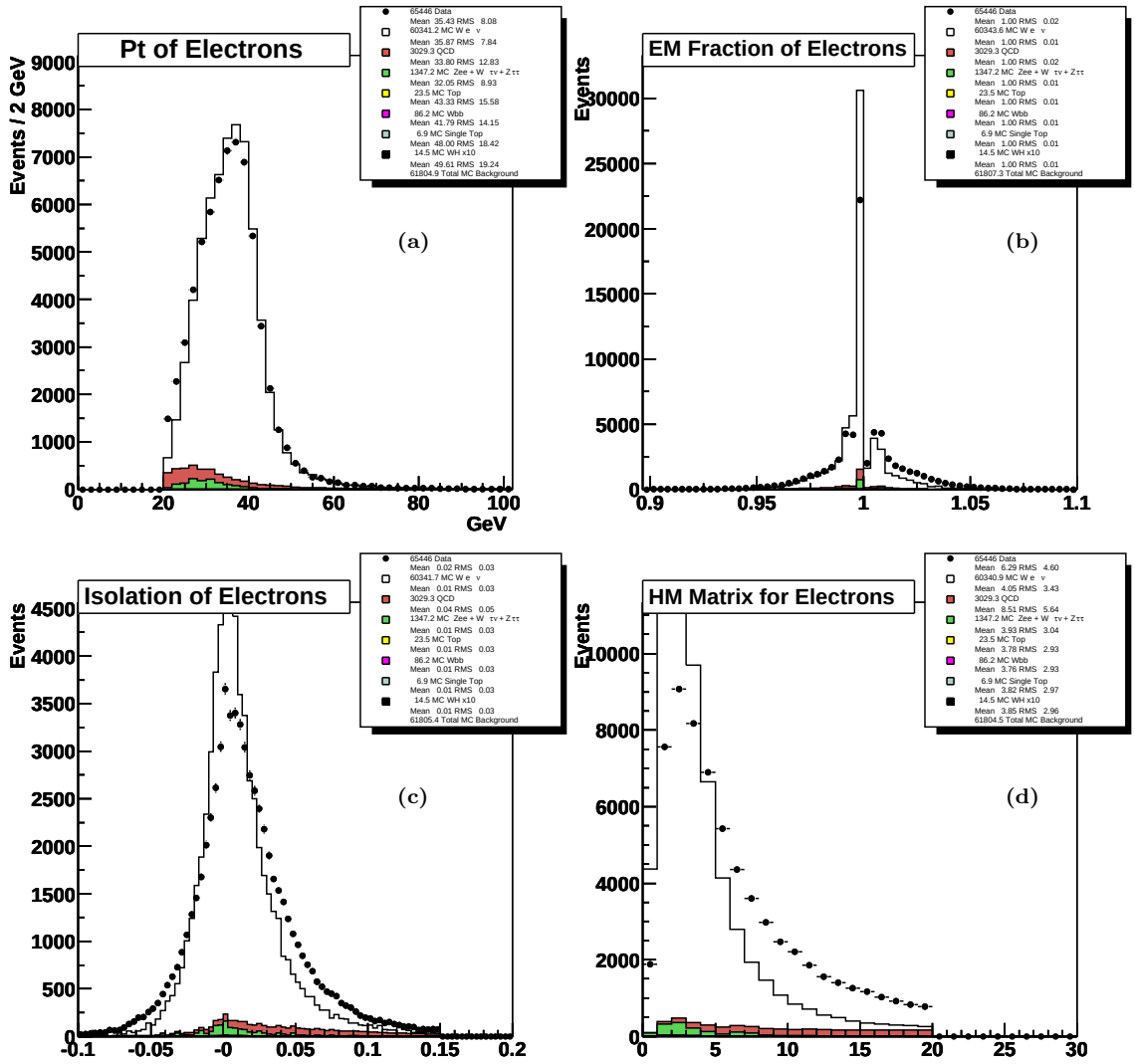


FIG. 4.10 – *Comparaison entre les données et la simulation sur des événements candidats $W \to e\nu$ (sélection décrite au chapitre 5) de l'impulsion transverse a), et des estimateurs : b) fraction électromagnétique, c) isolation et d) HM8 des candidats électrons.*

4.3.3 La reconstruction des jets

Un jet est défini comme l'ensemble de particules déposant une énergie au dessus d'un certain seuil (8 GeV) dans un cône de l'espace $\eta \times \phi$ de rayon $R = 0.5$. L'algorithme de reconstruction d'un jet commence par la recherche de tours calorimétriques ayant une énergie transverse supérieure à 500 MeV [50]. Puis autour de chaque tour, il additionne l'énergie déposée dans les tours du calorimètre se trouvant dans un cône de rayon $R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.3$. La position du jet est alors recalculée pour tenir compte de l'énergie rajoutée. Suite à cette nouvelle position, un cône de 0.5 est redessiné (où

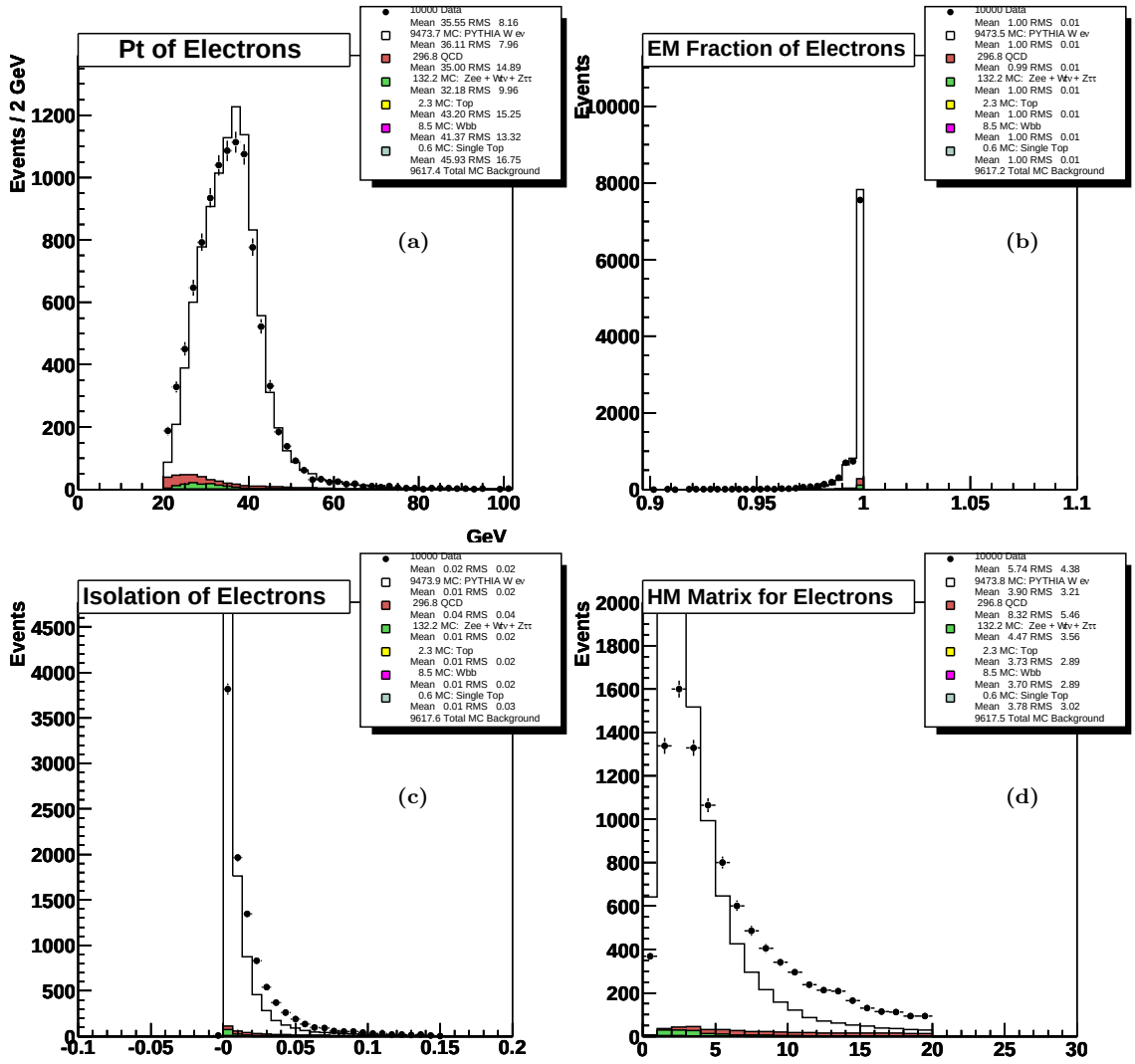


FIG. 4.11 – *Comparaison entre les données et la simulation sur des événements candidats $W \rightarrow e\nu$ (sélection décrite au chapitre 5) de l'impulsion transverse a), et des estimateurs : b) fraction électromagnétique, c) isolation et d) HM8 des candidats électrons après l'application de l'algorithme T42.*

0.7 pour l'analyse des phénomènes testant la chromodynamique quantique) autour de cette nouvelle position. Ce processus est répété jusqu'à ce que la position du jet soit stable. On classe alors les jets en fonction de leur énergie transverse. Pour éviter les problèmes de superposition la liste est parcourue en partant des jets de plus grande énergie transverse. Si le jet est isolé (c'est à dire s'il n'y a pas de jet à moins de $2 \times R$), il est gardé dans la liste finale des jets. Sinon, 2 cas se présentent a) si la fraction d'énergie transverse en commun est supérieure à 50% de l'énergie du jet de plus petite énergie

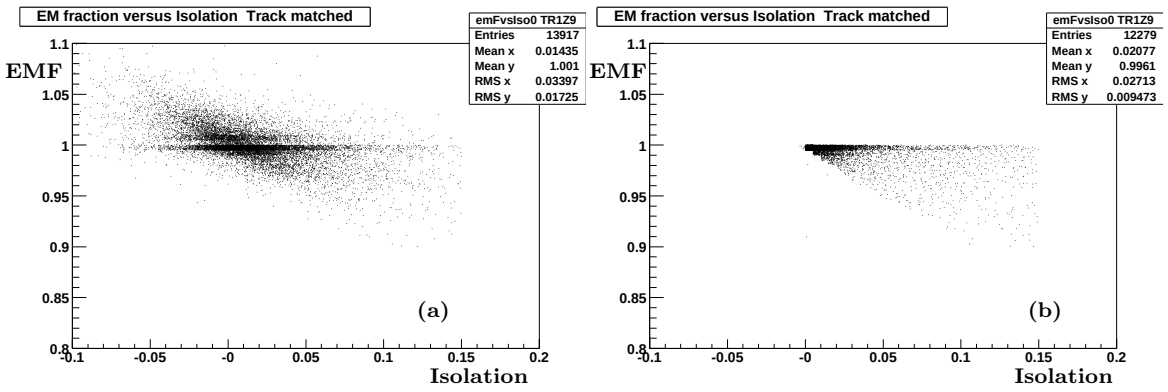


FIG. 4.12 – *Fraction électromagnétique en fonction de l'isolation pour des candidats électrons dans des événements candidats $W \rightarrow e\nu$ et sans l'algorithme T42 a), avec l'algorithme T42 b).*

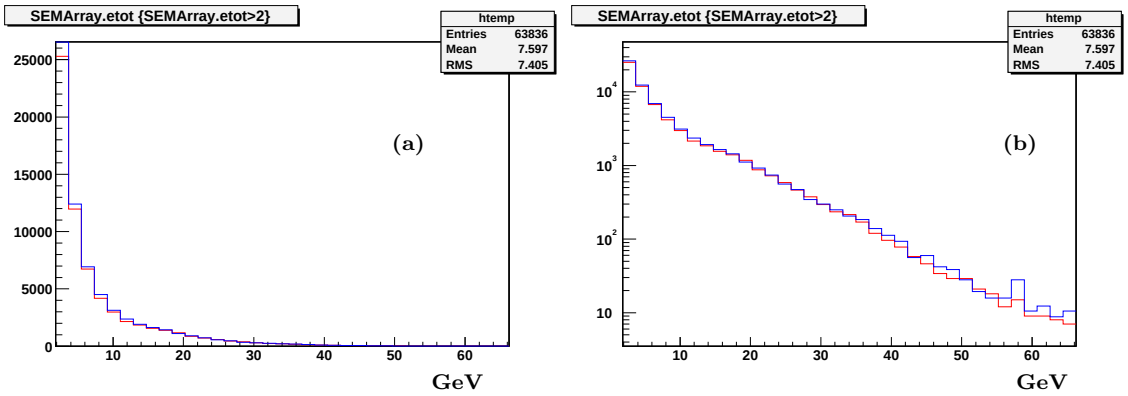


FIG. 4.13 – *Énergie des particules électromagnétiques d'énergie supérieure à 2 GeV sans T42 (en bleu) et avec T42 (en rouge), pour une échelle linéaire a) et logarithmique b). On n'observe pas de différence significative entre les courbes avec et sans l'application de l'algorithme T42.*

transverse alors on fusionne les 2 jets et le centre du nouveau jet est alors le barycentre des 2 anciens centres pondérés par l'énergie transverse contenue dans chacun des 2 jets ; b) sinon on conserve les 2 jets mais on retire l'énergie partagée du jet le plus éloigné du barycentre de cette énergie et les 2 jets obtenus sont mis dans la liste finale. Au final, seuls les jets d'énergie transverse supérieure à 8 GeV sont conservés.

Comme pour les électrons, nous définissons des critères de qualité [51]. Nous demandons que :

- la quantité d'énergie déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre par rapport à l'énergie totale déposée (fraction électromagnétique [EMF]) soit

supérieure à 0.05 et aussi inférieure à 0.95. La partie électromagnétique constituant les premières couches du calorimètre, un jet doit y déposer une partie de son énergie sans y déposer toute son énergie.

- la quantité d'énergie déposée dans la couche externe dîte "coarse hadronique" par rapport à la quantité totale d'énergie déposée (fraction dans le coarse hadronique [CHF]) doit être inférieure à 0.4. Un jet doit déposer l'ensemble de l'énergie dans l'ensemble des couches du détecteur et non seulement avoir une concentration dans une couche du calorimètre.
- la fraction de l'énergie contenue dans la cellule de plus haute énergie par rapport à l'énergie de la deuxième cellule la plus énergétique doit être inférieure à 10 [HOTF]. Ceci vient du fait qu'il existe de temps à autre dans le calorimètre ce que l'on appelle des cellules chaudes. Elles sont normalement retirées par l'algorithme NADA. Cet algorithme enlève exclusivement les cellules isolées et il reste néanmoins des cellules chaudes qui ne sont pas complètement isolées et qui vont pouvoir créer des jets.
- on définit la variable n90 qui indique le nombre de tours contenant 90% de l'énergie du jet. On demande que ce nombre soit strictement supérieur à 1 pour éviter d'avoir des jets formés d'une seule tour.
- on définit la variable f90 qui représente le nombre de tours contenant 90% de l'énergie du jet sur le nombre total de tours. On demande à ce que cette variable soit inférieure à 0.5 ou que la fraction d'énergie contenue dans le coarse hadronique soit inférieure à 0.15. Ceci permet de réduire le nombre de jets de bruit qui proviennent du coarse hadronique.
- On utilise le fait que les voies de lecture du déclenchement de niveau 1 et de la reconstruction sont différentes. On calcule le rapport de l'impulsion transverse du jet sur la somme de l'énergie déposée dans les tours de déclenchement de niveau 1 dans un cône de 0.5 autour du centre du jet [L1set]. Cette valeur doit être supérieure à 0.4 (0.2 dans les régions d'intercryostat). Ce critère est une confirmation du jet par le système de déclenchement de niveau 1 et il a été mis en place en Novembre 2003.

Nous demandons que le jet ne soit pas un électron, c'est à dire que nous rejetons le jet s'il contient un électron isolé dans un cône de 0.5 autour du jet.

Comme nous l'avons vu pour l'énergie transverse manquante, la partie dite du coarse hadronique produit beaucoup de bruit dans le calorimètre. Une modification de l'algorithme de reconstruction de jets a été mise en place en Juillet 2003 [52] pour réduire l'influence du bruit dans le coarse hadronique. Une fluctuation dans le coarse hadronique donne environ une énergie d'au moins 750 MeV ce qui est donc suffisant pour construire une tour d'énergie supérieure à 500 MeV et donc de commencer à former un jet sur une simple fluctuation. Dans ce nouvel algorithme, les cellules du coarse hadronique ne sont plus considérées pour calculer l'énergie de la tour initiatrice du jet. La figure 4.14 donne une comparaison de l'impulsion transverse ainsi que des estimateurs (EMF, CHF et f90) des jets dans des événements $W \to e\nu$ (leur sélection est définie au chapitre 5) et ceux de la simulation. Les données sont décrites qualitativement par la simulation.

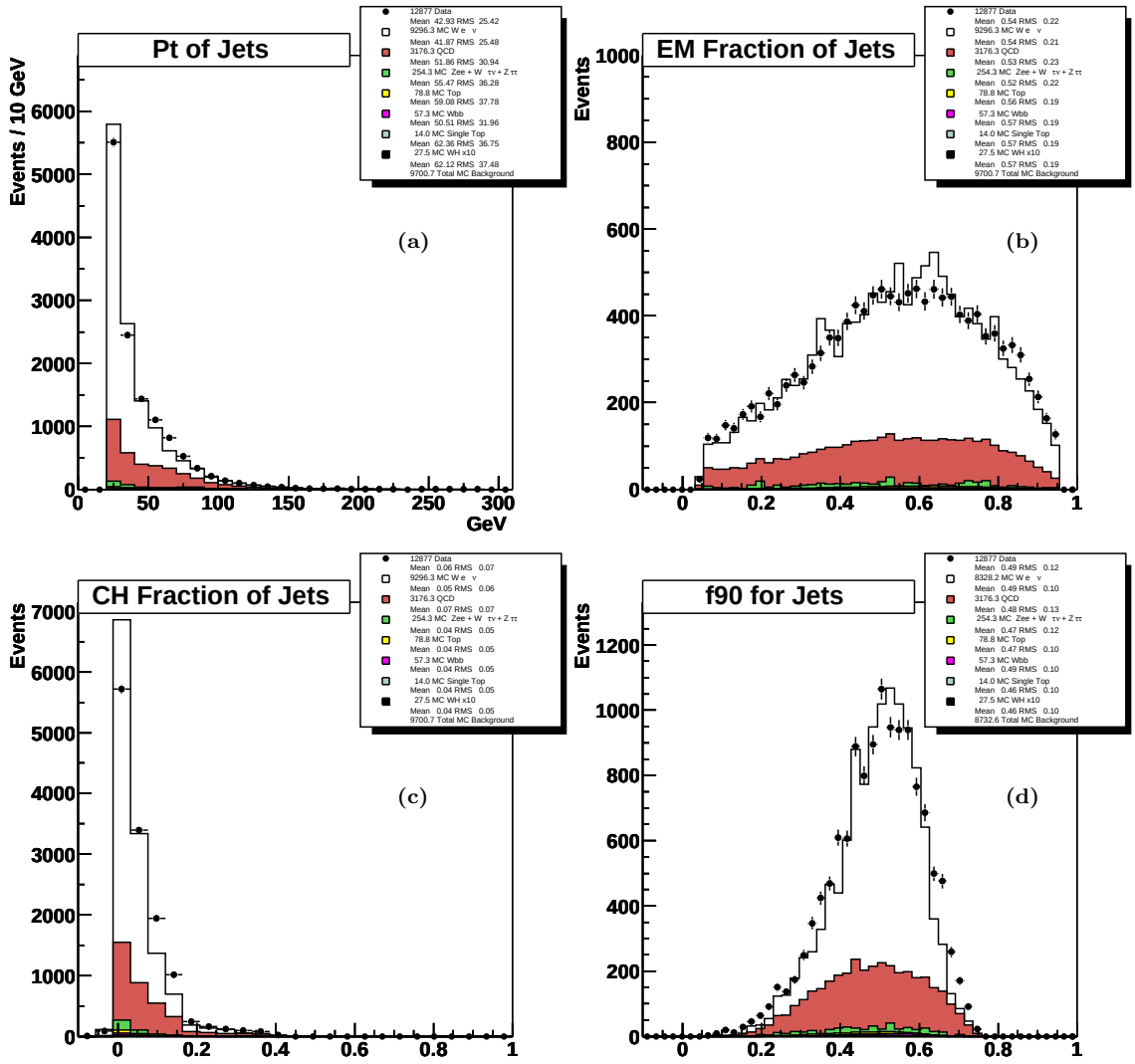


FIG. 4.14 – *Comparaison entre les données et la simulation sur des événements candidats $W \rightarrow e\nu$ (sélection décrite au chapitre 5) de l'impulsion transverse a), et des estimateurs : b) fraction électromagnétique, c) fraction du coarse hadronique et d) f90 des jets présents dans les événements.*

L'effet de l'algorithme T42 sur les jets

L'algorithme T42 va plus modifier les jets que les électrons. En effet, les électrons sont reconstruits dans un cône plus étroit et ont donc moins d'énergie provenant du bruit. Le nombre de jets moyens par événement est réduit après l'application de l'algorithme T42 : il passe de 4.45 à 3.94 [53] jets en moyenne par événement déclenché sur la sélection d'au moins 4 jets d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV. Les estimateurs des jets se trouvent également modifiés. La figure 4.15 décrit les différents estimateurs

après l'application de T42.

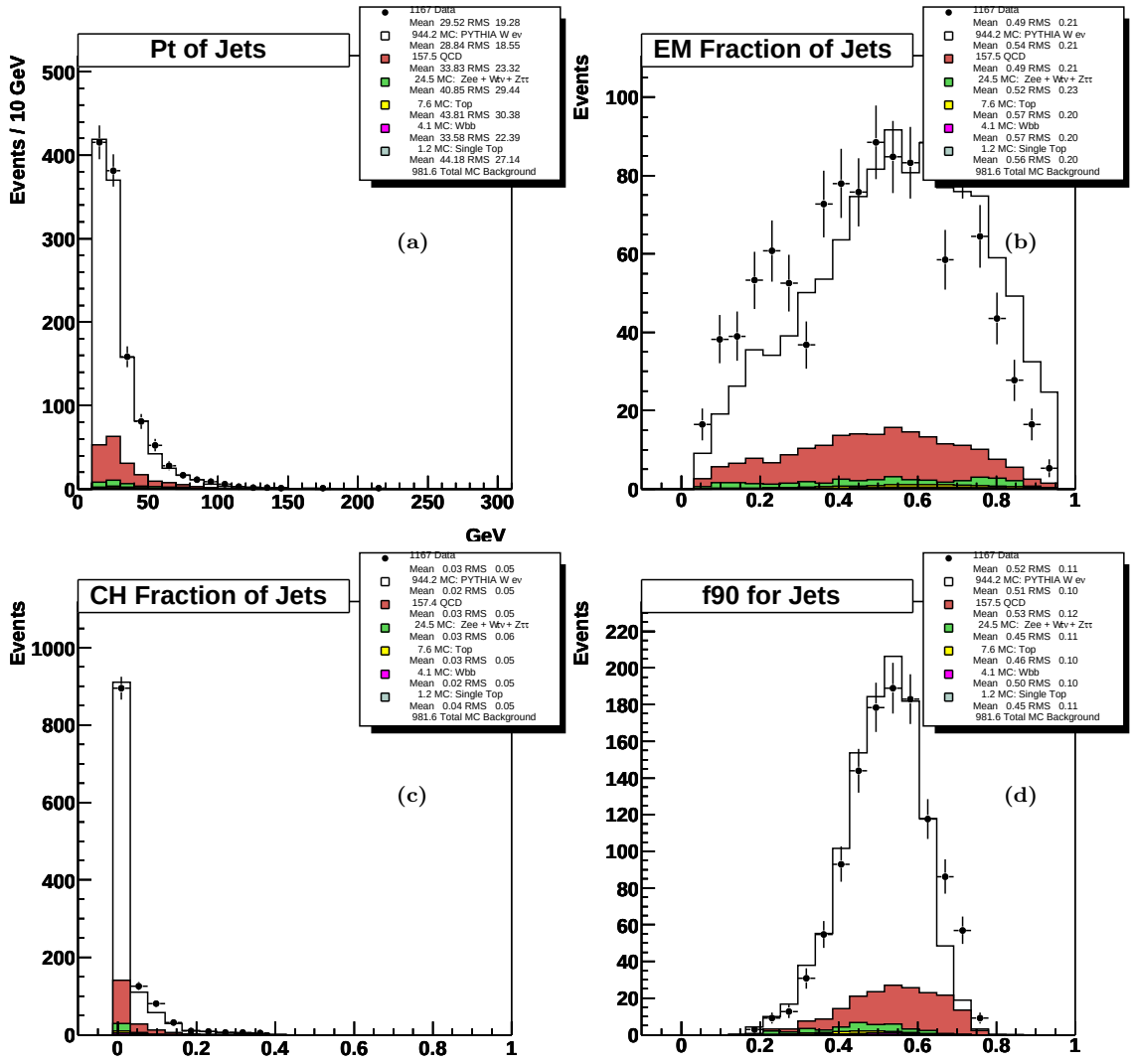


FIG. 4.15 – *Comparaison entre les données et la simulation sur des événements candidats $W \rightarrow e\nu$ (sélection décrite au chapitre 5) de l'impulsion transverse a), et des estimateurs : b) fraction électromagnétique, c) fraction du coarse hadronique et d) f90 des jets présents dans les événements après application de l'algorithme T42.*

L'algorithme T42 est appliqué de manière identique sur les données et la simulation. On observe en général un meilleur accord pour les estimateurs des jets sauf en ce qui concerne la fraction électromagnétique.

Une étude réalisée sur des événements simulés avec et sans bruit montre que l'application de l'algorithme T42 réduit en moyenne l'énergie des jets d'environ 700 MeV [53]. De plus, cette différence est indépendante de l'énergie transverse du jet. On peut donc

conclure que cette valeur représente simplement l'ajout du bruit dans la simulation et donc que l'algorithme T42 ne dégrade pas l'énergie propre du jet.

La calibration en énergie des jets

Afin de prendre en compte la différence de réponse entre la partie électromagnétique et la partie hadronique d'un jet et l'énergie perdue dans les matériaux morts ou bien se trouvant à l'extérieur du cône, on applique une correction en énergie. C'est ce que nous appelons la calibration en énergie des jets [34]. Il y a 3 étapes principales à cette correction :

- soustraction de l'énergie non issue de l'interaction "dure" (E_{offset}) : l'interaction "dure" est le processus s'effectuant au niveau des quarks ou gluons des protons et antiprotons incidents. L'énergie supplémentaire mesurée dans le calorimètre peut provenir de plusieurs sources : bruit, interactions multiples lors d'un seul croisement de faisceaux, empilement des événements des interactions précédentes (pile-up), et de partons spectateurs (quarks ou gluons ne participant pas à l'interaction "dure"). Cette énergie est déterminée à partir des données en calculant la densité d'énergie en (η, ϕ) enregistrée par le détecteur à chaque croisement de faisceaux.
- estimation de la réponse du calorimètre pour le jet (R_{jet}) : la réponse en énergie du calorimètre est déterminée à l'aide d'événements de données ayant un photon et un jet dos à dos en ϕ. La mesure précise de l'énergie du photon permet d'exprimer la réponse du calorimètre pour les jets en fonction de l'énergie transverse manquante de l'événement :

$$R_{jet} = 1 + \frac{\vec{\not{E}}_T \cdot \hat{\mathrm{n}}_{T_\gamma}}{E_{T_\gamma}} \tag{4.6}$$

  Où $\not{E}_T$ est l'énergie transverse manquante, $\hat{\mathrm{n}}_{T_\gamma}$ est le vecteur unitaire portant la direction de l'énergie transverse du photon et E_{T_γ} est l'énergie transverse du photon. La réponse du calorimètre dépend de l'énergie et de la position en η du jet.
- estimation de la composante en dehors du cône : toute l'énergie du jet n'est pas nécessairement incluse dans un cône de rayon 0.5. La correction est déterminée sur les données en estimant la densité d'énergie (corrigée de E_{offset}) dans des inter-cônes d'épaisseur $\Delta R = 0.1$ autour de la direction du jet et jusqu'au rayon "réel" du jet déterminé par les études du Run I. La fraction d'énergie du jet contenue dans le cône est alors :

$$F = \frac{E_{\text{cône}}}{E_{\text{réel}}} \tag{4.7}$$

  Où $E_{\text{cône}}$ est l'énergie contenue dans le cône et $E_{\text{réel}}$ est l'énergie contenue dans le cône de rayon "réel".

L'énergie corrigée du jet s'écrit alors :

$$E_{\text{corrigée}} = \frac{E - E_{offset}}{R_{jet} \times F} \tag{4.8}$$

La figure 4.16 représente le facteur de correction ($E_{\text{corrigée}}$/E) en énergie en fonction de l'impulsion du jet a) et en fonction du η du jet b). Le facteur de correction moyen (figure 4.16c)) est de 1.4 sauf dans la région intercryostat (autour de $\eta = \pm 1$), où ce facteur vaut 1.6. Les valeurs de l'erreur sur la calibration en énergie des jets sont également indiquées en fonction de l'impulsion transverse du jet et de η sur la figure 4.16b) et d).

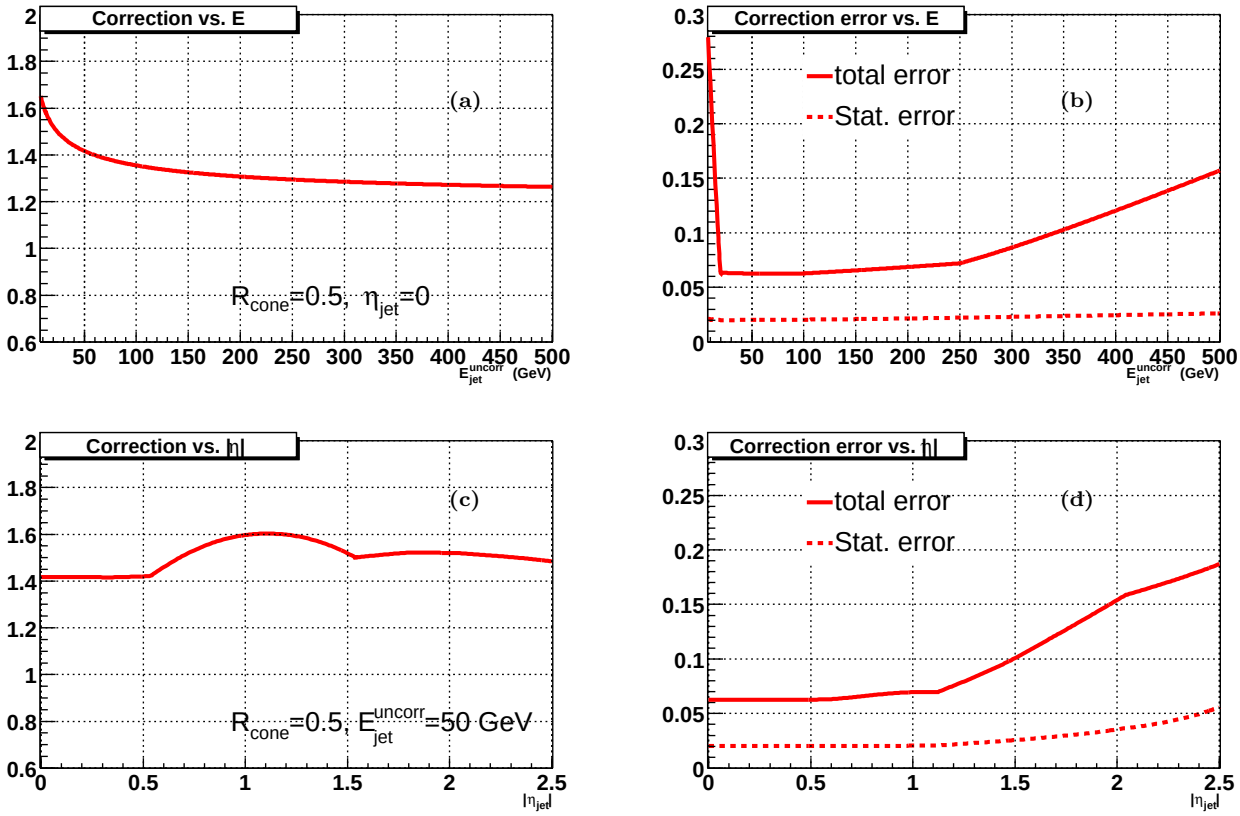


FIG. 4.16 – *Facteur de calibration à appliquer à l'énergie des jets en fonction de l'impulsion transverse du jet a) et du η du jet c). On observe une augmentation de ce facteur dans la région intercryostat (± 1). c) et d) représentent la valeur de l'erreur sur la détermination du facteur de calibration en fonction de l'impulsion transverse du jet b) et du η du jet d).*

4.3.4 Étude de l'énergie déposée dans la région de l'intercryostat

Le code de reconstruction a subi une modification entre les versions p13 et p14 afin de compenser le déficit en énergie des jets vus dans la région de l'intercryostat (ICR définie au chapitre 3). Cette modification porte sur la valeur des poids appliqués à la région de l'ICD (InterCryostat Détecteur $1.1 \leq |\eta| \leq 1.4$). La calibration en énergie

des jets et le système de déclenchement de niveau 1 de la version de reconstruction p13 sont en faveur de la multiplication par un facteur 3.8 du poids existant. L'ensemble de l'énergie contenue dans l'ICD est multiplié par 3.8 en version de reconstruction p14. Nous définissons un facteur multiplicatif x_{ICD} du poids de l'ICD en prenant la valeur 1.0 pour référencer le poids de la version de reconstruction p13 et 3.8 pour celui de la version de reconstruction p14. Avec un facteur $x_{ICD} = 3.8$, on constate l'augmentation du nombre d'événements ayant au moins un jet dans cette région. Sur la figure 4.17, on observe la distribution en η du premier jet dans les événements $W \rightarrow e\nu$ (la sélection est décrite au chapitre 5) après application du facteur 3.8 sur l'ICD. Les deux distributions sont normalisées à 10000 candidats W et avant le facteur 3.8, nous avons 883 événements avec au moins un jet, après application nous en avons 956. Le nombre d'événements ayant au moins un jet provenant du bruit de fond QCD qui est obtenu par la méthode de la matrice (méthode de calcul basée sur les données détaillée dans le chapitre 5) passe de 121.9 à 152.2. La proportion d'événements de bruit de fond QCD passe de 13.8% à 15.9%.

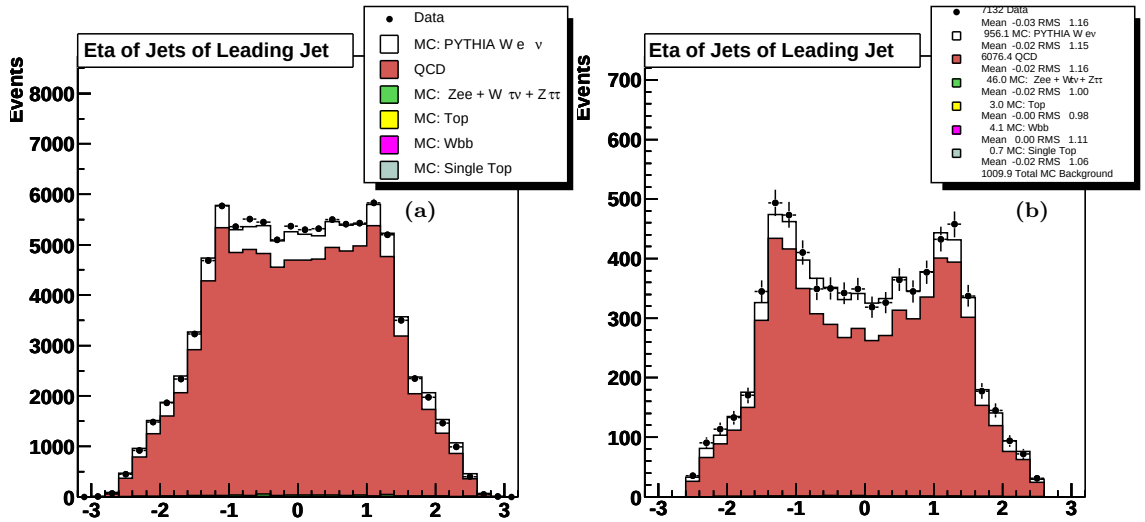


FIG. 4.17 – *η du premier jet des événements $W \rightarrow e\nu$ (sélection décrite au chapitre 5) pour un facteur x_{ICD} de poids d'ICD égal 1 a) et égal à 3.8 b).*

Les jets contenus dans l'ICD ont une résolution moins bonne et ont donc tendance à créer de l'énergie transverse manquante. Cette énergie transverse manquante permet de sélectionner plus d'événements candidats W mais ces événements sont essentiellement du bruit de fond QCD.

Nous avons étudié l'effet du facteur x_{ICD} pour les valeurs 1.0, 2.0, 3.0 et 3.8. L'augmentation du bruit de fond QCD qui est visible dans les distributions des jets est également visible dans la distribution de la masse transverse du boson W. La figure 4.18 représente la masse transverse reconstruite à partir d'événements pour les différentes valeurs de x_{ICD}. Les événements sélectionnés sont toujours ceux contenant un électron

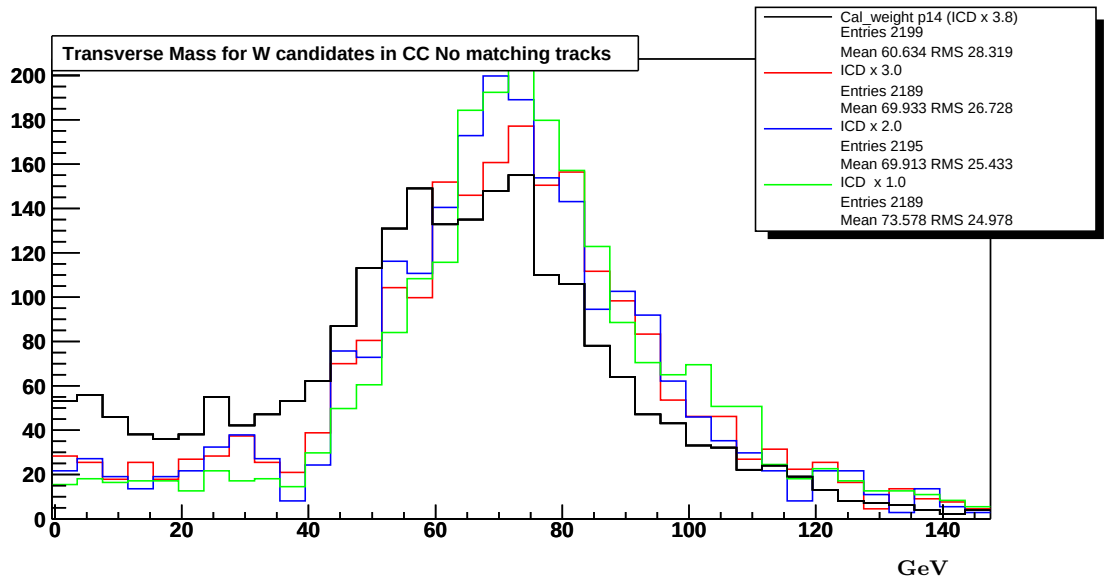


FIG. 4.18 – *Masse transverse d'événements W dans lesquels on requiert au moins un jet dans l'ICD et pour 4 valeurs de poids de l'ICD* x_{ICD}*=1.0, 2.0, 3.0, 3.8.*

et de l'énergie transverse manquante mais en plus nous demandons explicitement qu'un jet soit dans $1.1 \leq |\eta| \leq 1.4$. La courbe obtenue par un facteur x_{ICD} =3.8 montre un nombre important d'événements à basse valeur de masse transverse (inférieure à 40 GeV) ce qui caractérise des événements de bruit de fond QCD.

Lors de cette étude, nous avons aussi comparé la fraction d'énergie déposée dans l'ICD par des jets à celle attendue dans la simulation (figure 4.19).

On voit nettement que le facteur 1.0 ne permet pas de reproduire la simulation. Le facteur 3.8 a plutôt tendance à donner une réponse plus forte dans les données que dans la simulation. Un facteur de l'ordre de 3.0-3.5 semble être le plus approprié.

L'énergie déposée dans la couche sans absorbeur se trouvant dans le cryostat du calorimètre central est comparée à la simulation sur la figure 4.20 pour des événements W+jets. Les données ne reflètent pas le comportement de la simulation. Ce problème est actuellement à l'étude afin de déterminer l'origine du désaccord (données ou simulation) et de le corriger.

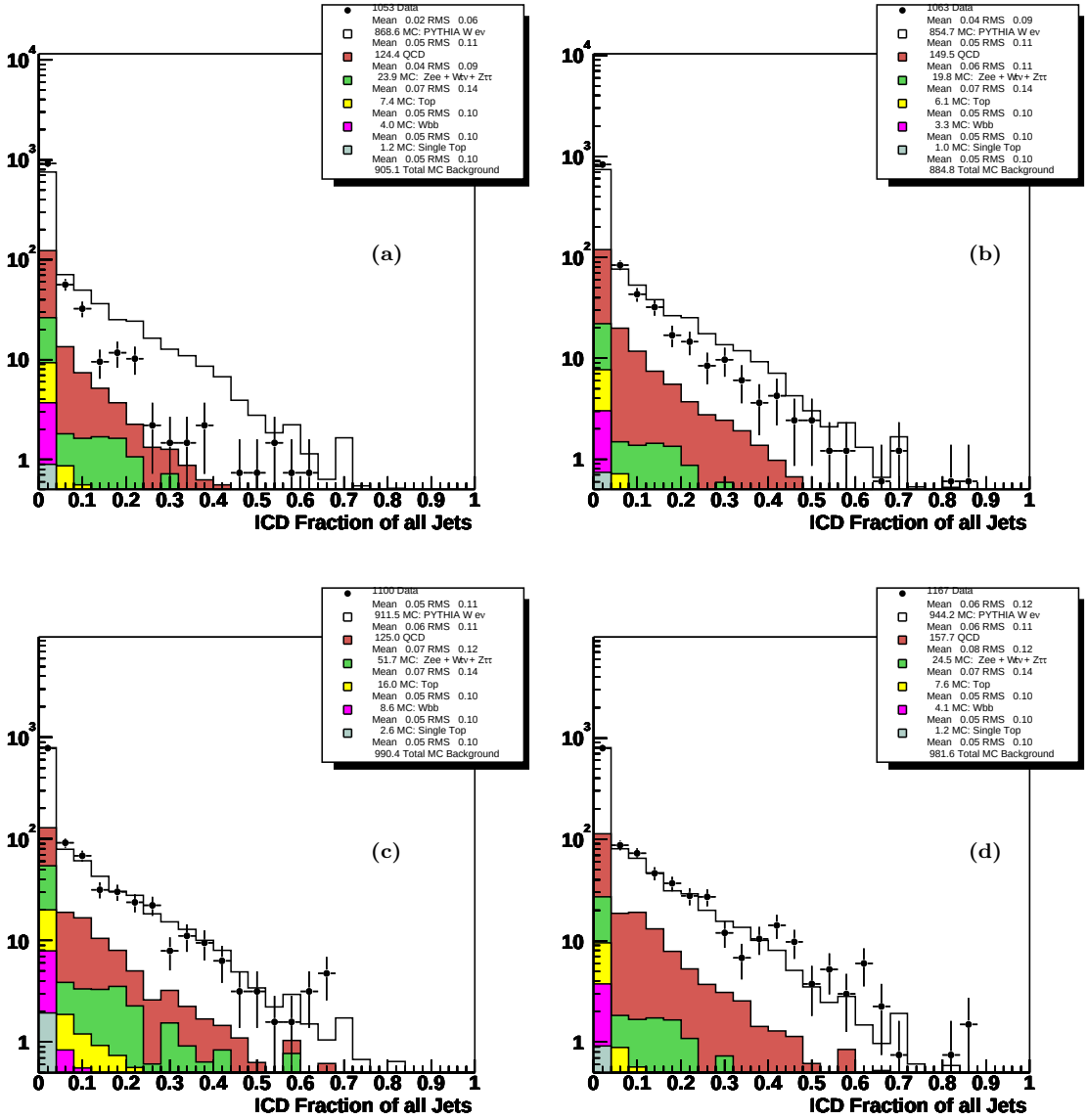


FIG. 4.19 – *Fraction de l'énergie déposée dans l'ICD par les jets des événements* $W \rightarrow e\nu$ *et pour 4 valeurs de poids d'ICD* x_{ICD}*=1.0 a), 2.0 b), 3.0 c), 3.8 d).*

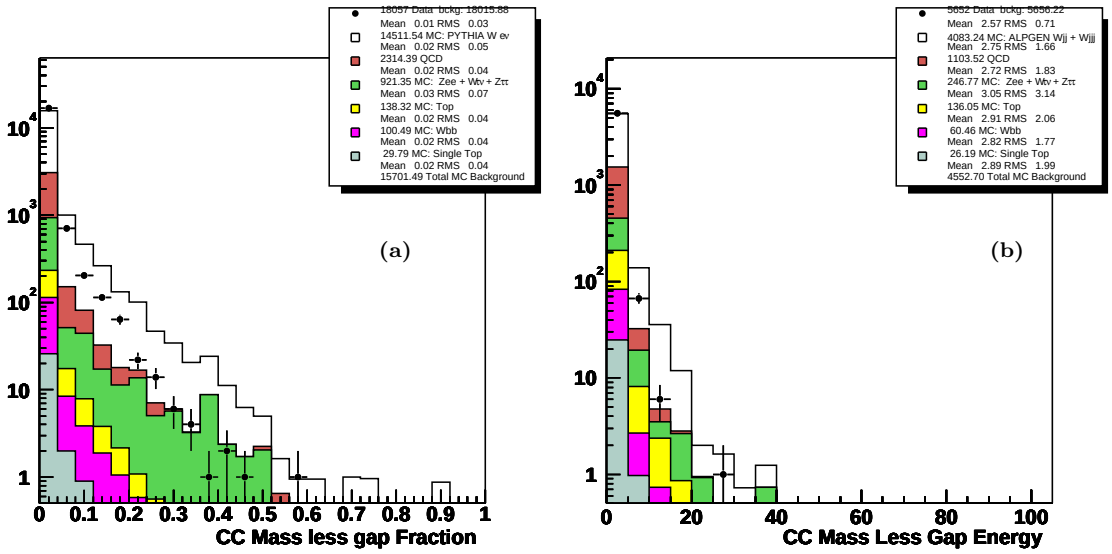


FIG. 4.20 – *Fraction de l'énergie a) et énergie b) déposée dans la couche sans absorbeur du calorimètre central comparée à la simulation pour les jets des événements* $W \rightarrow e\nu$. *On observe un désaccord entre les données et la simulation.*

Chapitre 5

Étude de la production $W(\rightarrow e\nu)b\bar{b}$

L'étude du canal de production $Wb\bar{b}$ est une étape nécessaire dans la recherche d'un boson de Higgs de masse inférieure à 140 GeV produit en association avec un boson W. Elle est présentée, ici, dans le cas où le boson W se désintégre en un électron et un neutrino. Elle nécessite une bonne compréhension de l'identification des électrons, de la reconstruction de l'énergie transverse manquante, de la calibration en énergie des jets et de l'étiquetage des jets de quarks b.

Cette analyse a connu un premier développement au cours de l'été 2003 puis une seconde phase au cours de l'hiver 2004 afin de prendre en compte les améliorations dans les algorithmes de reconstruction tel que l'algorithme T42 et d'augmenter la taille de l'échantillon de données. La première analyse a permis de mettre en place l'ensemble des méthodes et de réaliser une première étude des événements W+jets. Dans la seconde analyse l'augmentation d'un facteur 1.5 de la luminosité a permis d'étudier les événements $Wb\bar{b}$ en détail.

5.1 Objectifs et méthodes de l'analyse

La luminosité obtenue à l'heure actuelle ne permet pas d'observer la production associée d'un boson de Higgs du modèle standard. Néanmoins, étant donné la section efficace de production de $Wb\bar{b}$ qui est de l'ordre de quelques picobarns, ce bruit de fond irréductible peut être étudié.

L'analyse débute par la sélection d'événements $W \rightarrow e\nu$. Il s'agit de rechercher des événements contenant un électron identifié suivant les critères standards de DØ et de l'énergie transverse manquante provenant du neutrino. Cette première étude des bosons W nous permettra un contrôle de la qualité des données et une compréhension de ce processus. Dans ces événements, nous rechercherons ceux contenant des jets.

À ce stade, les bruits de fond principaux du signal $Wb\bar{b}$ sont :

- le bruit de fond "QCD" qui correspond à des événements contenant plusieurs jets où l'un de ces jets est identifié par erreur comme un électron. Outre la présence d'un électron, ces événements peuvent contenir suffisamment d'énergie transverse manquante pour satisfaire les critères de sélection.
- les événements W ayant plusieurs jets dans l'état final (W+jets)

Pour réduire ces bruits de fond, nous demandons que les jets soient étiquetés comme provenant d'un hadron contenant un quark b (b-jet). L'échantillon est ainsi enrichi en événements $W + b$-jets et les principaux bruits de fond deviennent alors :

- la production de paire top-antitop ($t\bar{t}$)
- la production de top par processus électrofaible dans les voies s et t
- les événements W+jets où les jets étiquetés proviennent de quarks c ou de quarks légers mal identifiés

L'ensemble de ces bruits de fond ont un état final $W+b$-jets comparable à celui de notre signal $Wb\bar{b}$. La production de paire de top-antitop est caractérisée par des événements contenant généralement 3 ou 4 jets. Un critère de sélection demandant exactement 2 jets dans l'échantillon final permettra de réduire l'influence de ce bruit de fond.

Le tableau 5.1 indique les 2 lots de données sur lesquels l'analyse a été réalisée. Le premier lot est un sous ensemble du second. Les critères de sélection appliqués à chaque échantillon sont décrits dans le tableau 5.2. Chacun de ces points sera détaillé dans la suite de ce chapitre.

	Analyse 2003	Analyse 2004
Ensemble de données	Août 2002 - Juin 2003	Avril 2002 - Septembre 2003
Luminosité	117.1 pb^{-1}	174 pb^{-1}
Critères de présélection	un amas électromagnétique $p_T > 15$ GeV	un électron avec une trace associée en $\Delta\phi < 0.4$ $p_T > 12$ GeV ≥ 1 jet de $p_T > 15$ GeV
Caractéristiques du code de reconstruction	version p13 Correction du problème de l'énergie partagée Algorithme optimisé de reconstruction de jets Poids de l'ICD à 1.0	version p14 Correction des problèmes liés au calorimètre Amélioration de la reconstruction des traces Algorithme T42 Poids de l'ICD à 3.8

TAB. 5.1 – *Description des échantillons de données pour chacune des analyses. La reconstruction des objets est développée dans le chapitre 4.*

5.2 L'échantillon des données

Dans cette section, nous passons en revue les deux échantillons de données utilisés lors de cette analyse ainsi que les événements simulés. Ces échantillons demandent la présence d'un candidat électron dans l'événement.

	Analyse 2003	Analyse 2004
Critères de déclenchement	décrit dans le tableau 5.5	décrit dans le tableau 5.5
Critère sur le vertex	Aucun	Position en z du vertex < 60 cm
Électron	EMF > 0.9 isolation < 0.15 estimateur HM8 < 20 $\|\eta\| < 1.1$ p_T >20 GeV	EMF > 0.9 isolation < 0.10 estimateur HM8 < 75 estimateur HM7 < 30 association d'une trace en $\Delta R < 0.4$ $\|\eta\| < 1.1$ p_T >20 GeV
Critère strict sur l'électron	Association d'une trace avec $\chi^2 > 0.01$	Critère sur le maximum de vraisemblance d'identité de l'électron >0.75
Énergie transverse manquante	> 25 GeV	> 25 GeV
Jets	0.05<EMF<0.95 CHF <0.4 n90 >1 HOTF< 10 $f90 < 0.5$ ou CHF < 0.15 $\|\eta\| < 2.5$ p_T >20 GeV	0.05<EMF<0.95 CHF <0.4 n90 >1 HOTF<10 L1Set >0.4 pour η <0.8 et 1.5< η L1Set >0.2 pour 0.8< η <1.5 $\|\eta\| < 2.5$ $p_T > 20$ GeV
Étiquetage des jets provenant de quarks b	Probabilité(JLIP)<1%	Probabilité(JLIP)<0.4%
Optimisation		25 GeV $\leq m_W \leq$125 GeV

TAB. 5.2 – *Liste des critères de sélection appliqués dans les 2 analyses. L'ensemble des acronymes est défini au chapitre 4.*

5.2.1 Les données

Le premier échantillon est reconstruit à l'aide de la version de reconstruction p13. Nous référencerons, par la suite, cet échantillon et cette analyse comme étant "l'analyse 2003" puisque les résulats de cette analyse ont été présentés aux conférences d'été 2003 [54]. Cet échantillon correspond aux données prises entre le 15 Août 2002 et le 24 Juin 2003 qui représente une luminosité intégrée de 117.1 $\pm$ 11.7 pb^{-1}. Afin de sélectionner des événements $W(\rightarrow e\nu)b\bar{b}$, nous commençons par rechercher des événements candidats $W \rightarrow e\nu$. Cette première sélection nous sert de base et nous permettra de contrôler la qualité des événements avant de passer à la recherche de jets.

La sélection de candidats W est effectuée à partir d'un ensemble d'événements présélectionnés dans lequel on demande une identification d'au moins un amas électromagnétique d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV. Cet échantillon de données

est affecté par l'ensemble des problèmes du calorimètre décrits au chapitre 4. Sur ces données, nous avons donc appliqué les corrections suivantes :

– correction du problème de l'énergie partagée [44]
– algorithme optimisé de reconstruction des jets [50]

De plus afin de s'assurer d'une bonne qualité des données nous rejetons les runs classés mauvais par les sous-détecteurs SMT, CFT et calorimètre [41]. Ces runs correspondent à des problèmes rencontrés durant la prise de données pour l'un de ces sous-détecteurs. De plus, une identification de runs de qualité insuffisante (sélection JET/MET [42]) est réalisée par l'étude de la stabilité des composantes x et y de l'énergie transverse manquante moyennée sur chacun des runs (décrit dans le chapitre 4). Nous rejetons également ces runs.

Le second échantillon est reconstruit à l'aide de la version de reconstruction p14 où l'ensemble des corrections des problèmes calorimétriques est appliqué directement aux données. Cette analyse est appelée "l'analyse 2004" car ces résultats ont été présentés aux conférences d'hiver 2004 [55]. L'échantillon comprend l'ensemble des données enregistrées entre Avril 2002 et Septembre 2003. Néanmoins nous ne considérons pas les données collectées entre le 15 Juin 2002 et le 15 Août 2002 (environ 7pb^{-1}) qui sont affectées par un problème non corrigé de mélange d'événements. Pour l'analyse 2004, nous avons à disposition une luminosité intégrée de 174 ± 11 pb^{-1}.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, l'algorithme T42 permet une diminution du bruit présent dans le calorimètre. Malheureusement, l'algorithme n'est pas appliqué de manière centralisée sur l'ensemble des données et réappliquer tous les algorithmes calorimétriques demande beaucoup de ressources de calcul. L'échantillon de données que nous avons utilisé est donc issu d'un sous ensemble des données déjà processées avec l'algorithme T42 par le groupe Top de DØ [56] mais ce sous ensemble ne contient plus d'événements $W \rightarrow e\nu$ exclusifs. Cet échantillon d'événements est présélectionné suivant les critères :

a) au moins un amas électromagnétique ayant :

– une fraction électromagnétique supérieure à 0.9
– une isolation inférieure à 0.15
– un estimateur HM8 inférieur à 75
– une trace associée par $\Delta\phi < 0.4$ et d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV
– une impulsion transverse supérieure à 12 GeV

b) au moins un jet passant tous les critères d'identification et d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV.

Comme précédemment, nous rejetons les runs classés mauvais des sous-détecteurs SMT, CFT et du calorimètre. Pour maximiser la luminosité utilisable, nous ne rejetons plus les runs mauvais de la sélection JET/MET mais uniquement les événements contenus dans des blocs de luminosité dit "mauvais" par l'étude de l'énergie transverse manquante et également par le programme dq_calo [43] qui identifie les problèmes liés à l'électronique de lecture du calorimètre.

5.2.2 La simulation

Afin de contrôler les études, les événements de données sont comparés à la simulation. La simulation utilisée comprend un ensemble de processus susceptibles de déposer, dans le détecteur, un signal comprenant un électron, de l'énergie transverse manquante et des jets.

Les mêmes processus ont été simulés pour les analyses 2003 et 2004. Pour l'analyse 2003, la statistique des événements simulés était environ 4 fois plus faible que pour l'analyse 2004. Les processus simulés contiennent des bosons W étant susceptibles de déposer dans le détecteur un signal électron + énergie transverse manquante. Les processus principaux sont donc $W \to e\nu$, $W \to \tau\nu$, $Z \to ee$ et $Z \to \tau\tau$. La simulation comprend des processus ayant des τ dans l'état final car ces derniers peuvent se désintégrer en électron et neutrino. On considère également les événements de production de boson Z car il arrive que le second lepton ne soit pas reconstruit comme tel. Ces événements peuvent alors avoir une signature semblable à celle d'un boson $W \to e\nu$.

Outre ces processus, il faut également considérer les processus contenant des jets et 1 ou 2 W dans l'état final tels que la production par processus électrofaible de top, la production de paire de top-antitop et aussi le signal $Wb\bar{b}$. Les processus inclusifs sont simulés à l'aide de `PYTHIA` [57] (version 6.202) utilisant les fonctions de distribution de partons de `CTEQ5L` [58]. Nous avons également comparé les événements avec des générateurs d'éléments de matrice tels que `ALPGEN` [59]. Ces générateurs sont bien adaptés pour simuler un nombre donné de jets dans l'état final. La simulation des événements de production par processus électrofaible de top s'est effectuée en utilisant le générateur `ONETOP` [60] pour l'analyse 2003 puis `COMPHEP` [61] pour l'analyse 2004.

Les différents processus, leurs générateurs ainsi que le nombre d'événements processés et les sections efficaces de production sont regroupés dans le tableau 5.3 pour l'analyse 2003 et dans le tableau 5.4 pour l'analyse 2004.

La principale différence (outre la statistique) entre les échantillons 2003 et 2004 est la valeur minimale de l'impulsion des partons demandée dans `ALPGEN`. Des études sont encore en cours pour finaliser la valeur optimale de l'impulsion minimale des partons simulés, mais les premiers résultats de ces études ont montré qu'une coupure à 8 GeV est raisonnable lorsque l'on veut sélectionner des jets d'impulsion reconstruite supérieure à 20 GeV.

Le processus étudié correspond à la production d'un W et d'un ou plusieurs jets. Afin d'éviter que les jets ne se recouvrent lors de la reconstruction (algorithme de cône avec R=0.5), nous imposons lors de la génération des événements $Wb\bar{b}$ et Wjj que les partons soient distants dans le plan $\eta \times \phi$ de $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ >0.4.

L'ensemble de ces événements sont ensuite simulés à l'aide du programme de la simulation du détecteur DØ (DØgstar [62] basé sur GEANT), la simulation de l'électronique (DØsim), le code de reconstruction (DØreco) ainsi que le code de sélection des événements. Ils sont engendrés avec une superposition moyenne de 0.8 événements de biais minimum.

Processus	Générateur	Nombre d'événements	Section efficace de production
$W \to e\nu$	PYTHIA	96241	3054 pb
$Z \to ee$	PYTHIA	25500	294 pb
$W \to \tau\nu$	PYTHIA	49750	3054 pb
$Z \to \tau\tau$	PYTHIA	24750	294 pb
WZ avec $Z \to bb$	PYTHIA	49000	1.7 pb
$t\bar{t} \to e$ + jets avec m_{top}= 175 GeV	PYTHIA	11000	0.9 pb
$WH \to e\nu bb$ avec m_H= 115 GeV	PYTHIA	49000	0.02 pb
$tb \to Wbb$	ONETOP	4252	0.88× BR pb
$tqb \to Wbb$	ONETOP	2376	1.98× BR pb
$W(\to e\nu)bb$ p_T(partons)>5 GeV et $\Delta R(partons) > 0.4$	ALPGEN	23341	4.0 pb
$W(\to e\nu)jj(j = u, d, s, c)$ p_T(partons)>5 GeV et $\Delta R(partons) > 0.4$	ALPGEN	57500	444 pb
$W(\to e\nu)jjj(j = u, d, s, c)$ p_T(partons)>5 GeV et $\Delta R(partons) > 0.4$	ALPGEN	42441	67.6 pb

TAB. 5.3 – *Liste des échantillons simulés pour l'analyse 2003. Les générateurs des événements utilisés sont* PYTHIA, ONETOP *et* ALPGEN.

Processus	Générateur	Nombre d'événements	Section efficace de production
$W \to e\nu$	PYTHIA	533000	3054 pb
$Z \to ee$	PYTHIA	197750	294 pb
$W \to \tau\nu$	PYTHIA	100000	3054 pb
$Z \to \tau\tau$	PYTHIA	202500	294 pb
WZ avec $Z \to bb$	PYTHIA	49000	1.7 pb
$t\bar{t} \to e$ + jets avec m_{top}= 175 GeV	PYTHIA	48500	1.0 pb
$WH \to e\nu bb$ avec m_H= 115 GeV	PYTHIA	94500	0.016 pb
$tb \to Wbb$	COMPHEP	29808	0.88× BR pb
$tqb \to Wbb$	COMPHEP	16000	1.98× BR pb
$W(\to e\nu)bb$ p_T(partons)>8 GeV et $\Delta R(partons) > 0.4$	ALPGEN	83500	3.35 pb
$W(\to e\nu)jj(j = u, d, s, c)$ p_T(partons)>8 GeV et $\Delta R(partons) > 0.4$	ALPGEN	189500	287 pb
$W(\to e\nu)jjj(j = u, d, s, c)$ p_T(partons)>8 GeV et $\Delta R(partons) > 0.4$	ALPGEN	44158	43.7 pb

TAB. 5.4 – *Liste des échantillons simulés pour l'analyse 2004. Les générateurs des événements utilisés sont* PYTHIA, COMPHEP *et* ALPGEN.

5.3 Étude du déclenchement

Afin de sélectionner des "bons" candidats W dans le canal électron, nous ne gardons que les événements ayant déclenché l'enregistrement par la présence d'un électron de haute énergie.
L'ensemble des événements étudiés a été enregistré avec 5 versions différentes de la liste des conditions requises de déclenchement : v8, v9 ,10, v11 et v12. Les 4 premières versions ont des conditions de déclenchement identiques en ce qui concerne les électrons. En revanche, dans la version v12, une condition supplémentaire sur la forme de la gerbe déposée dans les couches électromagnétiques est requise. L'analyse 2003 ne contient pas d'événements enregistrés avec la version v12. L'analyse 2004 doit elle, s'effectuer en 2 temps : a) l'étude des événements enregistrés par une version pré-v12, b) l'étude des événements enregistrés par la version v12. Les 2 parties sont ensuite rassemblées pour l'étude finale des événements. L'analyse 2004 comprend environ 25% d'événements enregistrés avec la version v12. Afin de sélectionner le maximum d'événements, nous avons utilisé indifféremment plusieurs conditions de déclenchement décrites dans le tableau 5.5 en fonction de leur version. Les critères de déclenchement sont regroupés dans le tableau 5.6.

Version	Acronymes de déclenchement
v8-v11	EM_MX EM_MX_EMFR8 EM_MX_TR EM_MX_F0 EM_HI_SH EM_HI_EMFR8 EM_HI EM_HI_TR EM_HI_F0
v12	E1_SHT20 E1_SH30 E1_SHT15_TK13 E1_T13L15 E4_SHT20 E4_T13L15 E4_SHT15_TK13 E6_T13L15 E6_SHT15_TK13

TAB. 5.5 – *Les conditions de déclenchement sont indifférement utilisées dans les analyses. L'analyse 2003 ne porte que sur les conditions de la première partie du tableau (pré-v12), l'analyse 2004, utilise toutes les conditions de déclenchement.*

La figure 5.1a) et b) représente la courbe d'efficacité de déclenchement en fonction de l'impulsion de l'électron reconstruit pour les conditions pré-v12 (v12). Afin de réaliser

Acronymes du déclenchement	Critères de niveau 1	Critères de niveau 2	Critères de niveau 3
EM_HI	CEM(1,10)	EM(1,12)	ELE_LOOSE(1,30)
EM_HI_EMFR8	CEM(1,10)	EM(1,12)	ELE_VLOOSE(1,40)
EM_HI_TR	CEM(1,10)	EM(1,12)	PhysGlobalTracker(1,25)
EM_HI_SH	CEM(1,10)	EM(1,12)	ELE_LOOSE_SH_T(1,20)
EM_HI_F0	CEM(1,10)	EM(1,12)	ELE_NOCUT(1,50)
EM_MX	CEM(1,15)	aucun	ELE_LOOSE(1,30)
EM_MX_EMFR8	CEM(1,15)	aucun	ELE_VLOOSE(1,40)
EM_MX_TR	CEM(1,15)	aucun	PhysGlobalTracker(1,25)
EM_MX_SH	CEM(1,15)	aucun	ELE_LOOSE_SH_T(1,20)
EM_MX_F0	CEM(1,15)	aucun	ELE_NOCUT(1,50)
E1_SHT20	CEM(1,11)	aucun	ELE_NLV_SHT(1,20)
E1_SH30	CEM(1,11)	aucun	ELE_NLV_SH(1,30)
E1_SHT15_TK13	CEM(1,11)	aucun	ELE_NLV_SHT(1,15)PhTrk8(1,13)
E1_T13L15	CEM(1,11)	aucun	ELE_NLV_T13(1,15)
E4_SHT20	CEM(1,9)TR(1,10)	aucun	ELE_NLV_SHT(1,20)
E4_T13L15	CEM(1,9)TR(1,10)	aucun	ELE_NLV_T13(1,15)
E4_SHT15_TK13	CEM(1,9)TR(1,10)	aucun	ELE_NLV_SHT(1,15)PhTrk8(1,13)
E6_T13L15	CEM(1,6)TRCFT(1,10)	aucun	ELE_NLV_T13(1,15)
E6_SHT15_TK13	CEM(1,6)TRCFT(1,10)	aucun	ELE_NLV_SHT(1,15)PhTrk8(1,13)

Critères de déclenchement de niveau 1

CEM(1,10)	une tour EM de déclenchement avec $E_T > 10$GeV
CEM(1,15)	une tour EM de déclenchement avec $E_T > 15$GeV
CEM(1,11)	une tour EM de déclenchement avec $E_T > 11$GeV
CEM(1,9)TR(1,10)	une tour EM de déclenchement avec $E_T > 9$GeV, une trace avec $E_T > 10$GeV
CEM(1,6)TRCFT(1,10)	une tour EM de déclenchement avec $E_T > 6$GeV, une trace du CFT avec $E_T > 10$GeV

Critères de déclenchement de niveau 2

EM(1,12)	un candidat EM avec $E_T > 12$GeV (à partir du run 169524)

Critères de déclenchement de niveau 3

ELE_LOOSE_SH_T(1,20)	un electron avec $\|\eta\| < 3.0$ et $E_T > 20$GeV passant EMF > 0.9 ainsi qu'un critère strict sur la forme de la gerbe
ELE_LOOSE(1,30)	un électron avec $\|\eta\| < 3.0$ et $E_T > 30$GeV passant EMF > 0.9
ELE_NOCUT(1,50)	un électron avec $\|\eta\| < 3.0$ et $E_T > 50$GeV
ELE_VLOOSE(1,40)	un électron avec $\|\eta\| < 3.0$ et $E_T > 40$GeV passant EMF > 0.8
PhysGlobalTracker(1,25)	une trace globale de $p_T > 25$GeV
ELE_NLV_SHT(1,20)	un électron avec $\|\eta\| < 3.6$ et $E_T > 20$GeV passant EMF > 0.9 ainsi qu'un critère strict sur la forme de la gerbe
ELE_NLV_SH(1,30)	un électron avec $\|\eta\| < 3.6$ et $E_T > 30$GeV passant EMF > 0.9 ainsi qu'un critère lâche sur la forme de la gerbe
ELE_NLV_SHT(1,15)	un électron avec $\|\eta\| < 3.6$ et $E_T > 15$GeV passant EMF > 0.9 ainsi qu'un critère lâche sur la forme de la gerbe
PhTrk8(1,13)	une trace utilisant SMT et CFT de $p_T > 13$ GeV
ELE_NLV_T13(1,15)	un électron avec $\|\eta\| < 3.6$ et $E_T > 15$GeV passant EMF > 0.9 avec une trace associée de $p_T > 13$GeV

TAB. 5.6 – *Description des conditions de déclenchement utilisées.*

cette courbe d'efficacité, nous sélectionnons dans l'ensemble des données, les événements qui ont déclenché l'enregistrement grâce à la présence d'un muon de manière à ne pas avoir de biais calorimétrique. Dans ces événements, les électrons qui ont déclenché l'enregistrement de l'événement sont rapportés au nombre total d'électron de cet échantillon. Un ajustement sur les points mesurés est effectué à l'aide la fonction suivante :

$$f(x) = 0.5 \times c \times (1 + f(\frac{x-a}{\sqrt{bx}}) + f(\frac{x-d}{\sqrt{2e}})) \tag{5.1}$$

Avec a, b, c et d les paramètres de la courbes et la fonction f est définie par :

$$f(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \tag{5.2}$$

La simulation des conditions de déclenchement n'étant pas incorporée à la simulation globale d'événements, nous pondérons les événements simulés en fonction de l'impulsion transverse de leur électron par l'efficacité obtenue montrée dans ces courbes.

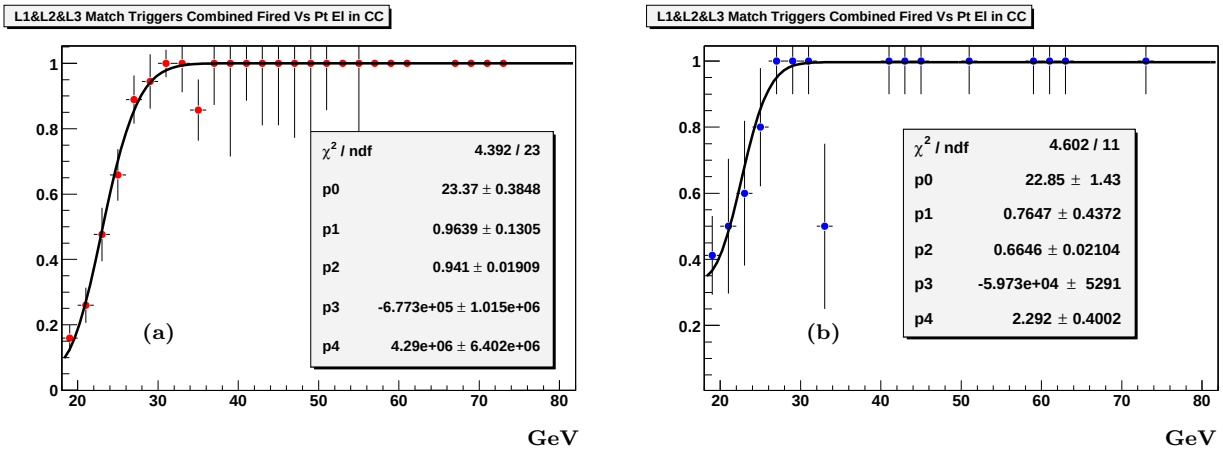


FIG. 5.1 – *Courbes d'efficacité des conditions de déclenchement sur des électrons avec l'ensemble des conditions pré-v12 (a) et v12 (b).*

5.4 La sélection des événements W+jets

Dans cette section, nous présentons les critères de sélection des événements. Nous commençons par décrire la sélection de candidats $W \to e\nu$ en définissant la sélection des électrons et de l'énergie transverse manquante. Nous expliquons, ensuite, la détermination du bruit de fond QCD à partir des données et nous terminons par une brève description des caractéristiques des jets.

5.4.1 Sélection du candidat électron

Pour les deux analyses nous ne considérons que les candidats électrons se trouvant dans le détecteur central ($|\eta| < 1.1$) et "loin" ($\Delta\phi = 0.02rad$) des bords des modules

en ϕ du calorimètre et des bords des cryostats afin d'avoir une bonne résolution de l'énergie. La restriction au seul calorimètre central assure une bonne qualité et une bonne maîtrise des candidats électrons.

Les critères de sélection respectifs aux deux analyses sont indiqués dans le tableau 5.2. Ils prennent en compte les caractéristiques d'une gerbe d'un électron dans le détecteur. Ils sont appliqués de manière identique sur la simulation et sur les données. De manière générale, nous effectuons une première sélection en utilisant tous les critères de sélection sauf un critère de sélection strict pour l'électron. Cette première sélection sera appelée sélection lâche. Ensuite nous lui appliquons le critère strict : cette seconde sélection est donc référencée comme sélection stricte. Le critère strict permet de réduire les événements du bruit de fond QCD (décrit dans la section suivante) comme nous pouvons le voir sur la figure 5.2, où l'on observe la distribution d'impulsion transverse des candidats électrons pour les analyses 2003 et 2004. Cette réduction est plus importante dans l'analyse 2003 car la sélection lâche correspondante y est plus relâchée.

La fraction électromagnétique, l'isolation et les variables HM7 et HM8 de la sélection stricte sont représentées sur la figure 5.3 et comparées à la simulation pour l'analyse 2004. Les mêmes histogrammes pour l'analyse 2003 ont été présentés au chapitre 4 sur la figure 4.10. La simulation et les données sont en accord dans la région où nous effectuons la coupure. Cet accord est meilleur sur l'analyse 2004 que sur l'analyse 2003 dû aux améliorations des algorithmes de reconstruction/identification. Les différences à petites valeurs d'isolation, et sur les variables HM7 et HM8 sont dues à une simulation imparfaite du bruit du calorimètre qui n'a pas d'influence sur la sélection.

Le contrôle des données passe par leur comparaison aux événements simulés. Ceux-ci ne reproduisent pas exactement les données. Par exemple, le bruit présent dans le détecteur est encore sous estimé dans la simulation. Afin de comparer les données et les événements simulés, nous corrigeons la simulation par les différences d'efficacité de sélection entre les données et la simulation.

En ce qui concerne les électrons, nous mesurons l'efficacité des critères de sélection sur les données puis sur la simulation. Ensuite nous appliquons aux événements simulés un poids égal au rapport de ces efficacités.

Le calcul d'efficacité de ces critères s'effectue en deux parties : on calcule une efficacité sur les critères permettant d'obtenir l'échantillon lâche, puis on calcule l'efficacité du critère strict conditionné aux critères lâches.

Pour ce calcul, nous utilisons des événements candidats $Z \to ee$ en appliquant la sélection stricte à l'un des deux électrons. En ce qui concerne l'analyse 2003, les événements candidats $Z \to ee$ sont issus du même lot de données présélectionnées. Pour l'analyse 2004, comme la présélection demande la présence d'un jet, le nombre d'événements $Z \to ee$+jets est faible, ce qui nous a contraint à utiliser un second lot de données présélectionnées avec 2 électrons que nous appelons DIEM. L'ensemble de ce lot de données s'étend sur la même période de temps que le lot utilisé lors de l'analyse mais ne contient "que" 133 pb^{-1}.
L'efficacité d'un critère donné est obtenue par le rapport du nombre d'électrons ayant passé ce critère au nombre initial d'électrons. Nous ne considérons que les événements dont la masse invariante des deux électrons est comprise entre 80 GeV et 100 GeV et après la soustraction du bruit de fond. Sur la figure 5.4, nous avons 3 distributions

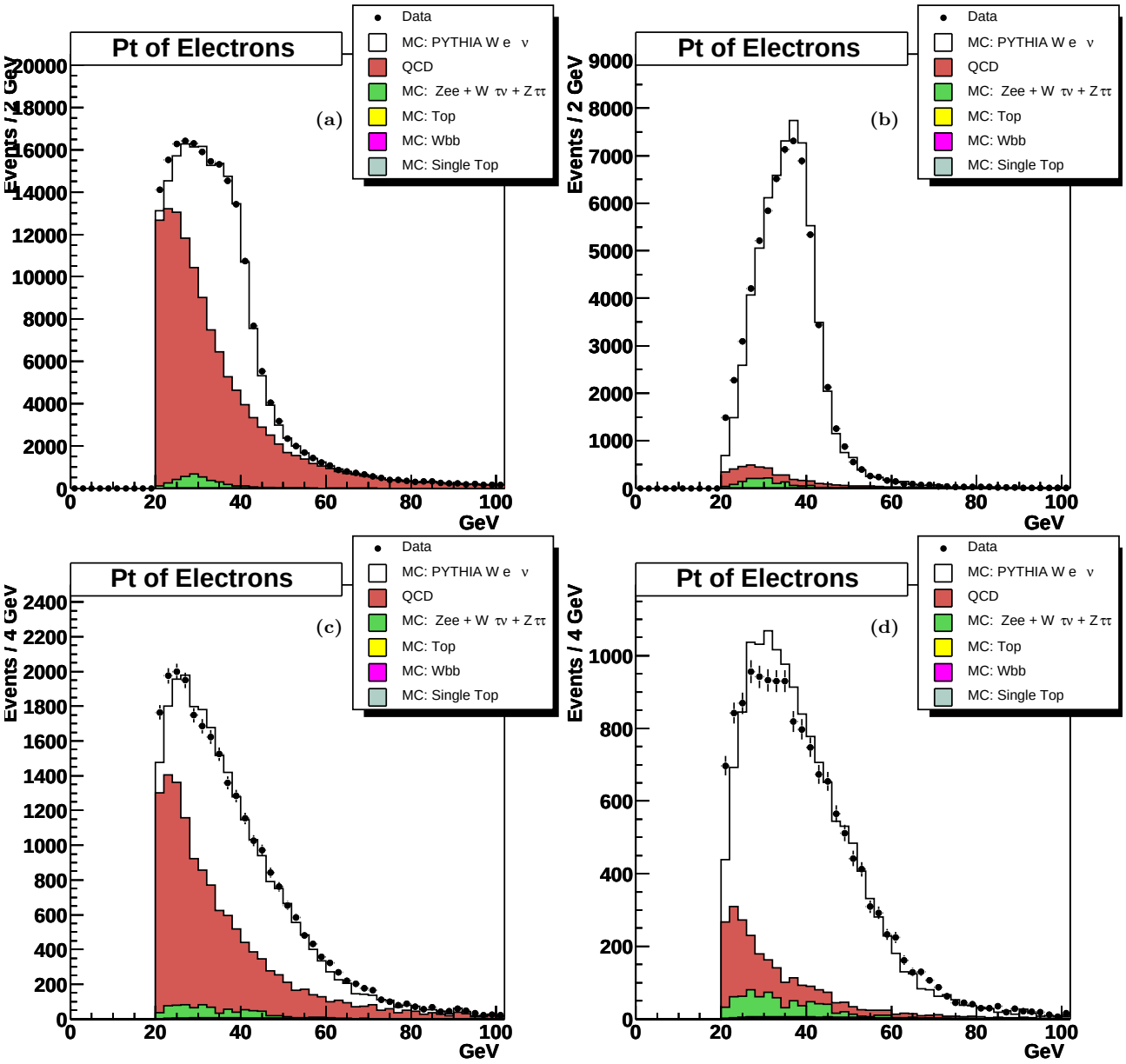


FIG. 5.2 – *Impulsion transverse des candidats électrons pour l'analyse 2003 (candidats W)et l'analyse 2004 (candidats W+ $\geq$ 1jets) : a) la sélection lâche de l'analyse 2003, b) la sélection stricte de l'analyse 2003, c) la sélection lâche de l'analyse 2004 et d) la sélection stricte de l'analyse 2004. On observe une importante diminution du bruit de fond QCD après l'application du critère strict.*

de masse invariante des deux électrons dont l'un au moins a passé les critères de la sélection stricte. La première distribution représente la masse invariante lorsque le second électron n'a pas passé la sélection lâche, la deuxième lorsque le second électron passe la sélection lâche mais pas le critère strict et enfin la troisième distribution lorsque le second électron passe la sélection stricte. On utilise alors l'équation suivante pour en

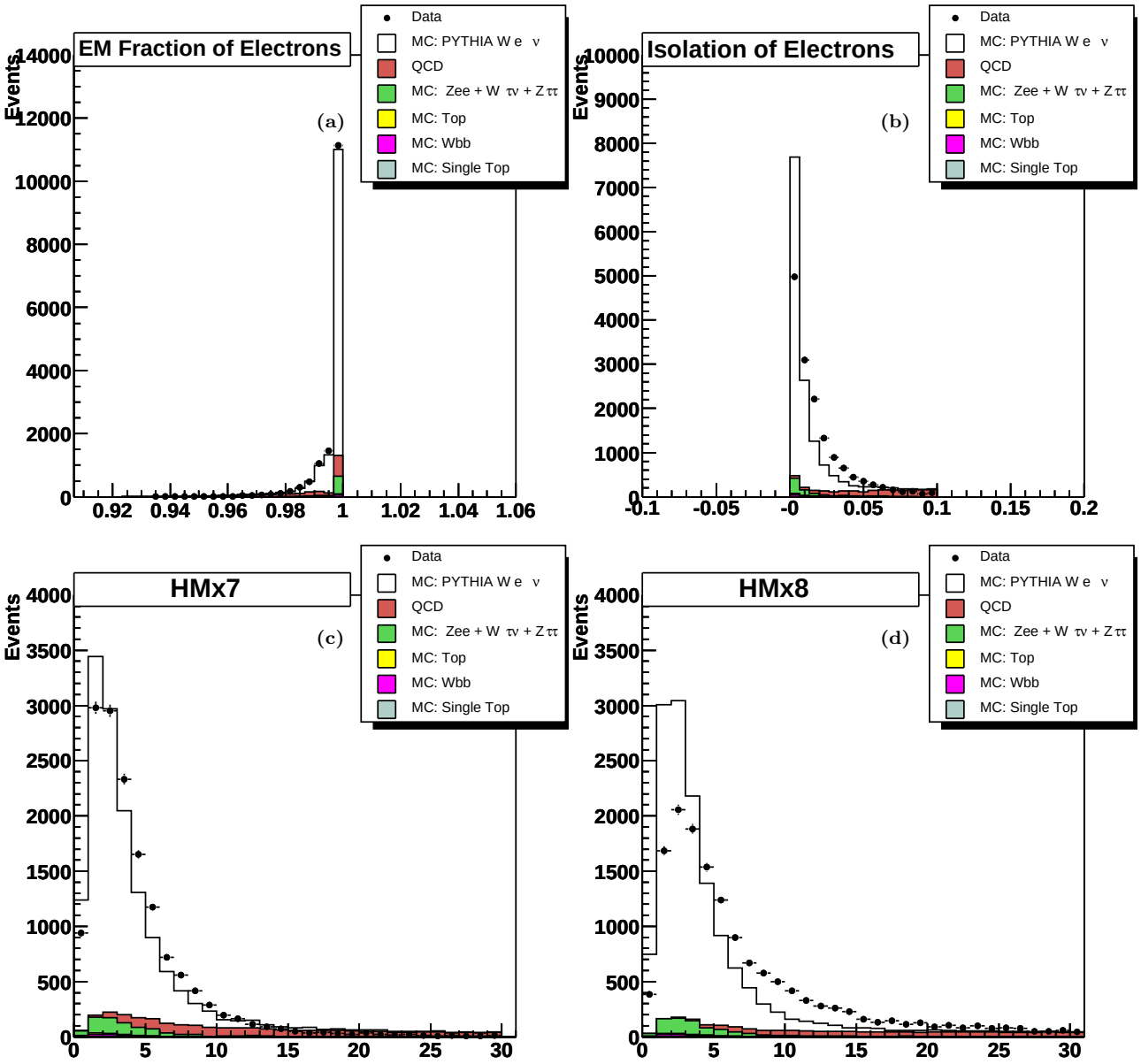


FIG. 5.3 – *Analyse 2004 : Distributions des variables de sélections des électrons de $p_T >$ 20 GeV dans l'échantillon "W+ $\geq$ 1 jet" : a) fraction électromagnétique b) isolation c) HM8 d) HM7. La simulation est normalisée à la luminosité intégrée de l'échantillon en utilisant les sections efficaces attendues. Dans cette figure et comme dans toutes les autres figures des analyses, la contribution d'un processus est additionnée à la somme des contributions précédentes (histogramme cumulatif).*

déduire l'efficacité des critères :

$$\varepsilon_{\text{lâche}} = \frac{2 \times (ss) + 2 \times (si)}{2 \times (ss) + 2 \times (si) + (se)} \tag{5.3}$$

où

– (ss) représente le nombre de candidats Z avec deux électrons passant la sélection stricte présent dans la fenêtre de masse 80-100 GeV et après soustraction du bruit de fond,
– (si) représente le nombre de candidats Z avec un électron passant la sélection stricte, l'autre passant la sélection lâche présent dans la fenêtre de masse 80-100 GeV et après soustraction du bruit de fond,
– (se) représente le nombre de candidats Z formés à partir d'un électron passant la sélection stricte et d'un électron ne passant pas la sélection lâche et présent dans la fenêtre de masse 80-100 GeV et après soustraction du bruit de fond.

On obtient alors une efficacité de la sélection lâche de $80\% \pm 2\%$ (stat.$\oplus$syst.) pour l'analyse 2003 et $81\% \pm 2\%$ pour l'analyse 2004.

Pour ce qui est du critère strict, on utilise la même méthode mais l'équation devient alors :

$$\varepsilon_{strict} = \frac{2 \times (ss)}{2 \times (ss) + (si)} \tag{5.4}$$

Dans l'analyse 2003, nous avons une efficacité du critère strict de $76\% \pm 2\%$, et dans l'analyse 2004 nous obtenons une efficacité de ce critère de $91\% \pm 2\%$. Le critère strict de l'analyse 2003 représente un critère d'association de trace au candidat électron tandis que pour l'analyse 2004 c'est un critère de vraisemblance d'identité de l'électron (cf 4.3.2).

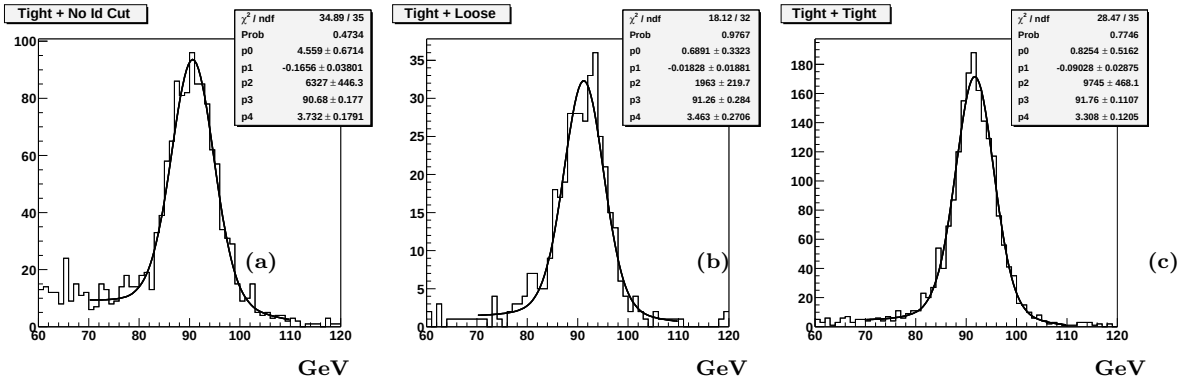


FIG. 5.4 – *Masse invariante de deux candidats électrons dont un électron a passé la sélection stricte et le second : a) ne passe pas la sélection lâche ; b) passe la sélection lâche mais pas le critère strict ; c) passe la sélection stricte. Ces distributions permettent de déterminer les différentes efficacités des critères appliqués sur les électrons.*

Le même calcul est effectué sur les événements simulés. Ainsi pour l'analyse 2003 (2004), nous obtenons sur la simulation, une efficacité de la sélection lâche de $90\% \pm 2\%$ ($77\% \pm 2\%$) et pour le critère strict $82\% \pm 2\%$ ($97\% \pm 2\%$).

Les événements simulés 2003 (2004) sont donc pondérés par un facteur données/simulation $= 0.80/0.90 = 0.88 \pm 0.03$ ($0.81/0.77 = 1.05 \pm 0.03$) pour les événements de la sélection lâche et par $0.80/0.90 \times 0.76/0.82 = 0.88 \pm 0.03 \times 0.92 \pm 0.03$ ($0.81/0.77 \times 0.91/0.97 = 1.05 \pm 0.03 \times 0.94 \pm 0.03$) pour ceux de la sélection stricte. Le facteur 1.05 pour l'ana-

lyse 2004 qui reflète une meilleure efficacité dans les données que dans la simulation, provient d'une erreur dans le code d'association de trace dans la simulation : une correction d'alignement entre les détecteurs de traces et le calorimètre a été implémenté dans le code de reconstruction p14 mais cette même correction est appliquée par erreur à la simulation alors que celle-ci n'a pas ce problème d'alignement ce qui conduit à une efficacité plus basse dans la simulation. L'erreur de ces poids correspond à l'addition en quadrature de l'erreur de l'efficacité sur les données et de celle sur la simulation.

A partir des distributions de candidats $Z \to ee$ et par comparaison aux événements de simulation, des ajustements sur l'énergie des électrons simulés ont dû être réalisés. Ceux-ci correspondent pour l'analyse 2003 (2004) à un déplacement du pic de distribution de l'énergie de -1.5% ($+0.75\%$) et à un élargissement de la distribution de l'énergie de $+4\%$ ($+3.5\%$). L'accord obtenu avant et après ajustement est montré sur la figure 5.5.

5.4.2 Conditions sur l'énergie transverse manquante

Afin de sélectionner des événements contenant des W se désintégrant en un électron, nous demandons aussi d'avoir dans l'événement une énergie transverse manquante supérieure à 25 GeV. Ce critère élevé sur l'énergie transverse manquante permet de minimiser la contamination de notre échantillon par des événements dans lesquels cette quantité proviendrait d'une mauvaise reconstruction. L'énergie transverse manquante est calculée suivant les prescriptions présentées au chapitre 4. Sur la figure 5.6, nous pouvons observer les distributions de l'énergie transverse manquante ainsi que de l'énergie transverse scalaire pour l'analyse 2003. Lors de cette analyse, nous avons pu constater que l'énergie transverse scalaire dans les données n'est pas décrite par la simulation. De même, l'énergie transverse manquante est plus large dans les données que dans la simulation. Ceci peut s'expliquer par la présence de bruit supplémentaire dans les données. L'énergie transverse scalaire, qui n'est pas utilisée dans la suite de l'analyse, est convoluée avec une gaussienne de valeur moyenne +6 GeV et de largeur (RMS) 18 GeV afin d'obtenir un accord entre la simulation et les données et de quantifier la quantité de bruit supplémentaire dans les données. En ce qui concerne l'énergie transverse manquante, les études de qualité réalisées sur la variation moyenne de cette variable, montrent que cette dernière reçoit en moyenne une contribution de bruit de 1 à 2 GeV sur chacune de ses composantes x et y. Nous avons donc modélisé cette contribution en ajoutant à notre énergie transverse manquante une gaussienne centrée sur 0 GeV et de 2 GeV de largeur. L'amélioration des comparaisons données-simulation après ces traitements est visible sur la figure 5.6.

Pour l'analyse 2004, après l'application de l'algorithme T42 l'accord entre les données et la simulation pour l'énergie transverse scalaire est meilleur mais n'est pas encore entièrement satisfaisant. Nous avons donc ajouté une gaussienne de moyenne 0 GeV et de largeur 10 GeV afin de parvenir à un bon accord (figure 5.7). De même pour l'énergie transverse manquante, les études de qualité de cette variable montrent un déplacement des distributions en x et en y. On observe ainsi sur la figure 5.8 les valeurs moyennes de l'énergie transverse manquante suivant les axes x et y intégrées sur l'ensemble des données utilisées. Nous avons modélisé cette variation par une gaussienne et

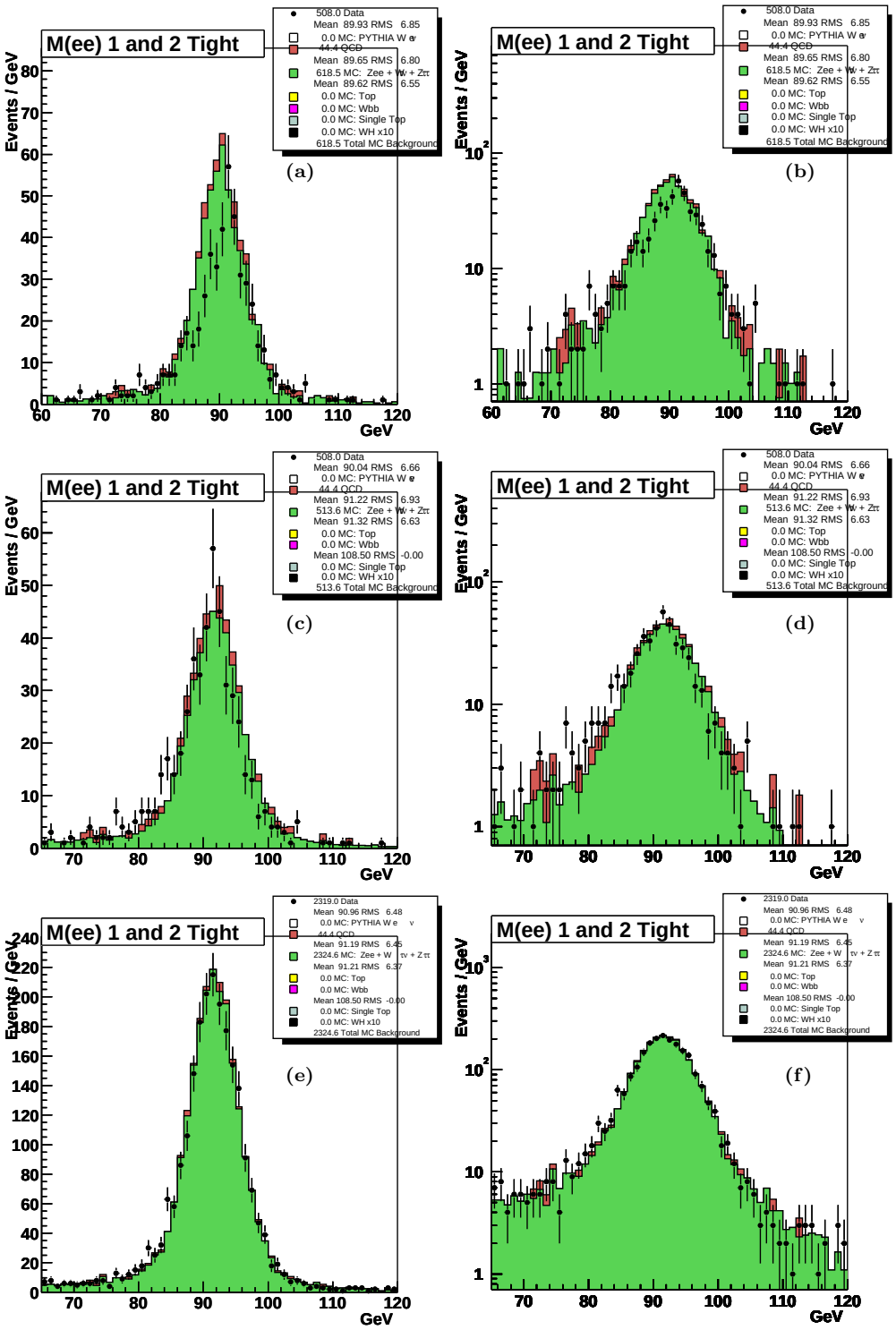


FIG. 5.5 – *Distributions de la masse invariante de 2 électrons de plus grande impulsion de l'analyse 2004 et dans l'échantillon DIEM. La simulation a subi un ajustement de l'énergie (voir texte) et est comparée aux données dans le cas ou au moins un des deux candidats électron passe la sélection stricte. a) pour l'analyse 2004 en échelle linéaire avant ajustement b) identique à a) mais en échelle logarithmique c) pour l'analyse 2004 en échelle linéaire avec ajustement d) identique à c) mais en échelle logarithmique e) pour l'échantillon DIEM en échelle linéaire avec ajustement f) identique à e) mais en échelle logarithmique.*

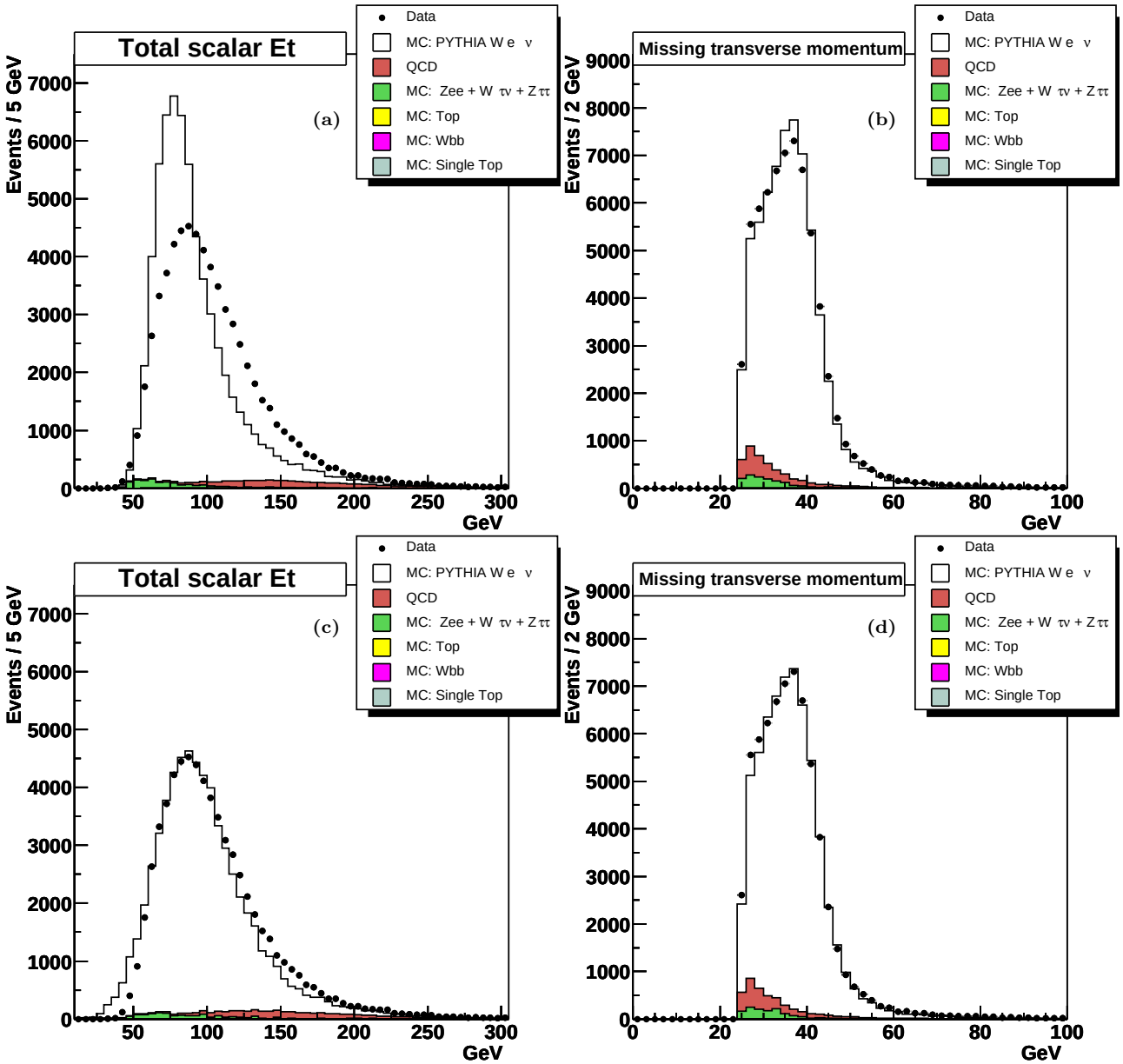


FIG. 5.6 – *Analyse 2003 : Distributions de l'énergie transverse scalaire et de l'énergie transverse manquante dans les événements $W \rightarrow e\nu$ comparées à la simulation : a) énergie transverse scalaire avant ajustement ; b) énergie transverse manquante avant ajustement ; c) énergie transverse scalaire après avoir ajouté à la simulation une composante gaussienne de bruit centrée sur 6 GeV et de largeur 18 GeV ; d) énergie transverse manquante après avoir ajouté à la simulation une composante gaussienne de bruit centrée sur 0 GeV et de largeur 2 GeV.*

nous ajoutons donc à la contribution sur l'axe $x(y)$ de l'énergie transverse manquante une gaussienne centrée sur 0 GeV (-0.4 GeV) et de largeur 1.0 GeV (1.2 GeV).

La variation de la calibration en énergie de l'électron ainsi que de celle des jets à

l'intérieur de leurs erreurs systématiques permet de déterminer une erreur systématique sur l'énergie transverse manquante.

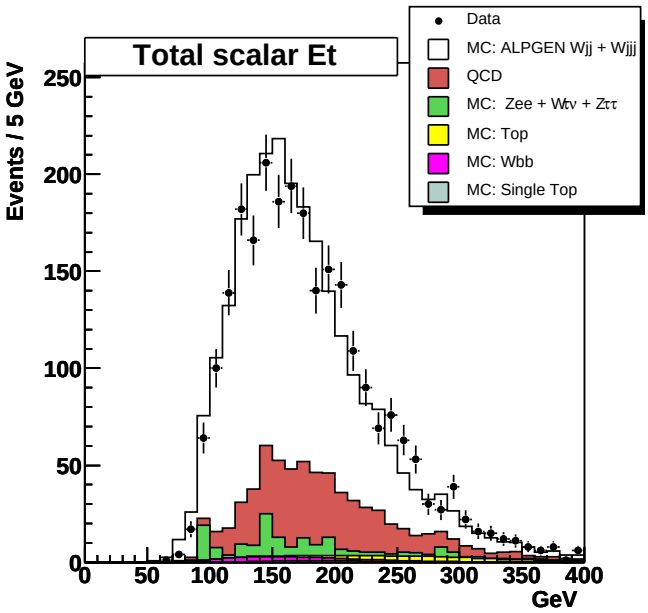


FIG. 5.7 – *Analyse 2004 : Distribution de l'énergie transverse scalaire pour une sélection $W+ \geq 2$jets après l'ajout d'une gaussienne de moyenne 0 GeV et de RMS 10 GeV.*

5.4.3 La détermination du bruit de fond

Le bruit de fond QCD représente les événements contenant plusieurs jets dans lesquels un jet est identifié par erreur comme étant un électron. L'estimation du nombre d'événements appartenant au bruit de fond QCD est déterminée à partir des données par la méthode de la matrice [63]. La méthode de la matrice consiste en un système de deux équations à deux inconnues. On définit 2 lots :

- un premier lot dans lequel l'électron a passé la sélection lâche et où nous demandons au moins 25 GeV d'énergie transverse manquante. Ce lot sera appelé lot initial.
- un second lot dans lequel l'électron a passé la sélection stricte et où nous demandons au moins 25 GeV d'énergie transverse manquante. Ce lot sera appelé lot final.

Le second lot est inclus dans le premier par définition de la sélection stricte sur l'électron. A partir du lot initial, et du lot final, et connaissant l'efficacité du critère strict ainsi que son taux de mauvaise identification, nous pouvons en déduire le nombre d'événements de bruit de fond QCD dans chacun des lots d'événements :

$$N_{initial} = N_{signal} + N_{QCD} \tag{5.5}$$

$$N_{final} = \epsilon_{strict} N_{signal} + p_{mid} N_{QCD} \tag{5.6}$$

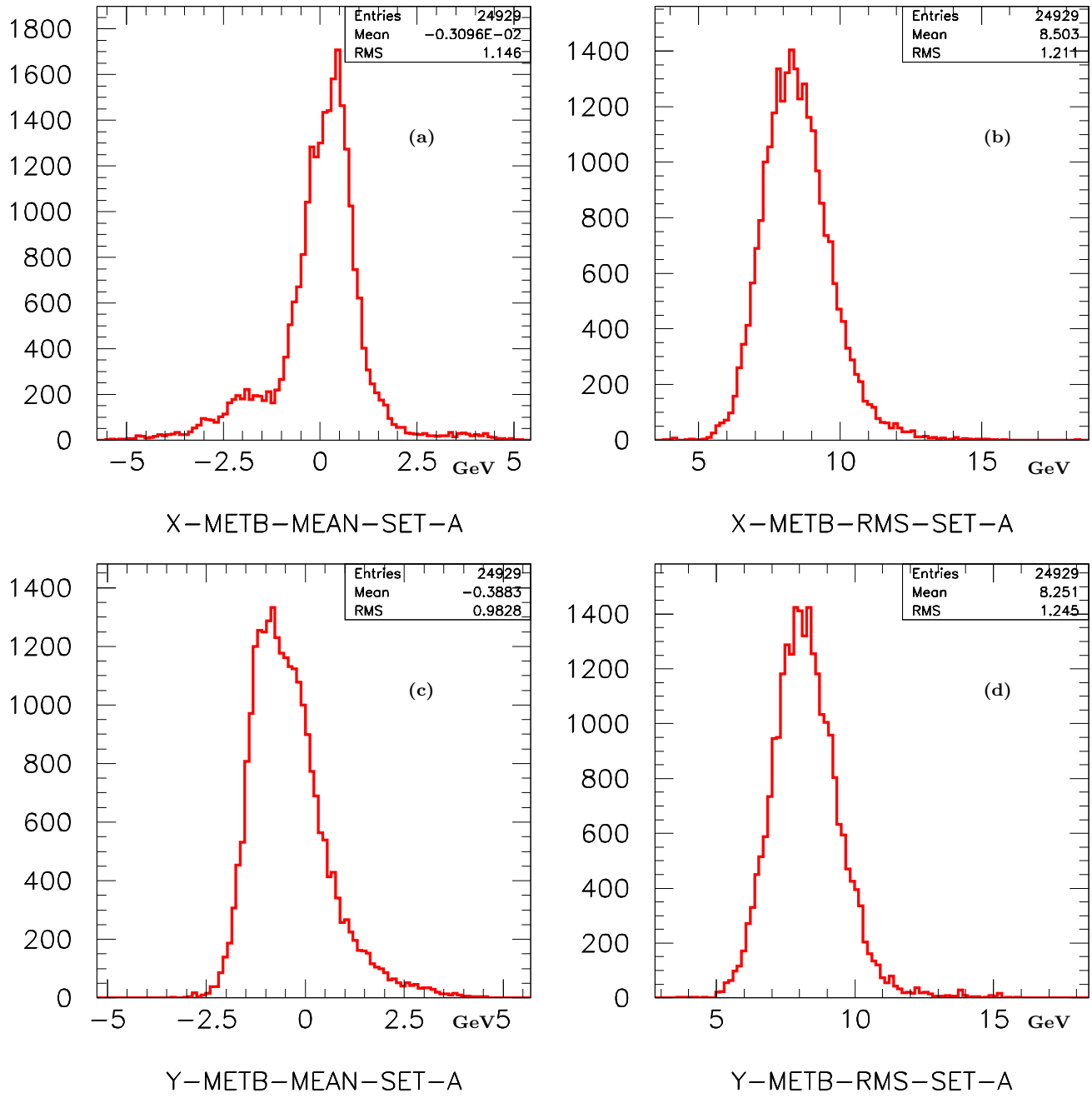


FIG. 5.8 – *Distributions de la moyenne et de la largeur de l'énergie transverse manquante sur l'axe x et y pour chaque fichier (regroupant 10 à 20 blocs de luminosité) sur l'ensemble du lot des données 2004.*

on obtient :

$$N_{signal} = \frac{N_{final} - p_{mid} N_{initial}}{\epsilon_{strict} - p_{mid}} \quad \text{et} \quad N_{QCD} = \frac{\epsilon_{strict} N_{initial} - N_{signal}}{\epsilon_{strict} - p_{mid}}$$

Où

– $N_{initial}$ représente le nombre d'événements dans le lot initial
– N_{final} représente le nombre d'événements dans le lot final
– N_{signal} représente le nombre d'événements de signal défini ici comme tout processus n'étant pas du bruit de fond QCD
– N_{QCD} représente le nombre d'événements de bruit de fond QCD
– ϵ_{strict} est l'efficacité du critère strict d'identification
– p_{mid} est la probabilité de mauvaise identification du critère strict

L'efficacité du critère strict a été déterminée précédemment. Pour établir la probabilité de mauvaise identification, nous cherchons à connaître dans un lot d'événements ne contenant pas d'électron (ici des événements deux jets dos à dos [dijets]), le nombre de candidats électron identifiés par la sélection stricte. L'échantillon dijets provient du même lot de données sélectionnées décrit dans le tableau 5.1. Afin de s'assurer que ce lot ne contient pas d'électron, nous appliquons une série de conditions supplémentaires.

Pour l'analyse 2003, nous demandons que ces jets soient dos à dos en ϕ avec $|\Delta\phi - \pi| < 0.002$. L'un des deux jets doit passer la sélection lâche d'un électron mais l'autre jet doit avoir une fraction électromagnétique inférieure à 0.70 afin d'exclure les candidats $Z \rightarrow ee$. Afin de rejeter les événements $W + 1$ jet, nous demandons que l'énergie transverse manquante de ces événements soit inférieure à 10 GeV. Le taux de mauvaise identification du critère strict correspond alors au rapport du nombre d'événements ainsi sélectionnés passant le critère strict sur le nombre d'événements sélectionnés. Cette probabilité de mauvaise identification est pour l'analyse 2003 de $2.4\% \pm 0.5\%$.

Au cours de la réalisation de la même étude pour l'analyse 2004, nous avons légèrement modifié certains critères de sélection. En effet, le critère dos à dos en ϕ de l'analyse 2003 est mis en place pour éviter que le jet ne se trouve proche des limites de modules en ϕ du calorimètre (tous les $\frac{2\pi}{32}$) et donc que l'événement ne corresponde pas à un événement $Z \rightarrow ee$ dans lequel le second électron est mal identifié. Nous remplaçons ce critère en demandant directement que le jet soit distant de 0.002 des limites des modules et le critère dos à dos devient $|\Delta\phi - \pi| < 0.2$ afin d'augmenter la statistique. Nous restreignons également le jet au calorimètre central afin d'éviter les candidats $Z \rightarrow ee$ où le second électron se trouverait dans la région d'intercryostat et serait mal identifié.

Lors du calcul de ce taux de mauvaise identification, nous avons noté une dépendance en fonction de l'impulsion transverse du candidat électron. Lors de l'analyse 2003, nous avions déjà observé cette variation mais elle était comprise dans les erreurs de la mesure. Pour l'analyse 2004, l'effet ne peut plus être traité ainsi et sur la figure 5.9, nous pouvons observer la valeur de cette probabilité de mauvaise identification en fonction de l'impulsion transverse du candidat électron pour les deux versions pré-v12 et v12. Cette dépendance est modélisée par une exponentielle décroissante ajustée aux données. Sur cette figure nous avons également ce taux de mauvaise identification en fonction de l'énergie transverse manquante dans ces événements. Sur ces dernières figures nous observons bien une contamination des événements W à partir d'une valeur d'énergie transverse manquante supérieure à 20 GeV. Lors de ces études nous avons constaté que l'utilisation d'une valeur constante de cette probabilité ne permet pas de décrire correctement les faibles masses transverses de W. Seule la prise en compte correcte de la dépendance en fonction de l'impulsion transverse du candidat électron permet

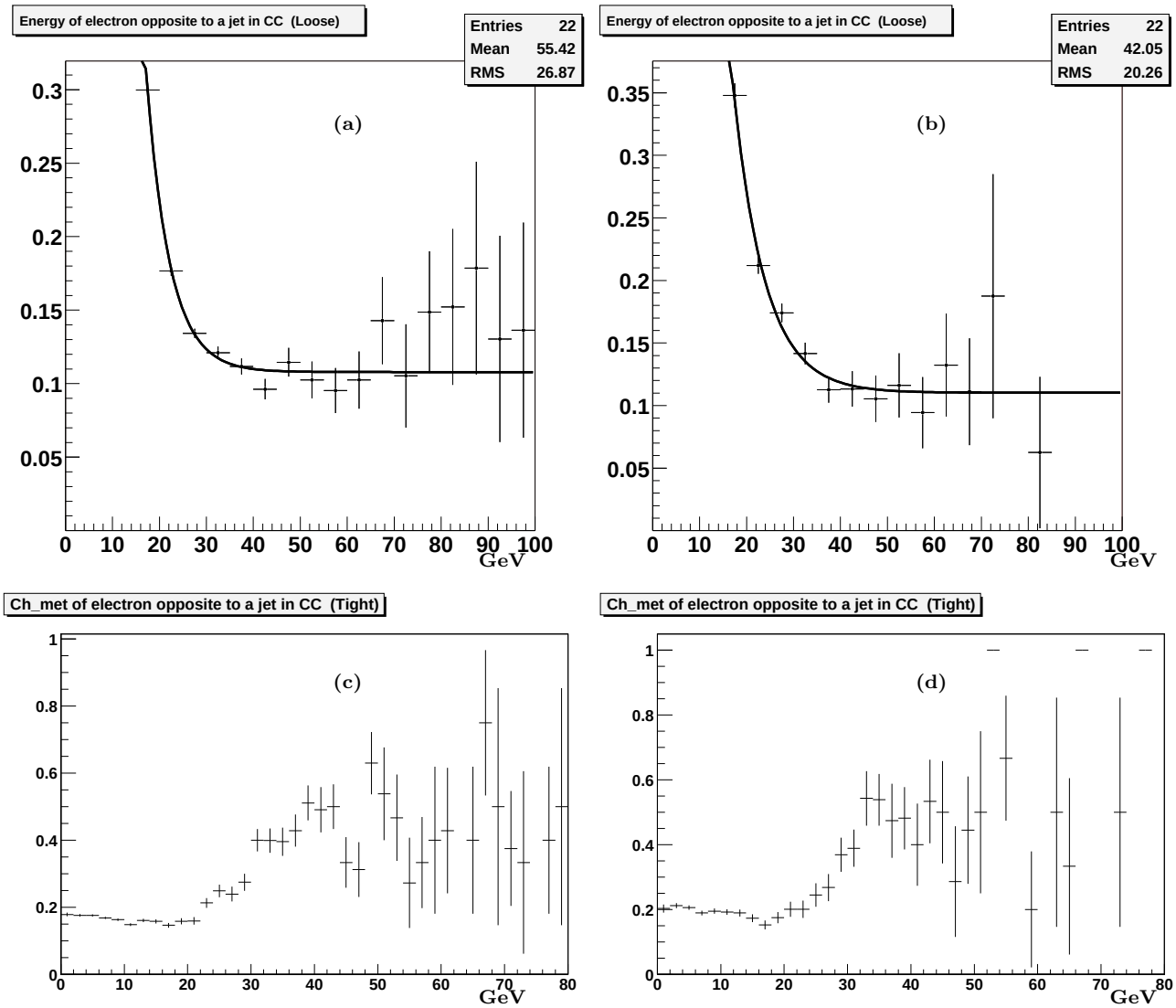


FIG. 5.9 – *Analyse 2004 : Probabilité de mauvaise identification d'un électron en fonction de l'impulsion transverse de l'électron et pour les conditions de déclenchement pré-v12 (a) et v12 (b) et en fonction de l'énergie transverse manquante (c et d). L'augmentation du taux de mauvaise identification en fonction de l'énergie transverse manquante provient d'une contamination par des événements $W + 1jet$.*

d'obtenir de bons résultats.

La probabilité de mauvaise identification pour une impulsion transverse supérieure à 35 GeV est de $11 \pm 2\%$. Cette erreur comprend une erreur statistique de 1.3% et une erreur systématique de 1.5%.

Cette probabilité est relative à l'échantillon considéré, ainsi l'augmentation de la probabilité entre les analyses 2003 et 2004 provient du fait que l'analyse 2004 à une sélection lâche sur les électrons plus sévère que celle de l'analyse 2003. L'analyse 2004 se fait donc sur un échantillon contenant moins de bruit de fond QCD mais le taux de

mauvaise identification y est relativement plus important.

Lors de l'analyse 2004, nous avons donc appliqué la méthode de la matrice en appliquant une dépendance de ce taux de mauvaise identification du critère strict en fonction de l'impulsion transverse du candidat.

5.4.4 Les jets

Après avoir sélectionné des candidats $W \to e\nu$, nous nous intéressons aux jets présents dans ces événements. La définition d'un "bon" jet relative à chaque analyse est résumée dans le tableau 5.2. L'ensemble des estimateurs (EMF, CHF, f90) et l'impulsion transverse obtenus dans l'analyse 2003 est représenté sur la figure 5.10. La simulation est principalement constituée d'événements $W \to e\nu$ inclusifs engendrés par `PYTHIA`.

Les événements simulés sont pondérés par le rapport données/simulation de l'efficacité de reconstruction des jets pour chaque jet reconstruit dans l'état final. L'efficacité des critères de sélection est incluse dans l'efficacité de reconstruction d'un jet. Dans l'analyse 2003, cette efficacité a été évaluée dans les données à $95 \pm 5\%$ [64] et dans la simulation à $95 \pm 5\%$ pour des jets de 20 GeV et $98 \pm 2\%$ [65] pour des jets d'impulsion transverse supérieure à 25 GeV. Dans l'analyse, nous n'avons pas pondéré la simulation par le rapport données/simulation des efficacités de reconstruction des jets mais nous avons assigné une erreur systématique de $5\% \oplus 5\% = 7\%$ qui couvre l'erreur systématique des données et la différence potentielle entre les données et la simulation. Contrairement à l'analyse 2003, nous appliquons à la simulation pour l'analyse 2004, le rapport données/simulation des efficacités de reconstruction et d'identification en fonction de l'impulsion transverse des jets [66]. Ce rapport est de l'ordre de 87% pour une impulsion transverse de 20 GeV, de 93% à 30 GeV et atteint 98% au delà de 50 GeV. Pour l'erreur systématique nous additionnons en quadrature l'erreur sur les données (5%) et l'erreur sur la simulation (5%) soit une erreur totale de $5\% \oplus 5\% = 7\%$.

5.5 De l'échantillon inclusif aux événements $W + 2$ jets

5.5.1 Reconstruction de la masse transverse du W

Seule l'analyse 2003 est réalisée sur un échantillon inclusif d'événements $W \to e\nu$. Cette analyse nous sert donc de point de repère. Nous pouvons observer sur la figure 5.11, la masse transverse des candidats W ainsi que l'impulsion transverse de ces candidats comparées à la simulation définie par :

$$m_T^W = \sqrt{(E^{\text{électron}} + \not{E}_T)^2 - ((p_x^{\text{électron}} + \not{E}_{T,x})^2 + (p_y^{\text{électron}} + \not{E}_{T,y})^2)} \quad (5.7)$$

$$\vec{p_T^W} = \vec{p_T^{\text{électron}}} + \vec{\not{E}_T} \quad (5.8)$$

La simulation des bosons W est engendrée par `PYTHIA`. Cette dernière est normalisée à 5% près à la section efficace de production $W \to e\nu$ mesurée par DØ au cours de l'hiver

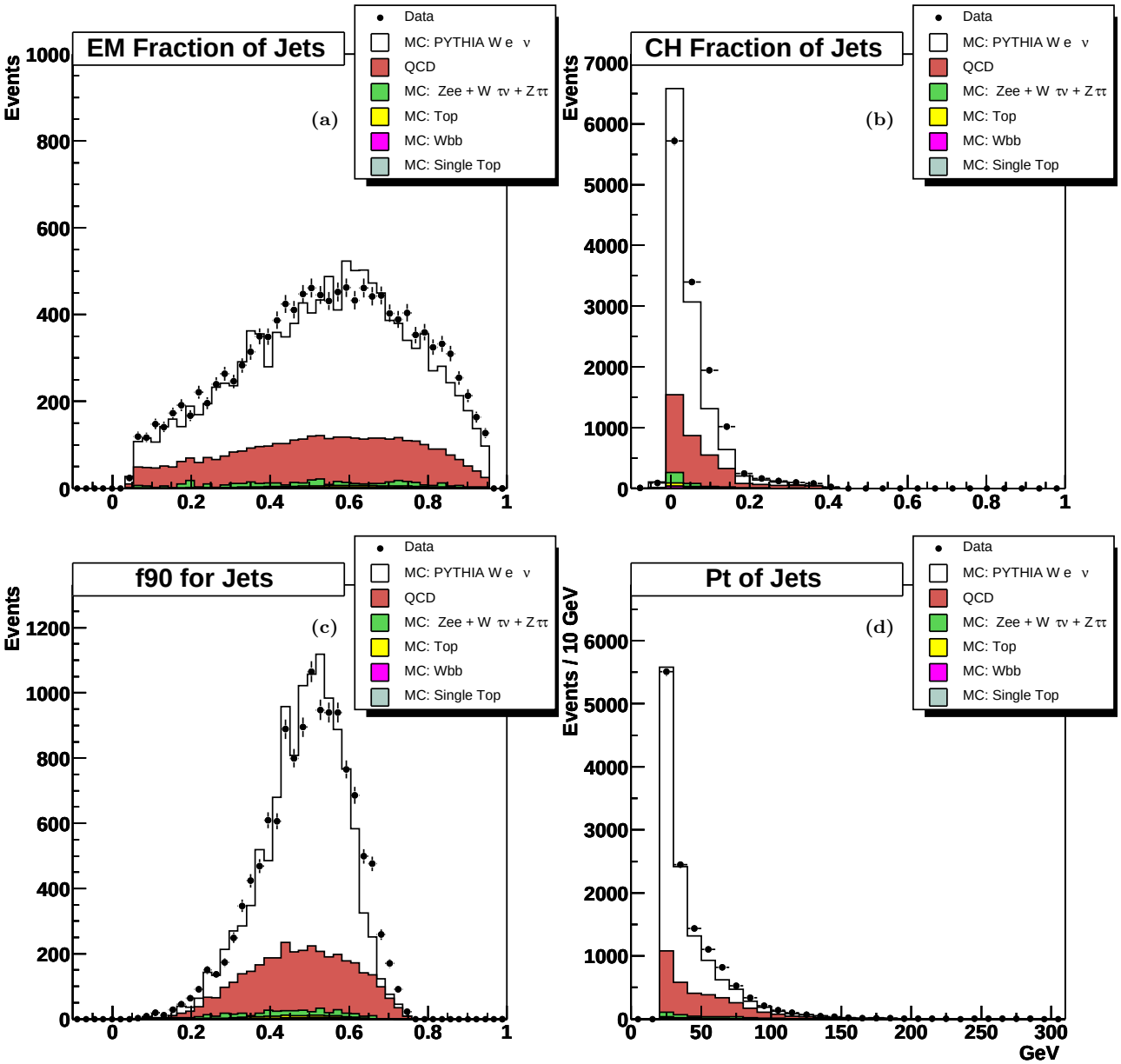


FIG. 5.10 – *Analyse 2003 : Distributions des critères de sélections des jets dans le lot d'événements $W \rightarrow e\nu$, en comparant les données avec la simulation : a) fraction électromagnétique ; b) fraction d'énergie déposée dans le coarse hadronique ; c) f 90 ; d) P_T. Comme pour tous les graphiques portant sur les jets, la simulation est normalisée aux données après soustraction du bruit de fond QCD. Le facteur de normalisation de cette figure est de 1.20.*

2003 [67]. Cette valeur de 5% est comprise dans les 10% [68] d'erreur sur la luminosité intégrée pour cette période. L'accord en forme et en amplitude entre les données et la simulation est relativement bon même si nous observons dans la région du "pic" que les données sont plus plates que la simulation.

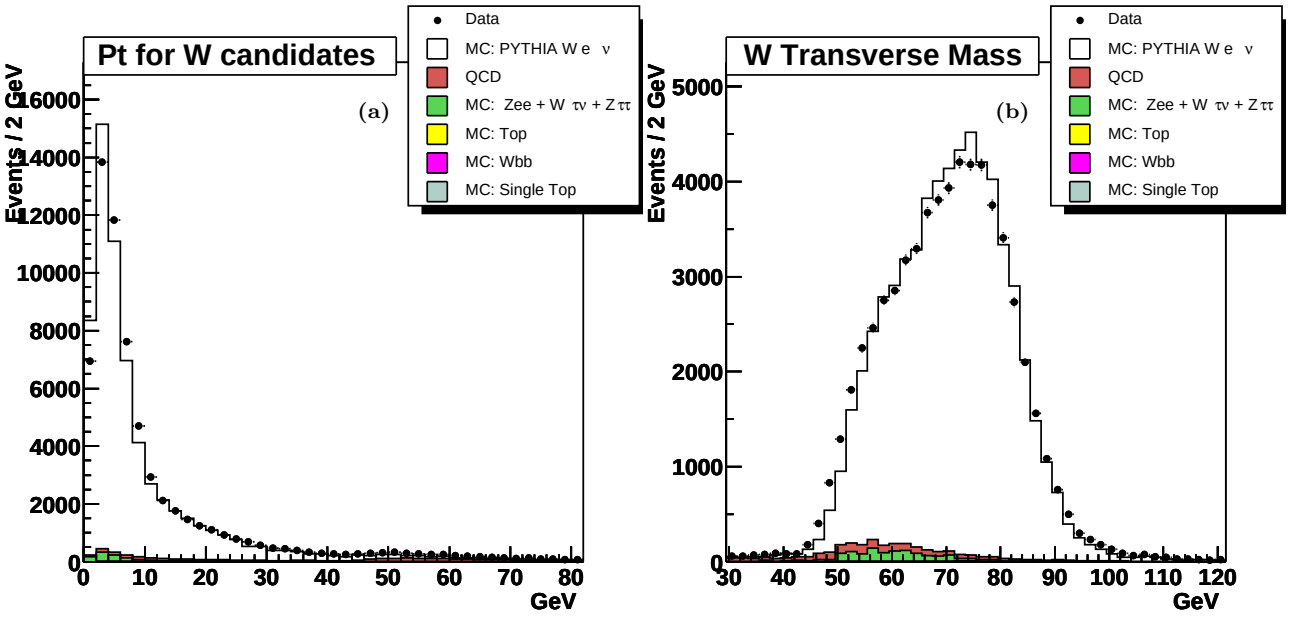


FIG. 5.11 – *Analyse 2003 : Distributions de l'impulsion transverse (a) et de la masse transverse (b) des candidats W comparées à la simulation provenant de* `PYTHIA`*. La simulation est normalisée à la luminosité intégrée de l'échantillon.*

Le boson W peut être produit en association avec des jets. L'analyse 2004 est effectuée sur un échantillon : électron + énergie transverse manquante + ≥ 1 jet(s) dans l'état final (tableau 5.1). La figure 5.12 représente la masse transverse et l'impulsion de ces candidats ainsi que celles des événements avec au moins 2 jets. La simulation des événements $W+ \geq 1$ jet(s) est réalisée par `PYTHIA` tandis que celle des événements $W+ \geq 2$ jets est faite par `ALPGEN`. L'accord entre les données et la simulation est bon à la fois en forme et en amplitude. L'impulsion transverse du boson W a une accumulation d'événements de bruit de fond QCD autour de 45 GeV. Ceci peut se comprendre lorsque nous considérons des événements avec 2 jets de 20 GeV : en supposant qu'un jet soit identifié comme un électron et qu'il ait une impulsion transverse de 20 GeV. Si le second jet a une impulsion transverse fluctuant à 30 GeV son impulsion transverse de 30 GeV va atteindre 45 GeV après la correction de la calibration en énergie ($\times 1.5$). L'événement dijets devient alors un événement avec un électron (mal identifié) de 20 GeV, un jet de 45 GeV et de l'énergie transverse manquante crée par la correction de la calibration en énergie de 25 GeV. L'énergie transverse manquante et le candidat électron sont alors colinéaires dans le plan transverse. Cet événement passe la sélection de l'analyse et crée une impulsion transverse de W de 20+25 = 45 GeV [69], et une masse transverse faible.

5.5.2 Étude des événements W+jets

Après l'étude de la production de bosons W, nous étudions les événements où un ou plusieurs jets sont produits en association avec le boson W. Nous nous intéressons plus

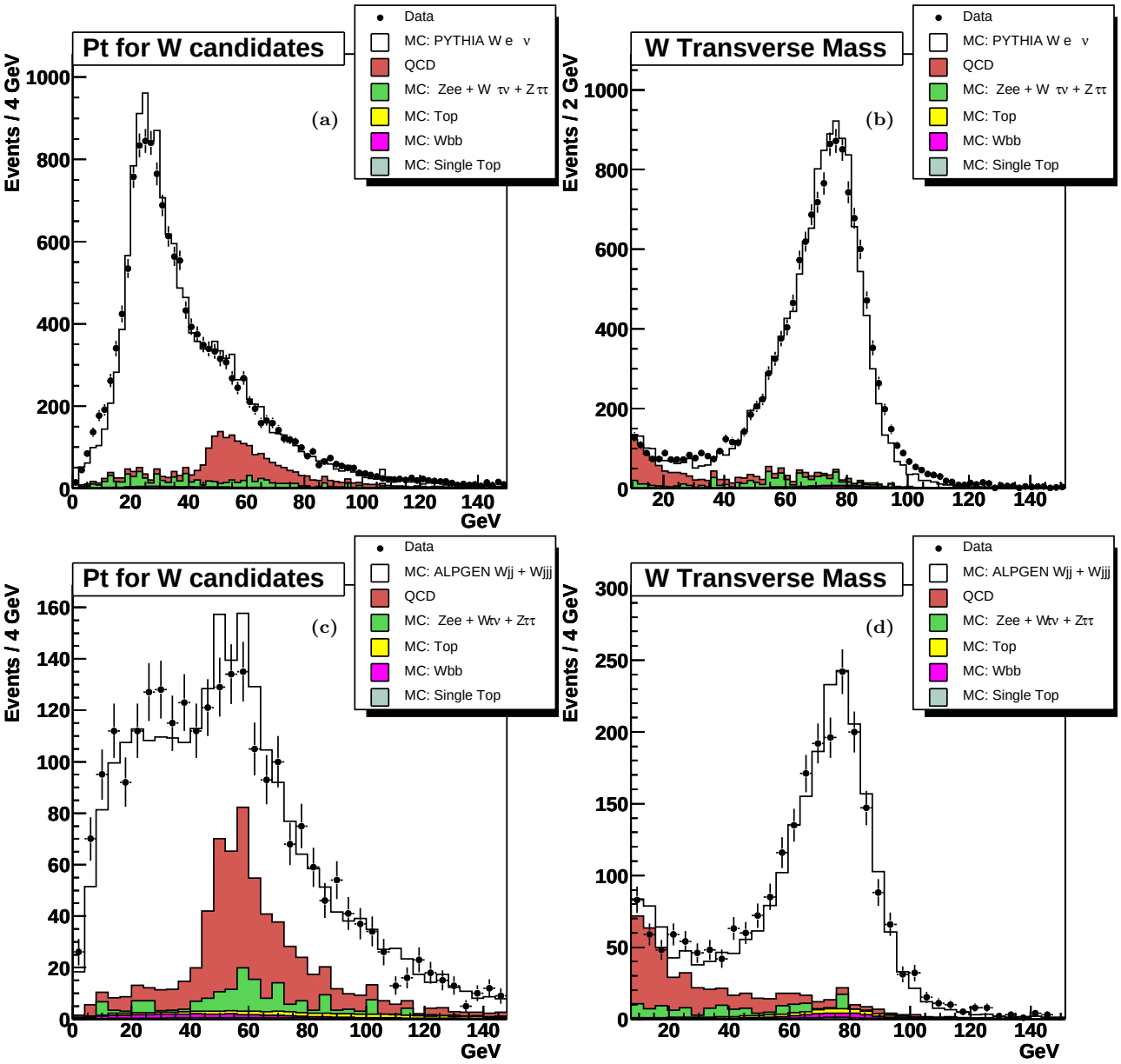


FIG. 5.12 – *Analyse 2004 : Distributions de l'impulsion transverse (a) et de la masse transverse (b) des candidats $W+ \geq 1jet(s)$ comparées à la simulation provenant de* `PYTHIA`*. Pour les événements $W+ \geq 2jets$, les distributions de l'impulsion transverse (c) et de la masse transverse (d) sont comparées à la simulation* `ALPGEN`*. La simulation est normalisée à la luminosité intégrée de l'échantillon.*

précisément aux événements $W+ \geq 2$ jets que nous appellerons W–Dijets. Plus particulièrement dans cette section, nous étudions les deux simulations de production de $W \rightarrow e\nu$: `ALPGEN` et `PYTHIA`. Ce que nous appelons ici `ALPGEN` est en fait la génération par `ALPGEN` des partons qui sont ensuite introduits dans `PYTHIA` pour leur hadronisation. Cette étude appliquée à l'analyse 2003 a été reproduite lors de l'analyse 2004 et

les résultats sont comparables. Nous ne présenterons ici, que les résultats obtenus sur l'analyse 2003.

Dans la suite de l'étude et afin de pouvoir comparer les formes de distribution entre elles, nous appliquons un facteur de normalisation à la simulation des événements $W \to e\nu$, $Z \to ee$, $W \to \tau\nu$ et $Z \to \tau\tau$. Ainsi nous définissons :

$$R_{njets} = \frac{\text{nombre d'événements à n jets dans les données}}{\text{nombre d'événements à n jets dans la simulation}} \tag{5.9}$$

Ce facteur de normalisation dépend de la qualité de la simulation mais est également sensible à l'erreur sur la calibration en énergie des jets (JES). Afin d'étudier cet effet, nous nous basons sur un échantillon de $W+ \geq 1$jet(s). Dans ce cas $R_{\geq 1jet(s)}$ vaut 1.20 pour `PYTHIA`. Lorsque nous appliquons à la simulation, la calibration en énergie augmentée (dimimuée) par la valeur de ses barres d'erreur ($\pm 6\%$), le nombre de jets passant le critère sur l'impulsion va changer. Ainsi le facteur de normalisation passe de 1.04 (pour $+6\%$) à 1.39 (pour -6%). La distribution de l'impulsion des 4 jets les plus énergétiques produits en association avec un boson W, et sur lesquels nous avons changé la valeur de la calibration en énergie des jets est représentée dans les figures 5.13 et 5.14.

Ce facteur de normalisation entre les données et la simulation va dépendre du processus de simulation étudié. Dans notre cas nous avons considéré l'ensemble des processus. Si nous considérons par exemple le processus $Wb\bar{b}$, étant donné que c'est un processus avec des jets peu énergétiques (45 GeV en moyenne pour le jet le plus énergétique), une variation de la calibration en énergie de ces jets va entraîner une plus grande fluctuation du nombre de jets ayant une impulsion supérieure à 20 GeV que pour des processus où les jets ont une plus grande énergie moyenne (par exemple, la production de paire $t\bar{t}$).

L'erreur systématique attribuée à la calibration en énergie des jets est symétrique et a une valeur de $\pm 15\%$. Dans l'analyse 2004, les mêmes études nous permettent d'établir une erreur sur la calibration en énergie de $\pm 22\%$ sur l'ensemble des processus étudiés.

Nous observons sur la figure 5.15 la multiplicité des jets dans des événements $W-$Dijets des données comparée aux simulations `PYTHIA` et `ALPGEN`. `PYTHIA` sous-estime la production de jets associés à un boson W comparativement à `ALPGEN` : `PYTHIA` n'a pas d'événements à grande multiplicité de jets contrairement à `ALPGEN`.

`ALPGEN` est un générateur exact d'éléments de matrice et donc n'engendre que des événements avec une multiplicité précise. La simulation d'`ALPGEN` que nous considérons dans ce cas est la somme de simulation d'événements $W+jj$ et $W+jjj$ (où j représente les quarks u, d, s ou c). Le déficit de jets dans la simulation inclusive `PYTHIA` apparaît également lorsque nous étudions la distribution des impulsions transverses de chaque jet (figure 5.16 pour `PYTHIA` et figure 5.17 pour `ALPGEN`). La normalisation relative de chacune des distributions est de 1.85, 1.85, 3.42 et 3.97 pour `PYTHIA` alors que pour `ALPGEN` nous avons 1.19, 1.19, 1.47, 3.09. Sauf pour le 4ème jet où nous devrions inclure la simulation $W + jjjj$ d'`ALPGEN`, le facteur de normalisation d'`ALPGEN` est compris dans les barres d'erreurs de la luminosité ($\pm 10\%$ [68]) et de la calibration en énergie des jets ($\pm 15\%$). Sur la figure 5.18, nous pouvons voir la masse invariante des deux jets de plus haute énergie. Ici encore, nous voyons que `PYTHIA` décrit la forme de la

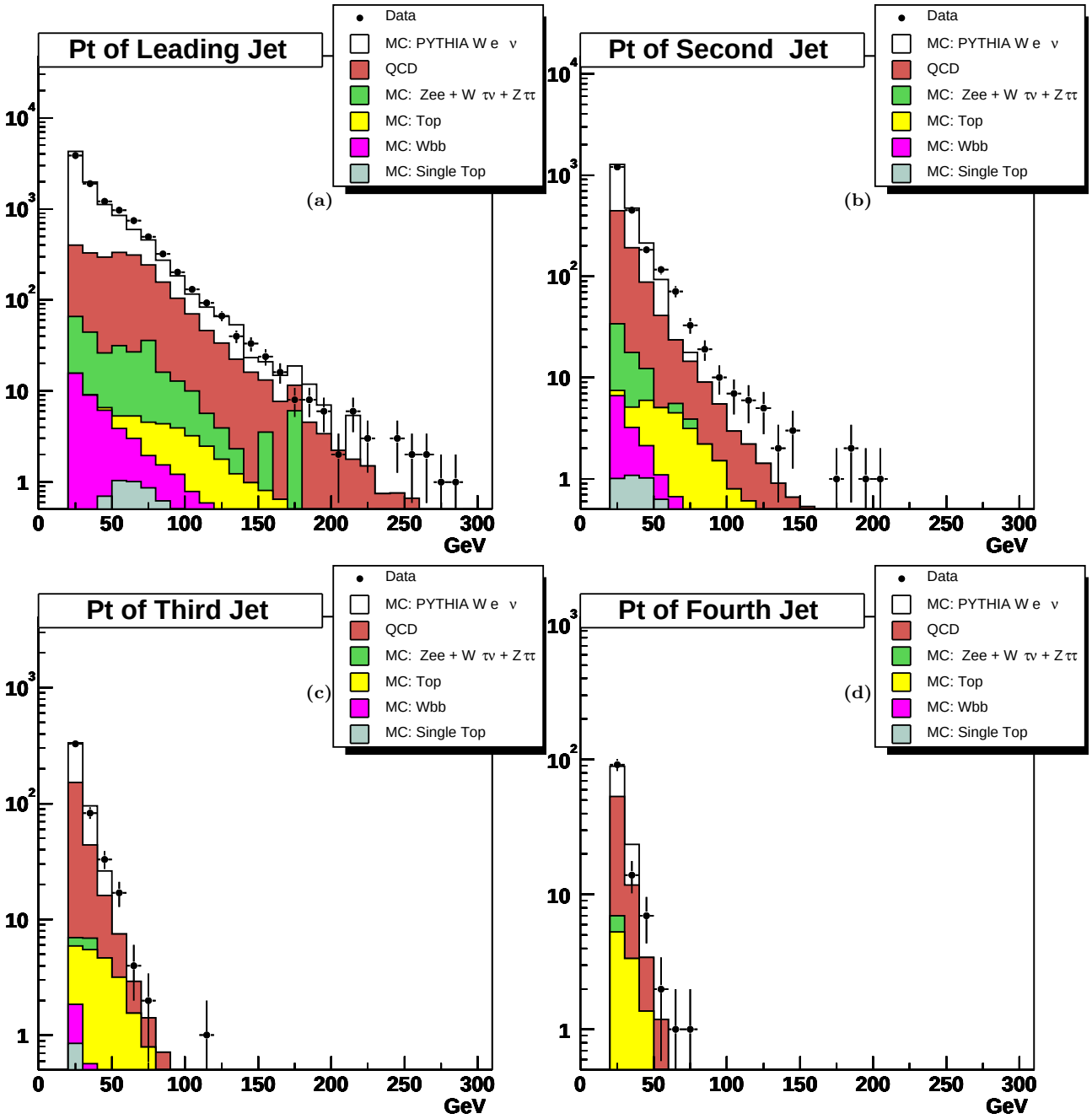


FIG. 5.13 – *Analyse 2003 : Distributions des impulsions transverses pour chaque jet ordonné provenant du lot inclusif de candidats W comparées à la simulation* `PYTHIA`*. a) Premier jet ; b) second jet ; c) troisième jet ; d) quatrième jet. Le facteur de normalisation ; (données − QCD)/simulation ; appliqué à la simulation est de 1.20.*

distribution jusqu'à environ 150 GeV mais pour décrire l'amplitude, il faut appliquer un facteur de normalisation de 1.85 à la simulation. Comparativement `ALPGEN` permet une bonne description de la distribution, également sur la figure 5.19 représentant la

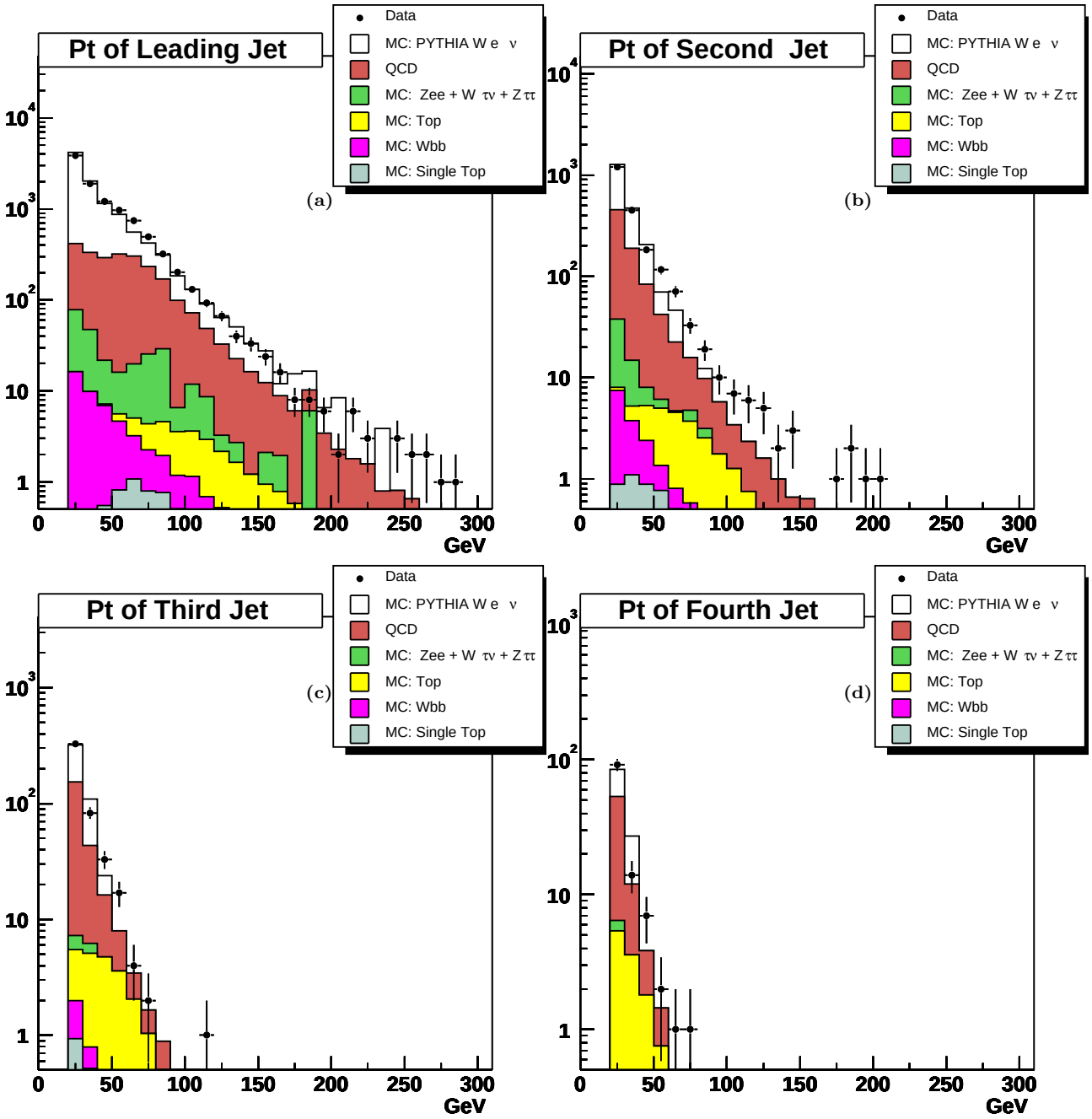


FIG. 5.14 – *Analyse 2003 : Distributions des impulsions transverses pour chaque jet ordonné provenant du lot inclusif de candidats W comparées à la simulation* `PYTHIA` *après avoir appliqué à la simulation un décalage de la valeur d'erreur sur la calibration en énergie (environ +6%). a) Premier jet ; b) second jet ; c) troisième jet ; d) quatrième jet. Le facteur de normalisation ; (données − QCD)/simulation ; appliqué à la simulation est de 1.04.*

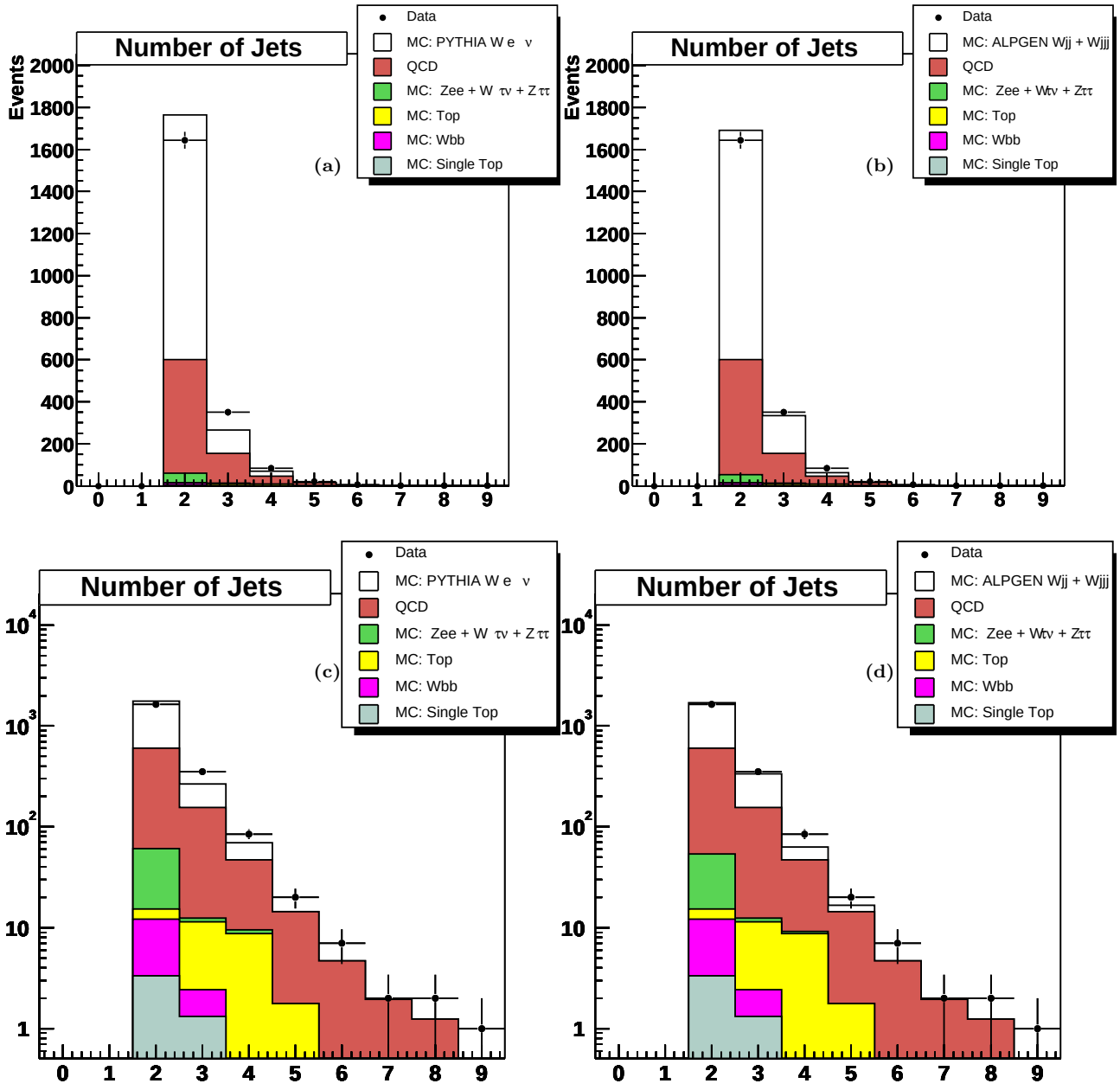


FIG. 5.15 – *Analyse 2003 : Distribution de la multiplicité des jets dans l'échantillon W – Dijet inclusif comparée à la simulation* `PYTHIA` *en échelle linéaire a) et logarithmique c) et* `ALPGEN` *en échelle linéaire b) et logarithmique d).*

distance dans le plan $\eta - \phi$ des 2 jets de plus grandes impulsions (ΔR). Le facteur de normalisation ($R_{\geq 2jets}$) pour `PYTHIA` est de 1.85 tandis que pour `ALPGEN` il est de 1.19.

`PYTHIA` n'effectue que des approximations des éléments de matrice et ces approximations ne permettent pas de décrire convenablement une production $W + n$ jets avec $n \geq 2$. C'est pourquoi dans le suite des analyses, lorsque nous étudions les événements

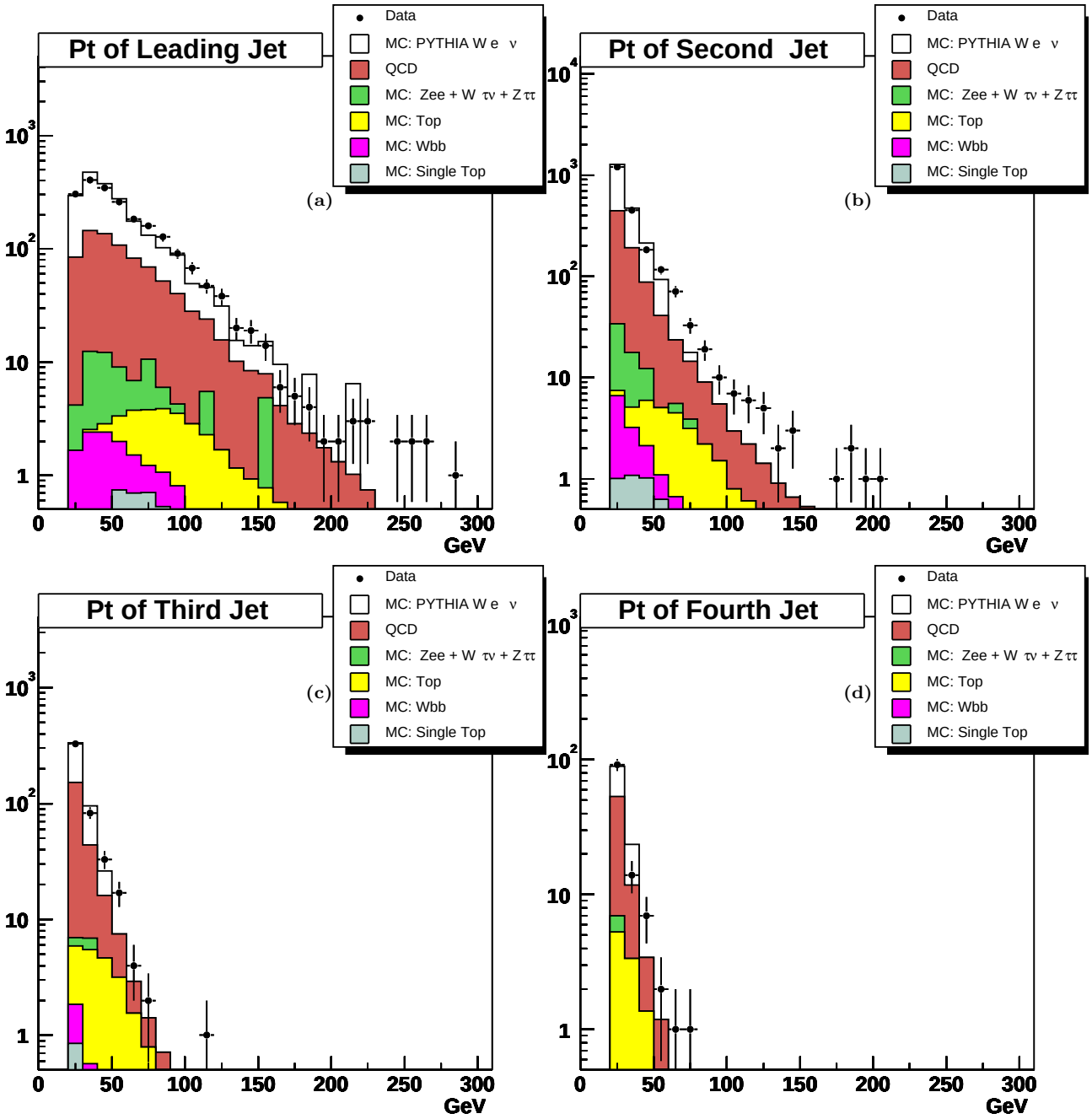


FIG. 5.16 – *Analyse 2003 : Distributions des impulsions transverses pour chaque jet des événements W–Dijets comparées à la simulation* `PYTHIA` *: a)Premier jet ; b) second jet, ordonné en* p_T *; c) troisième jet ; d) quatrième jet. Les facteurs de normalisation ; (données − QCD)/simulation ; appliqués à la simulation sur chacune des figures sont : 1.85, 1.85, 3.42* et 3.97 *respectivement.*

$W+ \geq 2$jets, nous utilisons la simulation provenant du générateur `ALPGEN`.

L'utilisation du générateur `ALPGEN` pose néanmoins le problème du double comptage

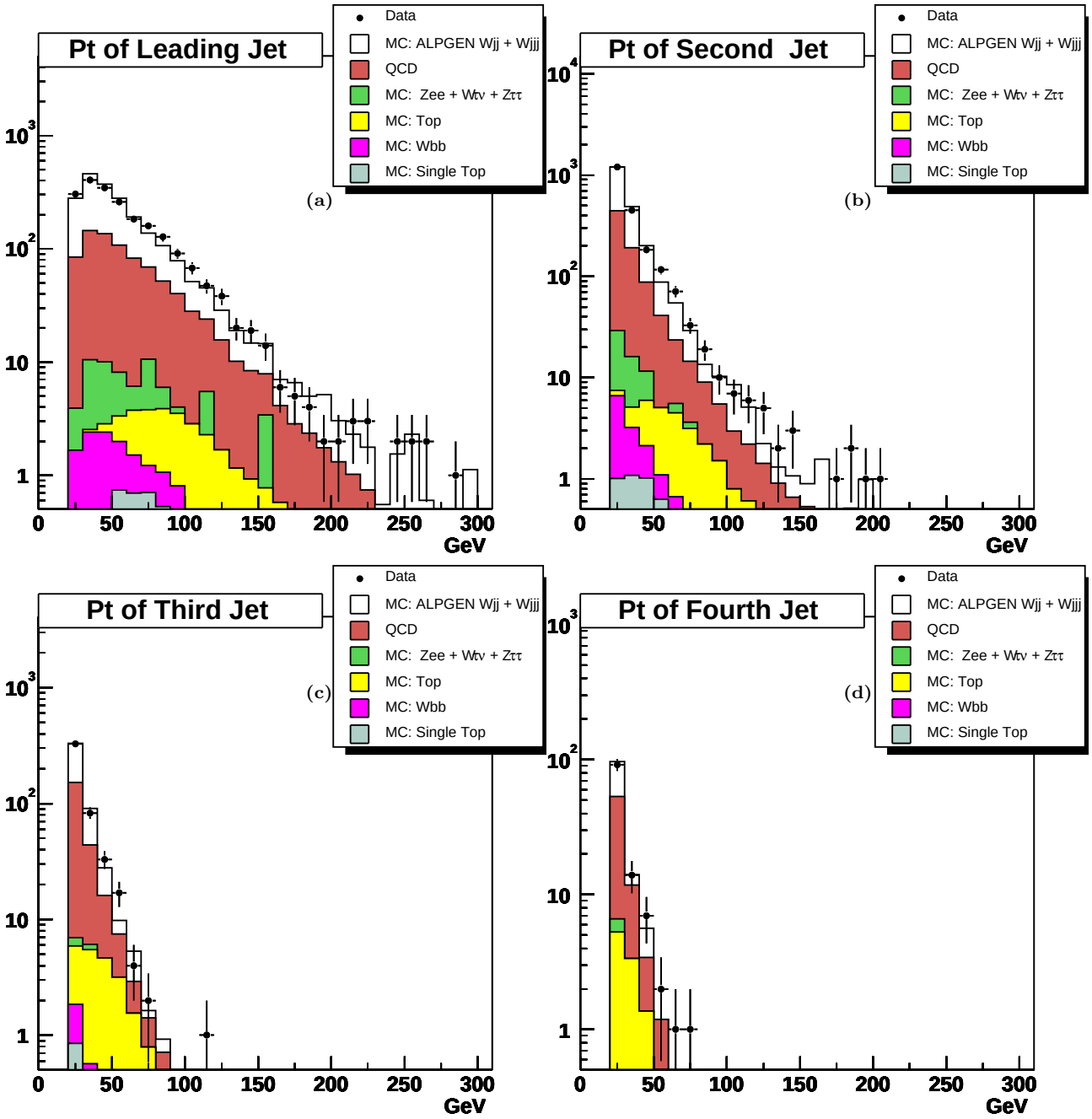


FIG. 5.17 – *Analyse 2003 : Distributions des impulsions transverses pour chaque jet des événements W–Dijets comparées à la simulation* `ALPGEN` *: a)Premier jet ; b) second jet, ordonné en p_T ; c) troisième jet ; d) quatrième jet. Les facteurs de normalisation (données - QCD)/(simulation) appliqués à la simulation sur chacune des figures sont : 1.19, 1.19, 1.47* et 3.09 *respectivement.*

d'événements. En effet, nous générons des événements $W + jj$ et $W + jjj$ que nous additionnons respectivement à leur section efficace de production. Or au moment de

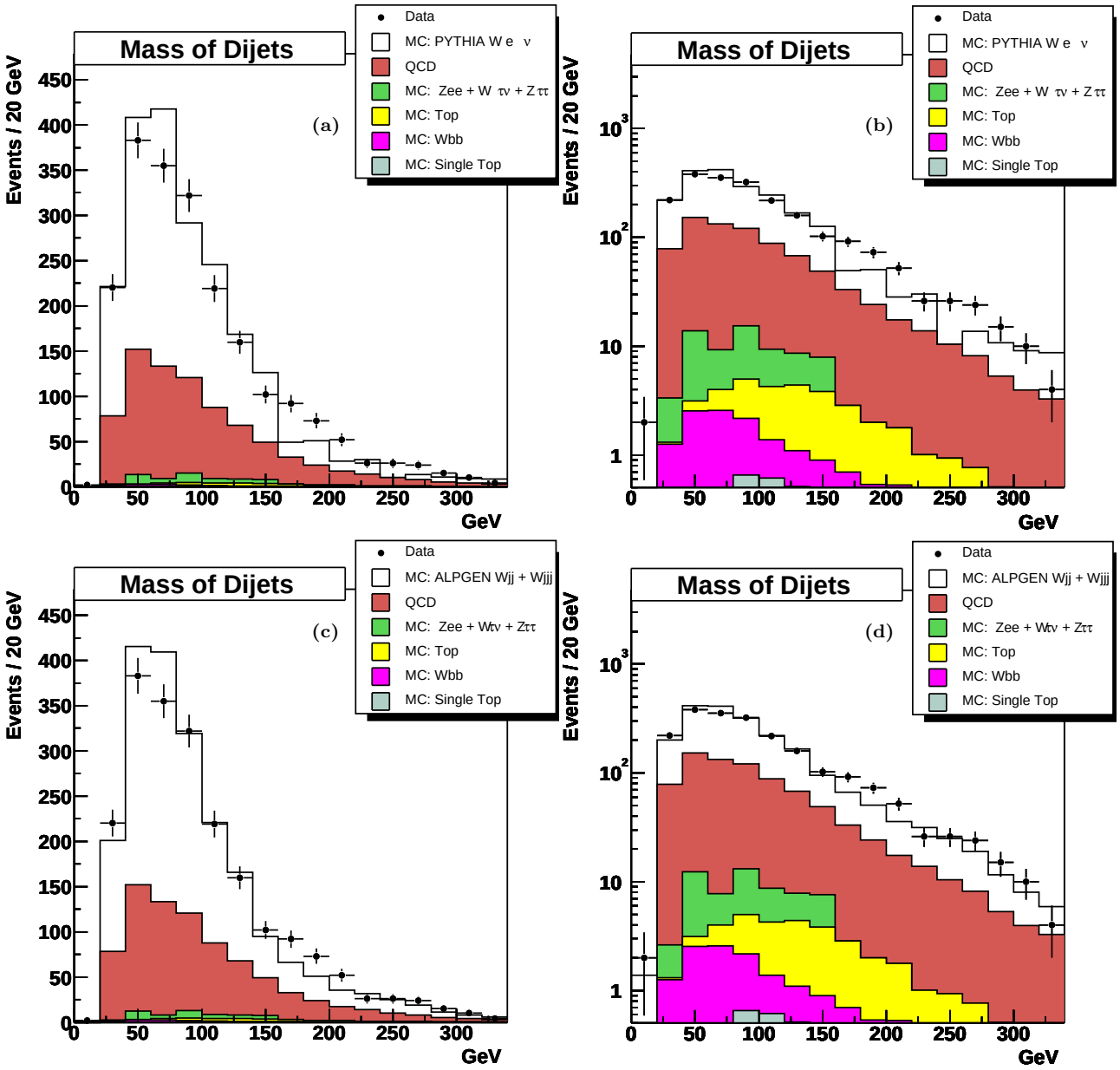


FIG. 5.18 – *Analyse 2004 : Distribution de la masse invariante des 2 premiers jets dans les événements W–Dijet : a) comparés à la simulation* `PYTHIA` *; b) identique à a) en échelle logarithmique. Pour a) et b) le facteur de normalisation appliqué à la simulation est 1.85. c) comparés à la simulation* `ALPGEN` *; d) identique à c) en échelle logarithmique. Pour c) et d) le facteur de normalisation appliqué à la simulation est 1.19.*

l'hadronisation et de la reconstruction des objets, le nombre de jets finals ne correspond pas forcément au nombre de partons. Cet effet du double comptage est visible sur la distribution de la multiplicité de jets (figure 5.15 comparés à `ALPGEN`). La somme des processus simulés pour les événements $W + jjj$ est légèrement supérieure aux données.

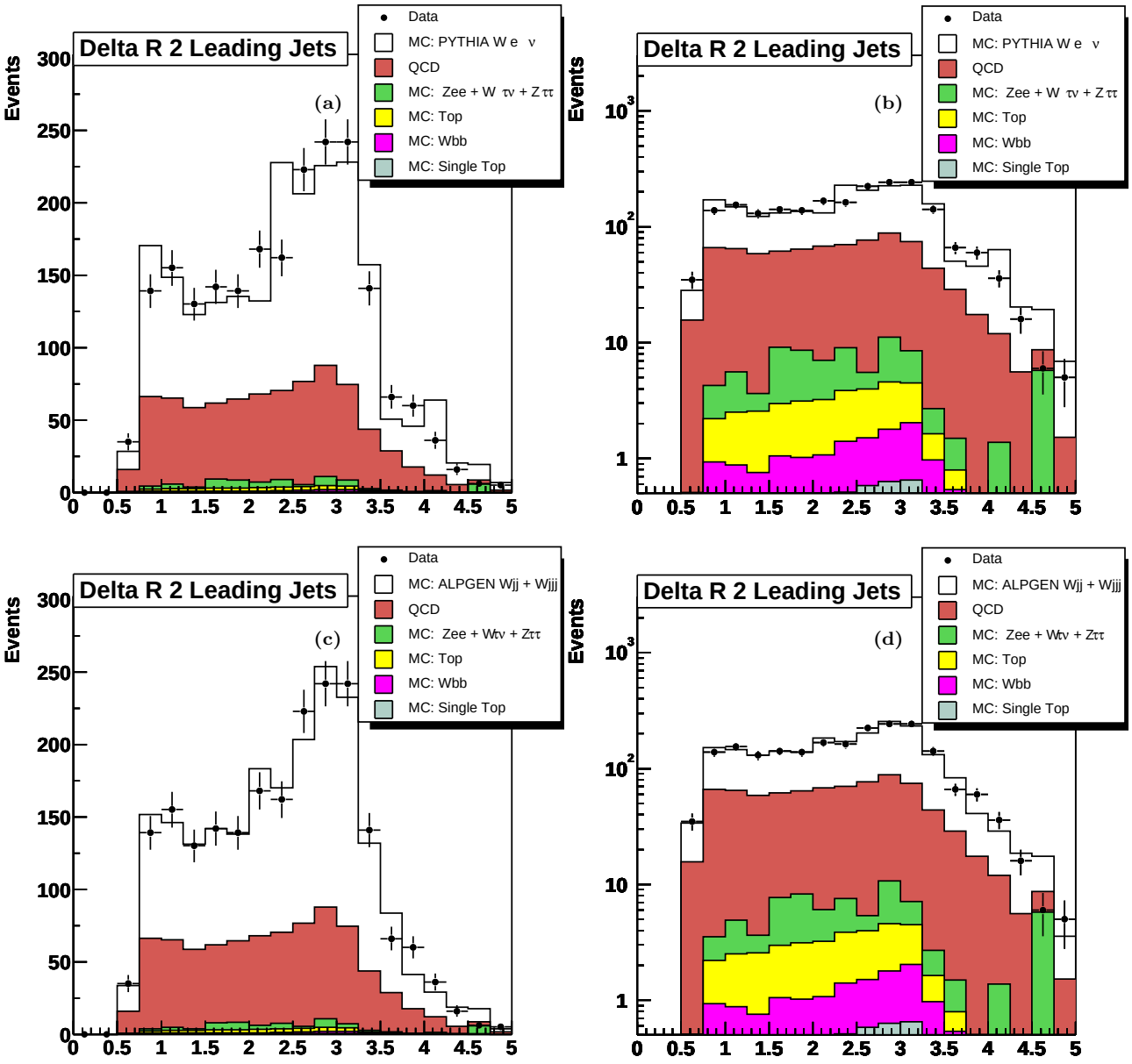


FIG. 5.19 – *Analyse 2004 : Distributions du ΔR des 2 premiers jets dans les événements W–Dijet : a) comparées à la simulation* `PYTHIA` *; b) identique à a) en échelle logarithmique. Pour a) et b) le facteur de normalisation appliqué à la simulation est 1.85. c) comparées à la simulation* `ALPGEN` *; d) identique à c) en échelle logarithmique. Pour c) et d) le facteur de normalisation appliqué à la simulation est 1.19.*

Il existe plusieurs prescriptions pour tenir compte de ce double comptage [70]. Ces prescriptions ne donnent pas le même résultat et ne sont pas appliquées car l'effet est faible par rapport à l'erreur de la calibration en énergie. Par exemple sur l'analyse 2004, la contribution des événements simulés $W+jjj$ représente 11.3% des événements W+jets : nous avons 212 événements provenant de la simulation $W+jjj$ comparés aux

1873 événements W+jets. Cette proportion de 11.3% représente le maximum de double comptage que l'on pourrait avoir et est couverte par l'erreur attribuée à la calibration en énergie des jets. Lorsque nous passons à l'étiquetage des jets provenant de quark b, cet effet s'amoindrit. En effet, la contribution des événements $W + jjj$ lorsque nous demandons 2 jets étiquetés est de 0.09 ce qui représente moins de 8% de la contribution totale W+jets.

La multiplicité des jets pour les analyses 2003 et 2004 est reproduite sur la figure 5.20. Outre l'augmentation d'environ 1.5 de la luminosité, on observe nettement une diminution du nombre d'événements à grande multiplicité (événements de bruit de fond QCD).

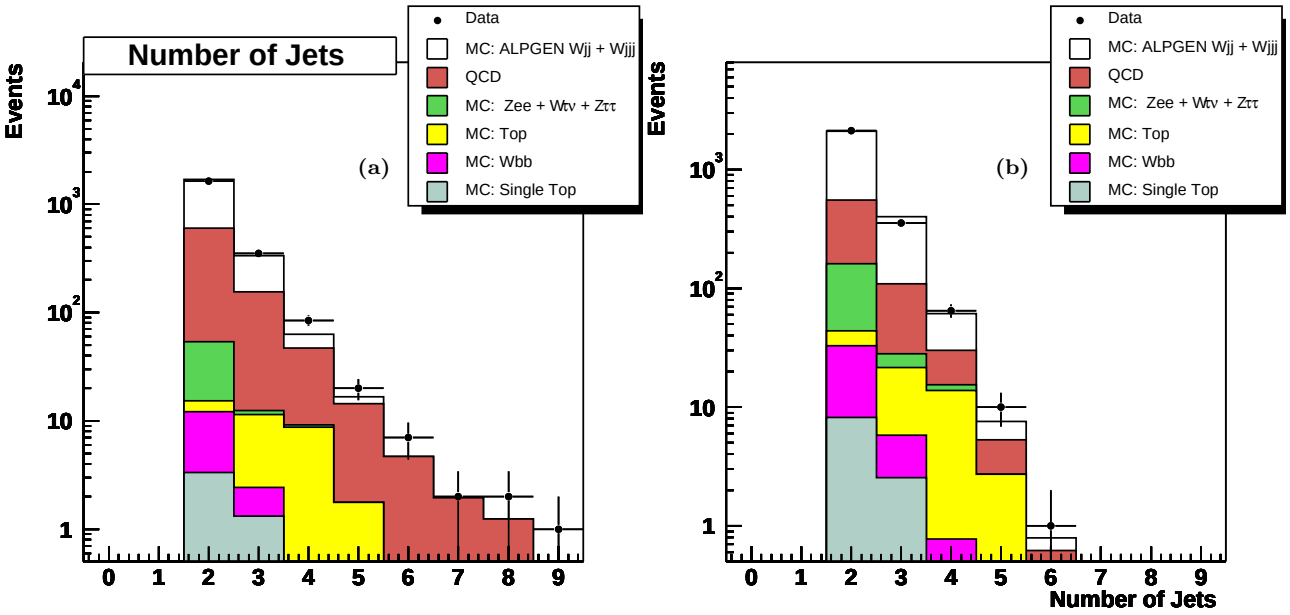


FIG. 5.20 – *Multiplicités des jets dans les événements W–Dijets de l'analyse 2003 a) et de l'analyse 2004 b) comparées à la simulation* `ALPGEN`*. Nous observons une diminution des événements à grande multiplicité de jets.*

Dans la figure 5.21, la simulation `ALPGEN` de la masse invariante des 2 jets de plus grande impulsion est comparée aux données de l'analyse 2004. La simulation et les données sont en bon accord. De même sur la figure 5.22, la variable H_T y est représentée. H_T est définie comme la somme des impulsions transverses des jets contenus dans l'événement. Sur cet histogramme, la contribution des événements provenant de la production d'une paire de $t\bar{t}$ devient importante aux alentours de 180 GeV tandis que celle du $Wb\bar{b}$ diminue. La distribution de la séparation spatiale (ΔR) entre les deux jets les plus énergétiques est également bien décrite par la simulation (`ALPGEN`) avec un maximum aux alentours de π.

L'ensemble des distributions W–Dijet est bien décrit par la simulation `ALPGEN`. `PYTHIA` ne décrit pas convenablement les processus $W + n$jets avec $n \geq 2$. En conclusion, nous avons isolé un échantillon d'événements W–Dijet dans lequel nous pouvons

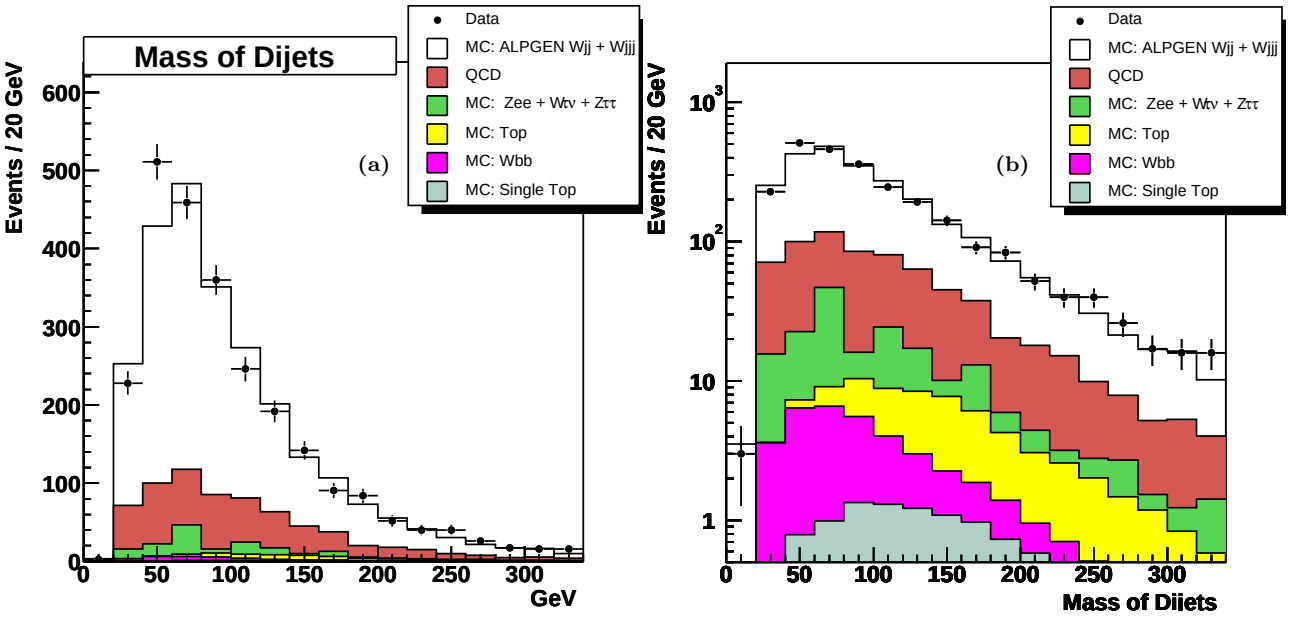


FIG. 5.21 – *Analyse 2004 : Distributions de la masse invariante des 2 premiers jets dans les événements W–Dijets : a) comparées à la simulation* `ALPGEN`*; b) identique à a) en échelle logarithmique. Pour a) et b) le facteur de normalisation appliqué à la simulation est 0.98.*

rechercher des événements $W + b$-jets.

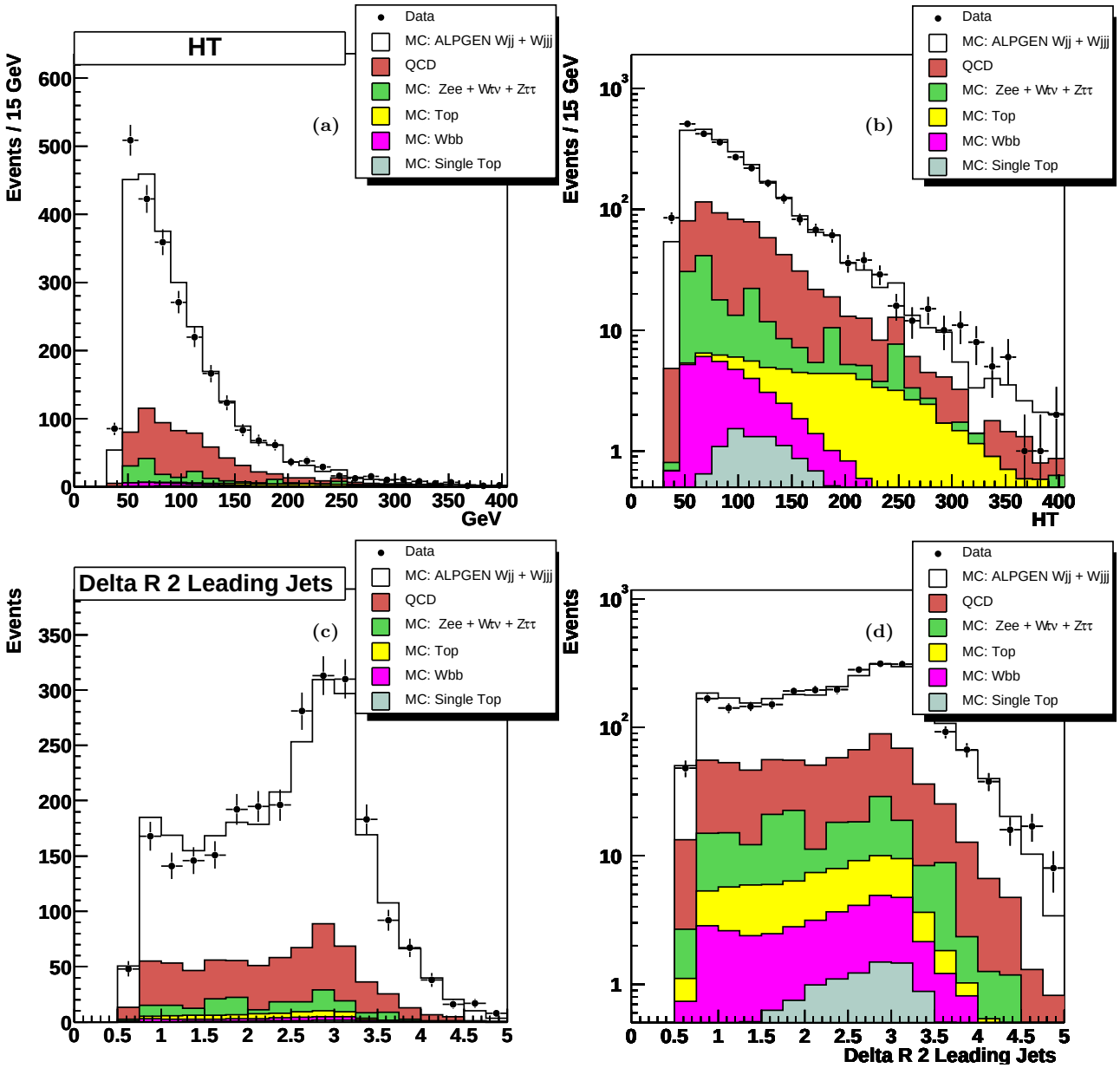


FIG. 5.22 – *Analyse 2004 : Distributions de la variable H_T (définie comme la somme de l'énergie transverse de tous les jets) dans les événements W–Dijets : a) comparées à la simulation* `ALPGEN`*; b) identique à a) en échelle logarithmique. Distributions du ΔR pour les 2 premiers jets des événements W–Dijets : c) comparées à la simulation* `ALPGEN`*; d) identique à c) en échelle logarithmique. La normalisation de ces distributions est de 0.98.*

5.6 Les algorithmes d'étiquetage des jets de quark b

Le temps de vie d'un hadron contenant un quark b est d'environ 1.6 ps, ce qui correspond à une distance de vol de l'ordre de 3 mm pour une impulsion de 40 GeV. De ce fait, les traces issues de la désintégration d'un hadron contenant un quark b ne sont pas issues du vertex primaire de l'interaction mais d'un vertex secondaire. Cette particularité est utilisée par différents algorithmes afin d'identifier les jets provenant d'un quark b. Un hadron beau va également se désintégrer leptoniquement dans un état final $\mu + X$ dans 11% des cas.

Actuellement DØ développe quatre algorithmes d'identification de jets de quark b. Deux d'entre eux sont basés sur le paramètre d'impact des traces (CSIP et JLIP), un troisième recherche et reconstruit d'éventuels vertex secondaires (SVX). Enfin il existe un algorithme recherchant la présence de muon dans le jet (SLT) [71] qui suggère la désintégration semileptonique d'un hadron beau. Ce dernier algorithme était le seul présent au Run I et il n'est pas utilisé dans cette analyse, il ne sera donc pas détaillé dans la suite.

5.6.1 L'algorithme JLIP

L'algorithme JLIP (Jet LIfetime Probability [72]) est le principal algorithme utilisé dans nos analyses. Il consiste à estimer la probabilité que les traces proviennent du vertex primaire à partir du paramètre d'impact des traces d'un jet. Le paramètre d'impact d'une trace est défini comme la distance minimale estimée entre le vertex primaire et la trajectoire de la trace considérée (figure 5.23). Pour un hadron beau, le paramètre d'impact moyen des traces est de l'ordre de 400 μm. Le système actuel d'identification de trace ne permet pas une reconstruction en 3 dimensions du paramètre mais uniquement en 2 dimensions dans le plan transverse.

On définit le signe du paramètre d'impact en fonction des coordonnées du périgée de la trace relativement à l'ajustement de cette trace au vertex primaire ($\vec{d}_{\text{périgée}}$) et

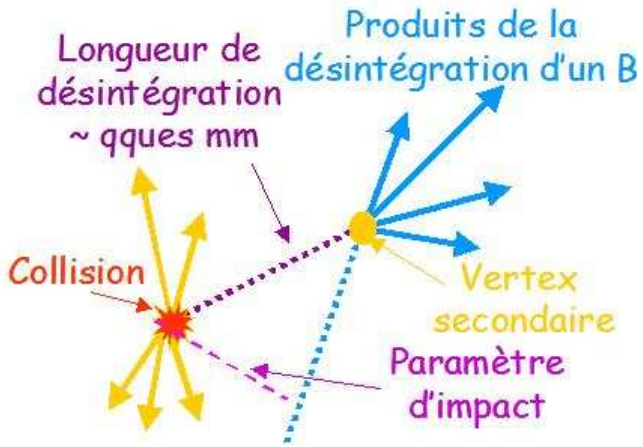


FIG. 5.23 – *Le paramètre d'impact est la distance minimale entre la trace reconstruite provenant du jet issu de la désintégration du hadron B et du vertex primaire.*

au vecteur d'impulsion du jet ($\vec{p_T}(jet)$). Le paramètre d'impact se définit alors comme étant $IP = |\vec{d}_{\text{périgée}}|$ et son signe est donné par : $\vec{d}_{\text{périgée}} \cdot \vec{p_T}(jet)$. Les traces provenant de quarks légers (u, d ou s) vont présenter une distribution symétrique du paramètre d'impact divisé par son incertitude (appelé signification) par rapport à 0 tandis que pour les quarks lourds (c et b), nous allons avoir un excès d'événements avec un paramètre d'impact positif (figure 5.24).

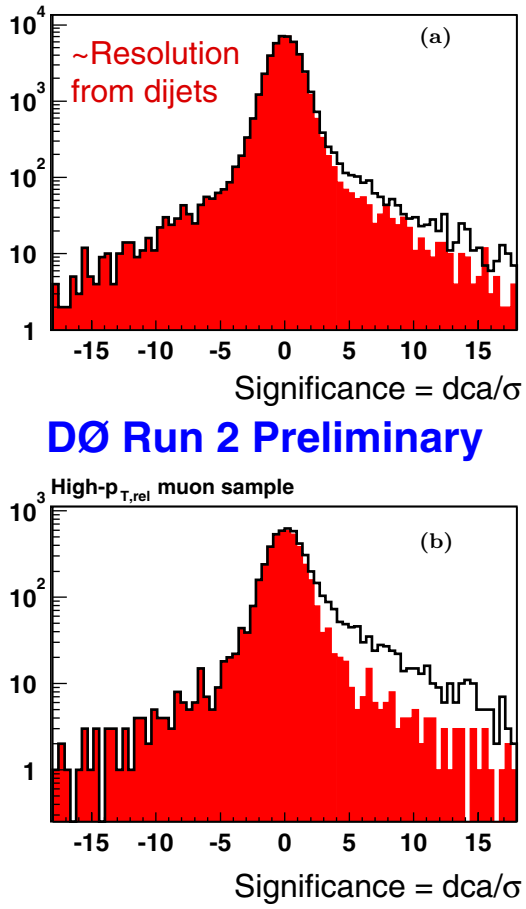


FIG. 5.24 – *Distribution de la signification du paramètre d'impact (≡ paramètre d'impact/son erreur) a) pour des événements sans sélection particulière et b) pour des événements présélectionnés en demandant un muons dans un des jets (i.e. enrichis en jet de saveur c et b).*

L'algorithme calcule la probabilité pour chaque trace de provenir du vertex primaire ce qui demande une calibration du paramètre d'impact. Pour cela, on définit :

$$p_{diff} = p \times (\sin\theta)^{3/2} \tag{5.10}$$

Où p est l'impulsion de la trace et θ l'angle polaire entre la trace et l'axe des faisceaux. L'ensemble des paramètres d'impact des traces est regroupé dans 16 intervalles différents de p_{diff}. Dans chacun de ces 16 intervalles, 29 catégories de traces sont définies

suivant le nombre de coups lus par chaque détecteur de traces. Dans chacune de ces catégories, on regroupe les événements ayant le même nombre de traces attachées au vertex primaire. Dans chaque cas, la distribution de signification de la trace est ajustée par une gaussienne à laquelle est ajoutée une exponentielle pour décrire la queue de la distribution. La largeur de la gaussienne d'ajustement est donc définie en fonction du nombre de traces attachées au vertex primaire de l'événement, de la catégorie de la trace considérée et de p_{diff}. On redéfinit alors le paramètre d'impact et son erreur par :

$$PI = PI_{initial}/\sigma(p_{diff}, i, N_{vp}) \tag{5.11}$$

$$\sigma_{PI} = \sigma_{PI_{initial}} \times \sigma(p_{diff}, i, N_{vp}) \tag{5.12}$$

Avec $PI_{initial}$ le paramètre d'impact mesuré de la trace considérée, $\sigma_{PI_{initial}}$ l'erreur sur le paramètre d'impact mesurée, $\sigma(p_{diff}, i, N_{vp})$ la largeur de la gaussienne d'ajustement définie précédemment, i l'indice de la catégorie de la trace et N_{vp} le nombre de traces attachées au vertex primaire dans l'événement. On ajuste la partie négative de la distribution de la signification de ce paramètre d'impact ($\mathcal{S}_{PI} = \frac{PI}{\sigma_{PI}}$) par la somme de 4 gaussiennes. Cet ajustement est la fonction de la résolution du paramètre d'impact notée $\mathcal{R}(\mathcal{S}_{PI})$. La probabilité pour une trace de provenir du vertex primaire est :

$$\mathcal{P}_{\text{trace}}(\mathcal{S}_{PI}) = \frac{\int_{-50}^{-|\mathcal{S}_{PI}|} \mathcal{R}(s)ds}{\int_{-50}^{0} \mathcal{R}(s)ds} \tag{5.13}$$

Cette probabilité n'est définie que pour les traces de valeur absolue de signification du paramètre d'impact inférieure à 50. La distribution de la probabilité des traces est montrée sur la figure 5.25 pour des significations de paramètre d'impact positives et négatives et pour différents échantillons : en a) l'échantillon est sélectionné par un déclenchement sur la présence de jets dans l'événement, en b) les événements sont simulés contenant des jets provenant de quarks légers ; en c) des événements simulés contenant des jets provenant de quarks c et en d) des événements simulés contenant des jets provenant de quarks b. La probabilité pour des significations négatives est constante, tandis que celle pour les significations positives connaît une augmentation à proximité de la valeur nulle pour les jets provenant de quarks lourds.

Par la suite JLIP combine l'ensemble de ces probabilités afin d'obtenir une probabilité par jet :

$$\mathcal{P}^{\pm}_{\text{jet}} = \Pi^{\pm} \times \sum_{j=0}^{N^{\pm}_{traces}-1} \frac{(-log\Pi^{\pm})^j}{j!} \quad \text{avec} \quad \Pi^{\pm} = \prod_{i=1}^{N^{\pm}_{traces}} \mathcal{P}_{\text{traces}}(S^{PI>0}_{PI<0}) \tag{5.14}$$

$N^{\pm}_{traces}$ représente le nombre de traces associées au jet et ayant un paramètre d'impact positif ou négatif. Seuls les jets ayant une probabilité positive sont considérés dans la suite. Les jets provenant de quarks légers ont une distribution constante de cette probabilité entre 0 et 1. En ce qui concerne les jets de quarks lourds, la distribution de leur probabilité augmente à proximité de la valeur nulle. La distinction entre un quark léger et un quark lourd se fera par un critère sur la probabilité positive associée à un jet.

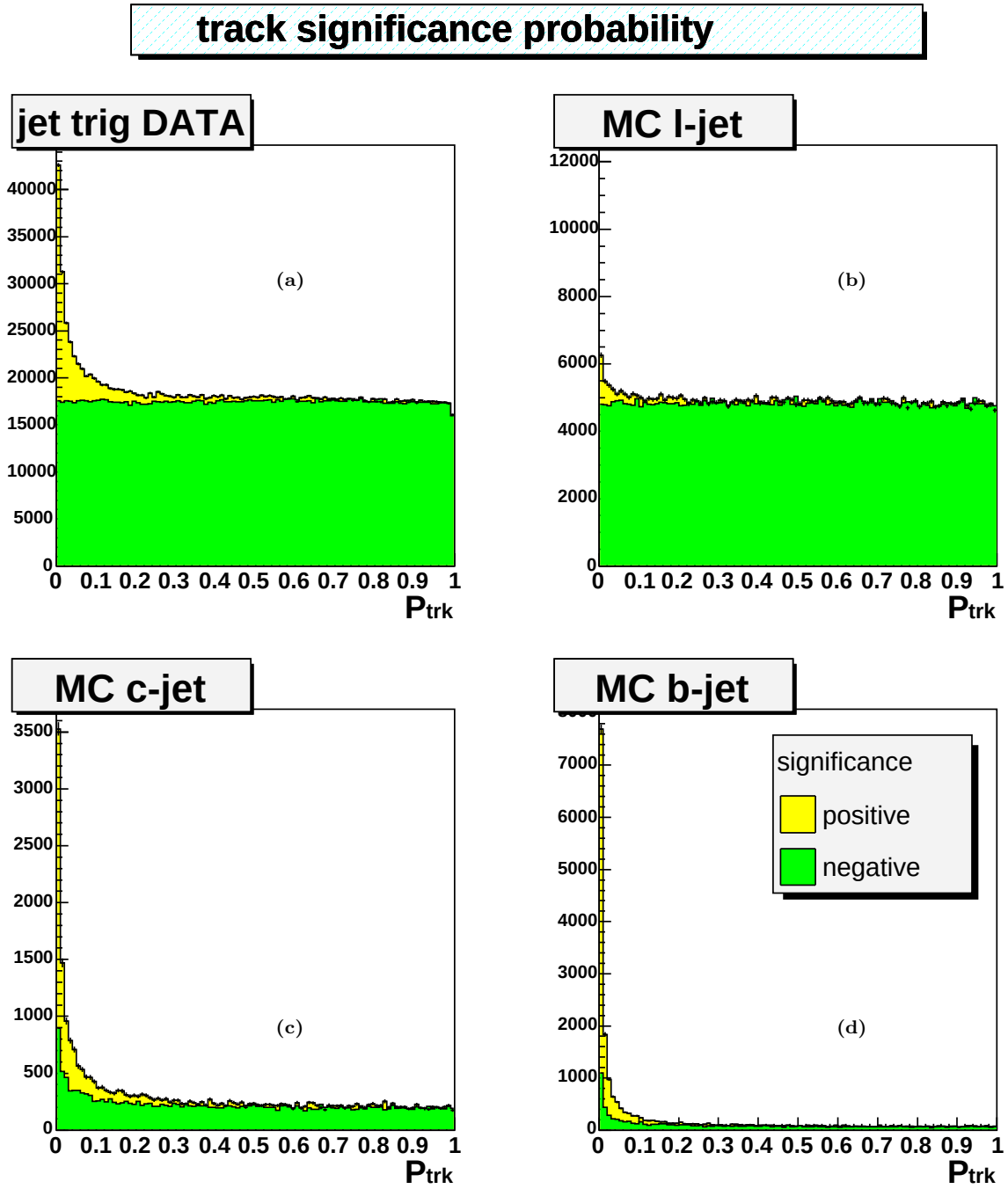


FIG. 5.25 – *Distribution de la probabilité qu'une trace provienne du vertex primaire pour des données déclenchées sur la présence de jets (a), de la simulation de jets légers (b), la simulation de jets de quark c (c) et de la simulation de jets de quark b (d).*

Afin de définir l'efficacité d'étiquetage des jets de quark b, nous définissons d'abord un ensemble de critères qui déterminent un jet "étiquetable". Ces critères dépendent de

l'algorithme d'étiquetage pour l'analyse 2003 mais ont été uniformisés dans l'analyse 2004. En schématisant, pour l'analyse 2003, un jet était dit étiquetable si on pouvait lui associer aux moins 2 traces de bonne qualité (définis par le nombre de coups dans le SMT et le CFT qui dépendent de la position de la trace). Pour l'analyse 2003, le rapport entre l'efficacité d'un jet étiquetable dans les données et celui dans la simulation est de 0.85 ± 0.10. Pour l'analyse 2004, l'association d'au moins 2 traces distantes de moins de $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2)} < 0.5$ avec au moins une trace d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV ayant déposé au moins un coup dans le SMT forme "un jet de traces". Dans le cadre de l'analyse 2004, tous les algorithmes d'étiquetage demandent que soit associé au jet reconstruit dans le calorimètre au moins un jet de traces. Cette association se fait en demandant que les 2 jets soient distants dans le plan $\eta \times \phi$ (ΔR) de moins de 0.5. Le rapport d'efficacité de ce critère dans les données et celui dans la simulation pour l'analyse 2004 est de 0.88 ± 0.03.

Pour établir l'efficacité d'étiquetage dans les données, on sélectionne des événements ayant des jets étiquetables. Afin d'enrichir notre échantillon en jets provenant de quarks b, les jets de l'échantillon doivent contenir un muon qui peut provenir de la désintégration semileptonique d'un hadron beau. Trois méthodes sont appliquées pour calculer l'efficacité d'étiquetage : deux reposent sur le spectre de l'impulsion transverse du muon contenu dans le jet relativement à la direction du jet et la troisième se base sur la résolution d'un système de 8 équations [73]. Le spectre d'impulsion transverse des muons dans les jets est déterminé à partir d'événements simulés et pour les quarks c et b séparément. Le système de 8 équations est bâti à partir de 2 échantillons de données indépendants et repose sur 2 algorithmes d'étiquetage peu corrélés. Ces 3 méthodes permettent d'obtenir une efficacité d'étiquetage de 35±2% [74] pour l'analyse 2003 pour probabilité d'étiquetage inférieure à 1% et de 39±2% [75] pour l'analyse 2004 pour probabilité inférieure à 0.4% (figure 5.26 a)). L'amélioration de l'efficacité d'étiquetage entre l'analyse 2003 et 2004 provient de l'amélioration du code de reconstruction des traces dans la version p14 du code de reconstruction. Ces critères sur la probabilité correspondent aux critères stricts de l'algorithme.

Le calcul de l'efficacité d'étiquetage est simplifié sur la simulation. La saveur d'un jet provenant de la simulation est déterminée par la recherche de la saveur la plus grande dans un cône de 0.3 centré autour du jet. Pour cette détermination, les saveurs sont classées de la plus faible à la plus grande : u, d, s, c et b. Sur la figure 5.27, le nombre de jets en fonction de la saveur de ces jets est représenté dans le cas d'événements simulés $W + jj$ et $Wb\bar{b}$. Nous ne faisons pas de différence entre les saveurs u et d. La simulation $W + jj$ contient une majorité de jets provenant de quark u et d (1er intervalle), ainsi que des jets s et c (3ème et 4ème intervalle). Le 5ème intervalle indique le nombre de jets associés à un quark b. Ce nombre est dominant dans la simulation $Wb\bar{b}$. La génération $W + jj$ d'`ALPGEN` ne contient pas de quark b néanmoins, des quarks b sont présents après la radiation de partons réalisée par `PYTHIA`.

Connaissant la saveur du jet, il est possible de calculer l'efficacité d'étiquetage ainsi que le taux de mauvais étiquetage. La figure 5.26 b) représente l'efficacité d'étiquetage en fonction de ce taux pour l'analyse 2004 déterminée sur différents échantillons d'événements simulés.

Afin de ramener les performances de l'algorithme dans la simulation au même ni-

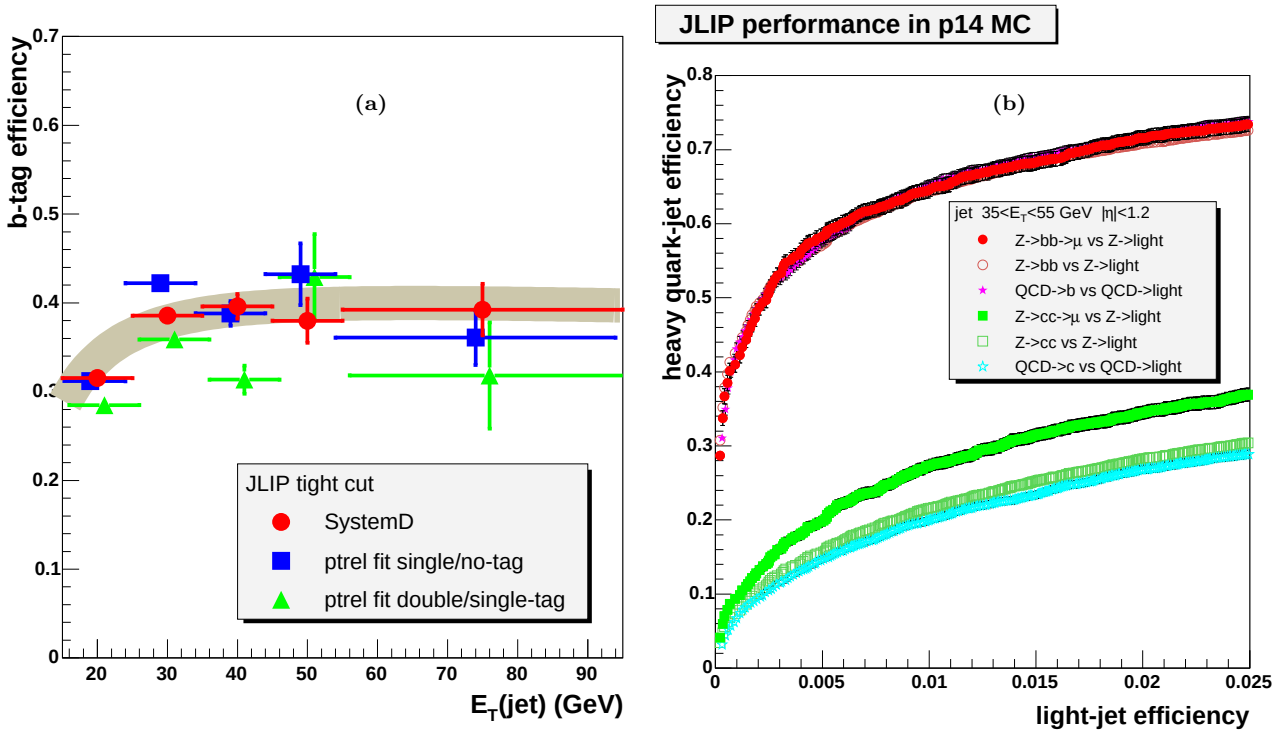


FIG. 5.26 – *(a) Efficacité sur les données de l'algorithme JLIP pour étiqueter un jet provenant d'un quark b pour 3 méthodes et en fonction de l'impulsion transverse de ce jet. Les points représentés par des ronds indiquent les résultats obtenus par le système 8, les points en carrés et triangles indiquent les résultats par les 2 méthodes étudiant le spectre de l'impulsion transverse des muons dans les jets. (b) Efficacité de l'algorithme JLIP pour étiqueter un jet provenant d'un quark b en fonction du taux de mauvaise identification pour différents processus de simulation.*

veau que celles obtenues sur les données, un poids est attribué à chaque jet étiqueté de la simulation. Ce poids est égal au produit du rapport données/simulation pour l'efficacité de rendre un jet étiquetable et du rapport données/simulation pour l'efficacité d'étiquetage :

$$\text{Pour l'analyse 2003 :} \quad 0.70 \quad = 0.85 \times 0.82 \tag{5.15}$$

$$\text{Pour l'analyse 2004 :} \quad 0.63 \quad = 0.88 \times 0.72 \tag{5.16}$$

Pour l'analyse 2004, le rapport données/simulation pour l'efficacité d'étiquetage est montré sur la figure 5.28. On y observe une faible dépendance en fonction de l'impulsion du jet de ce rapport et une dépendance en η pour η supérieur à 2.0.

La détermination du taux de mauvais étiquetage pour les données utilise le signe du paramètre d'impact. Ce taux de mauvais étiquetage représente l'efficacité d'étiqueter un jet provenant de quark léger. On utilise la partie négative de la distribution symétrique de la signification du paramètre d'impact (notée $\epsilon^{-}_{\text{données}}$). Cette partie négative doit être néanmoins corrigée par deux facteurs : la fraction de jets lourds contenus dans la

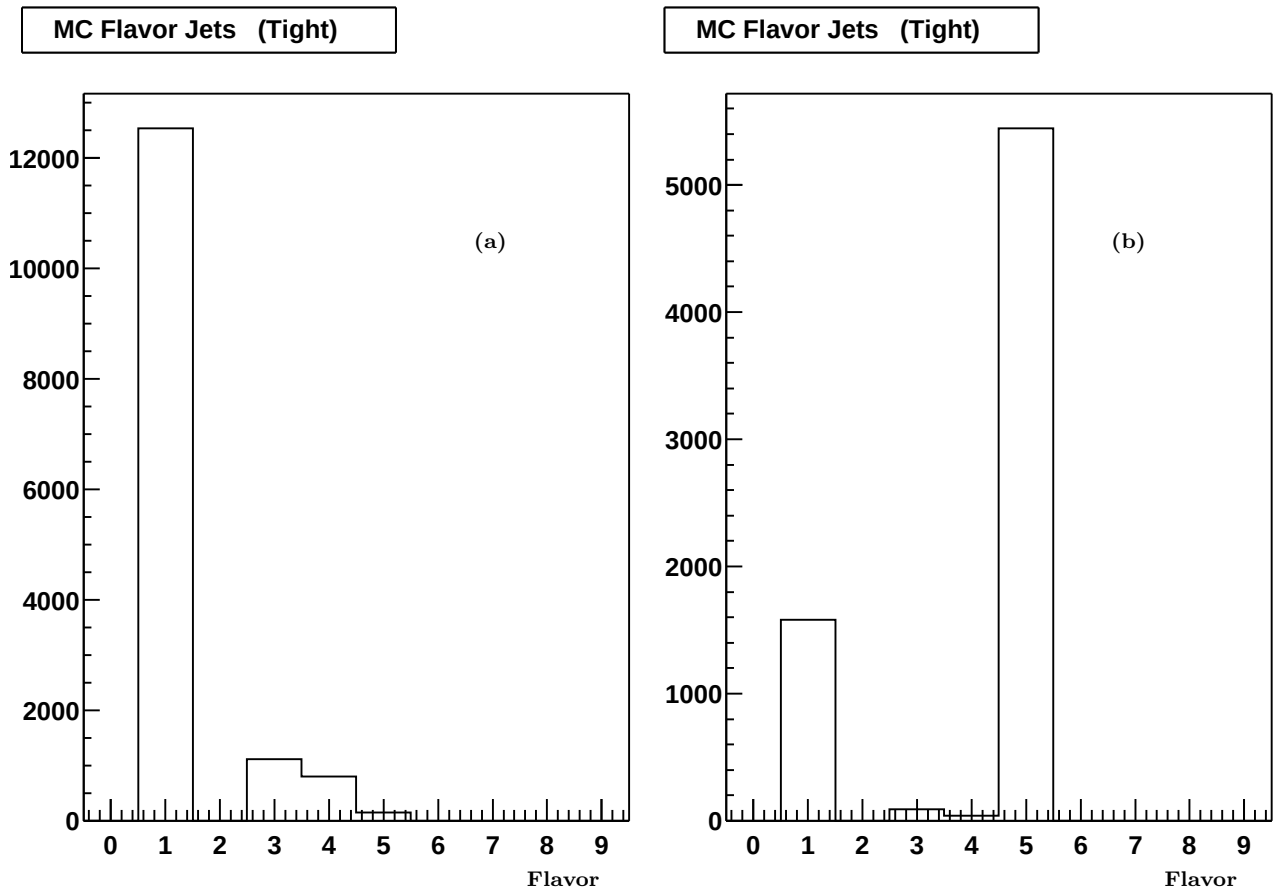


FIG. 5.27 – *Nombre de jets en fonction de la saveur du quark présent dans un cône de rayon 0.3 pour des événements simulés a) $W + jj$ et b) $Wb\bar{b}$. En abscisse se trouve l'index de la saveur du jet : 1 pour u et d, 3 pour s, 4 pour c et 5 pour b.*

contribution négative et la contamination par des particules de longues durées de vie dans la partie positive. Ces 2 fractions sont déterminées à partir de simulation d'événements de bruit de fond QCD et leur produit vaut 0.91 ± 0.02. D'après l'équation :

$$\epsilon_{\text{léger}} = \epsilon^{-}_{\text{données}} \times 0.91 \tag{5.17}$$

on obtient la probabilité de mauvais étiquetage $\epsilon_{\text{léger}}$. Les particules de longues durées de vie : Λ et K_{short} ainsi que les conversions de photons sont identifiées par un algorithme spécifique [76] avant l'étiquetage et sont exclues du processus d'étiquetage pour l'analyse 2004. Ces particules ne sont pas rejetées dans l'analyse 2003 car l'identification de ces particules n'était pas encore mise en place.

Ainsi pour l'analyse 2003 et une probabilité d'étiquetage de jet inférieure à 1% nous avons 1.1±0.1% [74] de mauvaise identification. Pour l'analyse 2004 et une probabilité d'étiquetage de jet inférieure à 0.4% nous avons 0.3±0.03% [75] de taux de mauvaise identification. La figure 5.29 indique l'efficacité d'étiquetage en fonction de sa mauvaise identification.

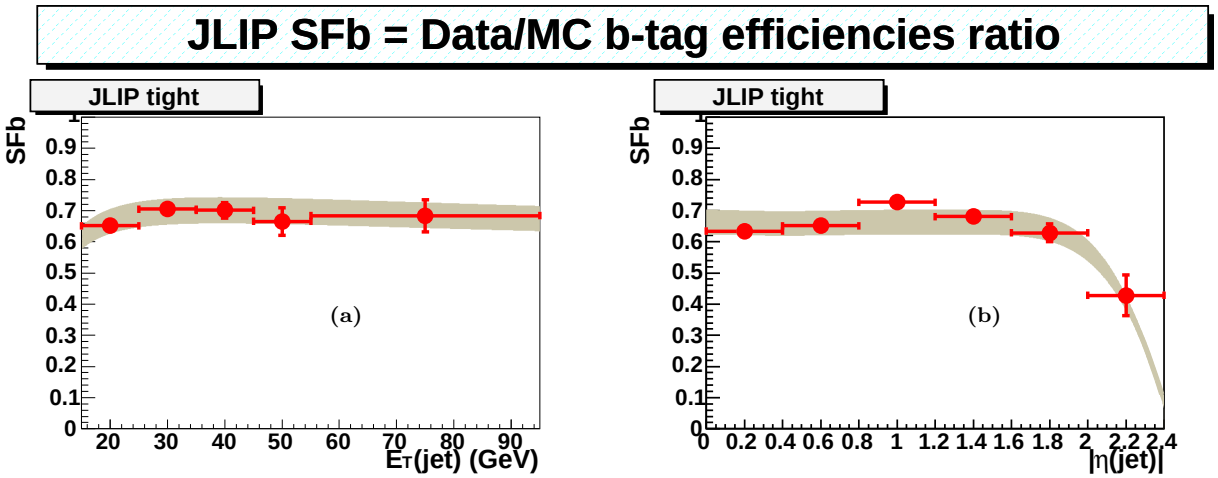


FIG. 5.28 – *Analyse 2004 : Rapport données/simulation pour l'efficacité d'étiquetage en fonction de l'impulsion du jet (a) et du η du jet (b). Ce rapport est indépendant de l'impulsion du jet et du η du jet pour des valeurs η <2.0*

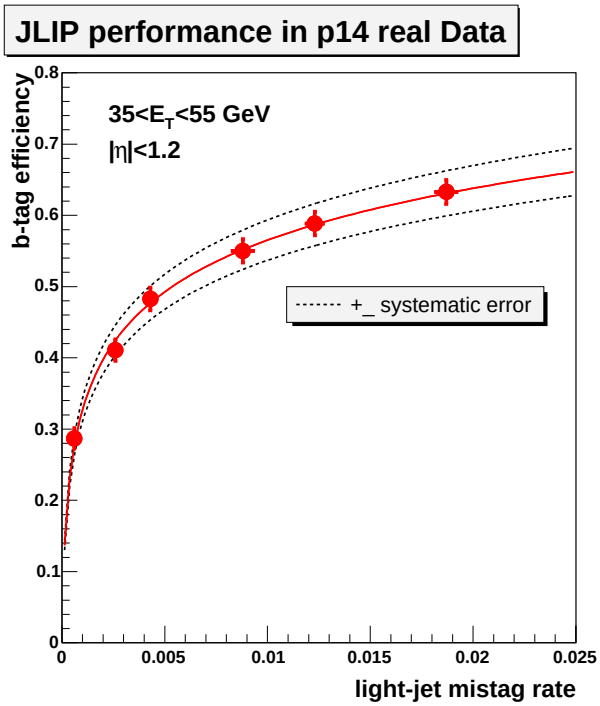


FIG. 5.29 – *Analyse 2004 : Efficacité de l'algorithme JLIP pour étiqueter un jet provenant d'un quark b en fonction du taux de mauvaise identification pour les données et pour différents critères sur la probabilité d'étiquetage du jet.*

La dépendance en impulsion et en η de l'efficacité de rendre un jet étiquetable ainsi que de l'efficacité d'étiquetage permet de déterminer une erreur systématique sur la pondération appliquée à la simulation de $\pm$ 3% et $\pm$ 7% [75] pour l'analyse 2004 ($\pm$ 7% et $\pm$11% [74] pour l'analyse 2003).

Dans l'analyse 2003, le poids de l'étiquetage appliqué aux jets de la simulation était indifférent de la saveur du jet considéré. Les seules prescriptions existantes sont relatives aux jets provenant de quarks c et b. Dans l'analyse 2004, la pondération des jets de la simulation n'est donc appliquée que pour les jets associés à des quarks c et b. Pour les quarks légers, nous appliquons uniquement le rapport données/simulation de l'efficacité de rendre un jet étiquetable.

Dans les deux analyses, les algorithmes d'étiquetages sont appliqués sur la simulation comme sur les données.

5.6.2 L'algorithme CSIP

Le second algorithme d'identification des jets de quark b utilisant le paramètre d'impact est l'algorithme CSIP (Counting Signed Impact Parameter [76]). Les traces utilisées ont un χ^2 d'ajustement de reconstruction inférieur à 9, au moins 2 coups dans le SMT et une impulsion supérieure à 1.5 GeV. Un jet est étiquetable s'il satisfait les critères établis précédemment. Un jet est dit étiqueté s'il est étiquetable et s'il contient :

- au moins 2 traces ayant une signification supérieure à 2.5
- ou bien 3 traces de signification supérieure à 1.6.

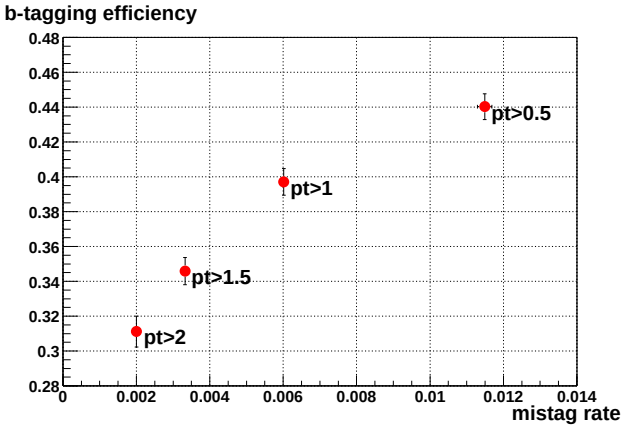


FIG. 5.30 – *Efficacité de l'algorithme CSIP pour étiqueter un jet provenant d'un quark b en fonction du taux de mauvaise identification pour les données et pour différents critères sur l'impulsion des traces considérées.*

La figure 5.30 retrace les performances de l'algorithme. Ainsi pour une impulsion transverse de la trace supérieure à 1.5 GeV, nous avons une efficacité dans les données de l'ordre de 34$\pm$1% et une mauvaise identification de 0.3$\pm$0.06%. Le rapport données/simulation des efficacités est de 0.69 $\pm$ 0.05.

Nous avons utilisé cet algorithme uniquement dans une étude particulière de l'analyse 2004. Le recouvrement entre les algorithmes JLIP et CSIP peut être estimé dans

les données : $W + 1$ jet étiqueté nous avons 100 événements étiquetés par JLIP, 124 par CSIP et 70 événements sont à la fois étiquetés par JLIP et par CSIP.

5.6.3 L'algorithme de reconstruction de vertex secondaires

L'algorithme reconstruit des vertex secondaires [77] en demandant :

- que l'événement ait un vertex primaire
- que des jets de traces soient reconstruits. Ces jets doivent contenir des traces d'impulsion transverse d'au moins 0.5 GeV, avoir laissé au moins 2 coups dans le SMT, avoir un paramètre d'impact inférieur à 0.15 cm et une distance en z de moins de 0.4 cm.
- au moins 2 traces provenant des jets de traces de signification supérieure à 3.5

On demande enfin que le vertex secondaire ait :

- une longueur de désintégration inférieure à 2.6 cm définie comme $|L_{xy}| = |\vec{r_{VS}} - \vec{r_{VP}}|$ avec $\vec{r_{VS}}(\vec{r_{VP}})$ le vecteur entre le centre du détecteur et le vertex secondaire (vertex primaire).
- le χ^2 de l'ajustement entre chaque trace ayant servi à construire le vertex secondaire et ce dernier, inférieur à 100
- un angle de colinéarité supérieur à 0.9. Cet angle correspond à l'angle du produit vectoriel entre $\vec{L_{xy}}$ et l'impulsion du vertex secondaire qui est définie comme la somme des impulsions des traces associées au vertex secondaire.

Un jet va alors être étiqueté comme un "b-jet" s'il est étiquetable et s'il contient dans un cône de rayon 0.5 au moins un vertex secondaire de signification de longueur de désintégration supérieure à 7 (= longueur de désintégration/son erreur). Les per-

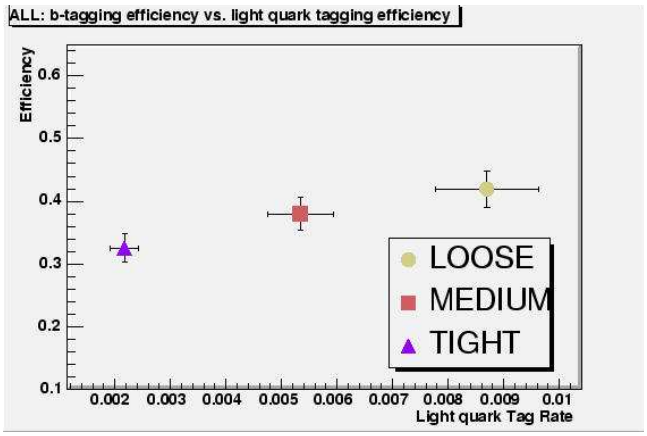


FIG. 5.31 – *Efficacité de l'algorithme SVX pour étiqueter un jet provenant d'un quark b en fonction du taux de mauvaise identification pour des données et pour différents critères de qualités du vertex secondaire reconstruit.*

formances de l'algorithme sont données sur la figure 5.31. Ainsi pour une coupure sur la signification de longueur de désintégration supérieure à 7 nous avons une efficacité dans les données de l'ordre de 32.7±1.3% et une mauvaise identification de 0.2±0.07%. Le rapport données/simulation des efficacités est de 0.67. La dépendance de ce facteur en fonction de l'impulsion du jet induit une erreur de 12% sur ce facteur.

5.7 Sélection des événements $W+ \geq 2$ jets ayant au moins un jet étiqueté par JLIP

Dans cette section, nous allons décrire l'étiquetage des jets de quark b dans notre échantillon W–Dijets. Nous détaillerons principalement, les résultats obtenus avec l'analyse 2004.

Lorsque nous recherchons des jets étiquetés, nous pouvons trouver des événements $W+$ jet(s) dans lesquels un gluon de radiation s'est matérialisé en une paire $b\bar{b}$ ce qui produit 2 jets proches l'un de l'autre. Afin de réduire l'influence de tels événements et de s'assurer d'une bonne séparation spatiale des jets, nous demandons que les jets dans les événements sélectionnés soient séparés dans le plan $\eta \times \phi$ de $\Delta R => 0.75$. Dans le cas contraire, nous rejettons l'événement.

L'application de l'algorithme JLIP sur les événements W–Dijet permet une sélection d'événements Wb-jet. Sur la figure 5.32, la distribution de l'impulsion transverse du b-jet, la distribution de la variable H_T de l'événement ainsi que la distribution de la séparation (ΔR) du jet étiqueté avec le jet non-étiqueté de plus grande impulsion et la distribution de la masse invariante de ces 2 jets sont représentées pour les événements $W + 2$ jets, où un seul jet est étiqueté, de l'analyse 2004.

L'ensemble de ces distributions sont décrites par les différents processus simulés. Nous observons 100 événements de données. La quantité d'événements de bruit de fond QCD est estimée par la méthode de la matrice à 18.5 événements. L'incertitude sur la détermination de l'efficacité de la coupure sur le maximum de vraisemblance d'identité de l'électron ainsi que l'incertitude sur la probabilité de mauvaise identification de l'électron se traduisent par une erreur de $\pm$ 4.4 événements. Le nombre d'événements attendus pour l'ensemble des processus est détaillé dans le tableau 5.7.

Processus étudiés	Événements attendus
$W+ \geq$ 2jets	44.8 $\pm$ 11.6
Bruit de fond QCD	18.5 $\pm$ 4.4
Wbb	8.0 $\pm$ 2.1
$t\bar{t}$	12.2 $\pm$ 3.3
tb	3.2 $\pm$ 0.8
$Z \to ee + Z \to \tau\tau + W \to \tau\nu$	1.0 $\pm$ 0.3
WZ avec $Z \to b\bar{b}$	0.3 $\pm$ 0.1
Total attendus	88.0$\pm$22.7
Événements observés	100

TAB. 5.7 – *Analyse 2004 : Nombre d'événements attendus pour les différents processus sélectionnés comme étant des événements W–Dijet ayant exactement 1 b-jet.*

Sur ces processus, la propagation de l'erreur obtenue sur la calibration en énergie des jets de 22% se traduit par $\pm$15.3 événements. Après soustraction du bruit de fond QCD, nous observons 81.5 $\pm$ 4.4 événements avec un seul jet étiqueté, comparé à 69.5$\pm$15.3$\pm$4.5 (Luminosité)$\pm$9.0 (facteurs correction entre les données et la simula-

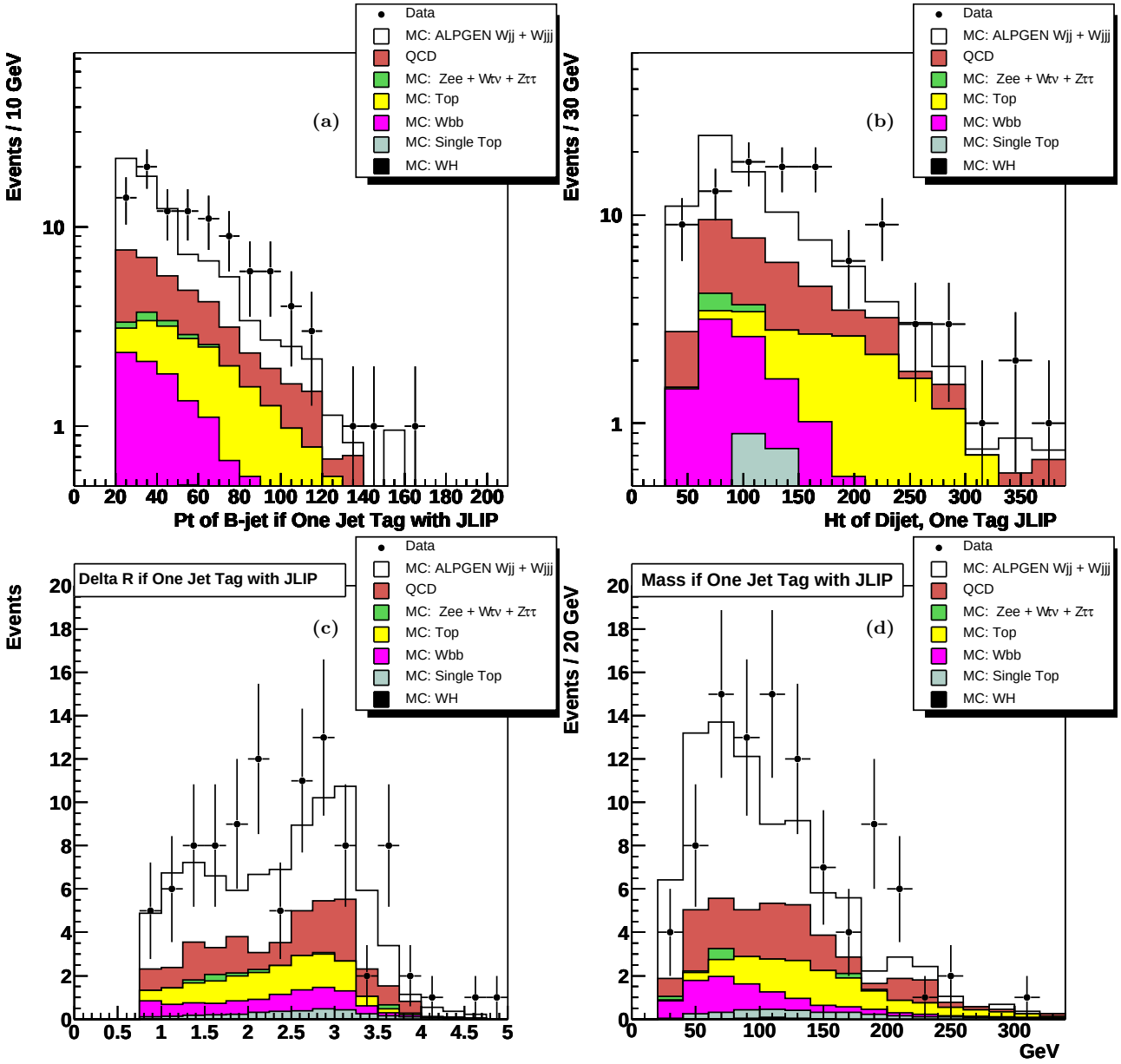


FIG. 5.32 – *Analyse 2004 : Distributions comparées à la simulation* ***ALPGEN*** *dans l'échantillon W–Dijets quand un et un seul jet est étiqueté comme un b-jet de : a) l'impulsion transverse des b-jets ; b) la variable H_T (représentant la somme des énergies transverses des jets de l'événement) c) ΔR entre le b-jet et le jet de plus grande impulsion non étiqueté d) masse invariante entre le b-jet et le jet de plus grande impulsion non étiqueté.*

tion) i.e. 69.5±18.3 événements attendus.

L'accord obtenu entre les événements de la simulation et des données lorsqu'un seul jet est étiqueté comme provenant de quark b montre que la précision de la simulation est suffisante pour décrire de tels événements avec la statistique actuelle.

Lorsque nous demandons 1 jet étiqueté, les processus W+jets, $t\bar{t}$ et bruit de fond QCD dominent sur les processus $Wb\bar{b}$ et production électrofaible de top ($t\bar{b}$). Afin de réduire ces bruits de fond, nous demandons non plus un seul jet étiqueté mais au moins 2 jets étiquetés comme provenant de quark b.

Sur la figure 5.33, nous observons l'impulsion transverse des b-jets dans les événements W–Dijets avec au moins 2 jets étiquetés. Dans cet histogramme, il y a 17 entrées correspondant à 8 événements observés car un des 8 événements contient 3 jets étiquetés. La séparation et la masse invariante de ces 2 b-jets (figure 5.33) sont correctement décrites par la simulation. Comparés aux 8 événements observés nous attendons 8.3±2.2 événements provenant des divers processus du modèle standard. Le détail des événements attendus est développé dans le tableau 5.8.

Processus étudiés	Événements attendus
$W+ \geq$ 2jets	1.4 ± 0.3
Bruit de fond QCD	0.7 ± 0.2
$Wb\bar{b}$	1.4 ± 0.4
$t\bar{t}$	4.0 ± 1.0
tb	0.5 ± 0.1
$Z \to ee + Z \to \tau\tau + W \to \tau\nu$	0.2 ± 0.06
WZ avec $Z \to b\bar{b}$	0.1 ± 0.03
Total attendus	8.3 ± 2.2
Événements observés	8

TAB. 5.8 – *Analyse 2004 : Nombre d'événements attendus pour les différents processus sélectionnés comme étant des événements W–Dijet ayant au moins 2 b-jets.*

Nous avons propagé l'erreur sur la calibration en énergie des jets dans notre échantillon de données avec 2 jets étiquetés. La variation de la calibration en énergie nous donne différentes valeurs suivant l'échantillon étudié. Les jets de quark b provenant de la production de $Wb\bar{b}$ ont une plus petite impulsion transverse que ceux provenant de la production $t\bar{t}$, ce processus est donc plus sensible à l'incertitude sur la calibration en énergie des jets. Ceci se voit sur la figure 5.33 représentant la variable H_T (définie comme somme des énergies transverses des jets contenus dans l'événement) et on observe une discrimination entre les événements attendus $Wb\bar{b}$ et la production de paire de top-antitop. Nous avons appliqué sur la simulation la calibration en énergie des jets augmentée/diminuée de son erreur afin d'étudier l'effet engendré sur l'échantillon. L'erreur provenant de la calibration en énergie sur le nombre attendus des événements $Wb\bar{b}$ est de ±14%.

Dans l'analyse 2004 (comme dans l'analyse 2003), nous n'observons pas d'excès dans les événements ayant 2 jets étiquetés par JLIP.

La simulation décrit correctement les données, nous pouvons donc établir notre sensibilité en déduisant de ces événements une limite sur la section efficace de production du processus $Wb\bar{b}$.

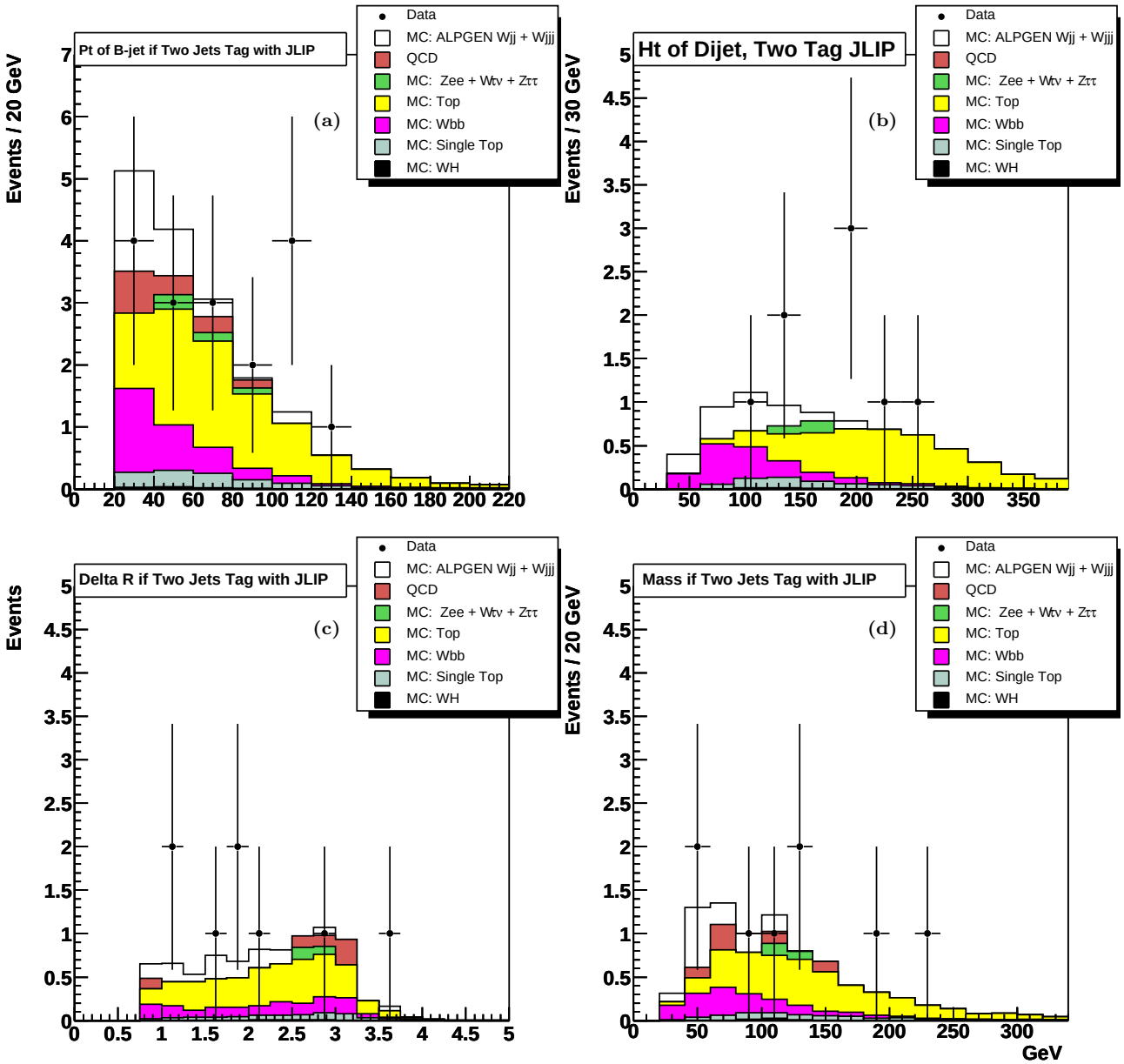


FIG. 5.33 – *Analyse 2004 : Distributions comparées à la simulation* ALPGEN *dans l'échantillon W–Dijets quand au moins 2 jets étiquetés sont : a) l'impulsion transverse des jets étiquetés b ; b) la variable H_T c) ΔR entre les 2 b-jets de plus grande impulsion d) masse invariante entre les 2 b-jets de plus grande impulsion. La simulation est normalisée à la luminosité intégrée de l'échantillon utilisant les sections efficaces attendues pour les processus simulés.*

5.8 Limite sur la section efficace de production de $Wb\bar{b}$

Dans l'analyse similaire que nous avons réalisée en 2003 avec 117.1 pb^{-1}, nous avions sélectionné 3 événements $W+ \geq 2$ b-jets à comparer avec 5.5±1.6 événements attendus. La distribution des masses invariantes des paires de jets étiquetés est montrée dans la figure 5.34 [78]. Le détail des événements attendus est regroupé dans le tableau 5.9.

Processus étudiés	Événements attendus
$W+ \geq$ 2jets	1.1 ± 0.7
Bruit de fond QCD	0.8 ± 0.2
Wbb	0.9 ± 0.2
$t\bar{t}$	2.3 ± 0.6
tb	0.3 ± 0.08
WZ avec $Z \rightarrow b\bar{b}$	0.1 ± 0.03
Total attendus	5.5 ± 1.6
Événements observés	3

TAB. 5.9 – *Analyse 2003 : Nombre d'événements attendus pour les différents processus sélectionnés comme étant des événements W–Dijet ayant au moins 2 b-jets.*

L'erreur systématique totale est de 25% si l'on compte l'erreur sur la luminosité de 10% [68] séparément. Le nombre d'événements de $Wb\bar{b}$ attendus est de 0.9 événements. Avant toute sélection, le nombre d'événements attendus $Wb\bar{b}$ est le produit de la section efficace de production et de la luminosité de l'échantillon soit : 4.0 pb × 117.1 pb^{-1} = 468.4. L'efficacité de toutes les sélections appliquées est alors le rapport du nombre d'événements après sélection sur le nombre d'événements avant sélection soit : 0.9 / (4.0 pb × 117.1 pb^{-1}) = 0.00192 ± 0.00048. Le calcul de limite est effectué en utilisant le programme standard de DØ [79] qui tient compte des erreurs statistiques et systématiques. Nous obtenons alors une limite supérieure à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production $Wb\bar{b}$ ayant une impulsion transverse des partons supérieure à 5 GeV et une séparation spatiale supérieure à 0.4 de 33.4 pb. La probabilité que le bruit de fond soit consistant avec les données observées est de 49%. Ce résultat a été présenté à la conférence Lepton-Photon 2003 [54].

Lors de l'analyse 2004, nous avons amélioré ce résultat en optimisant la sélection des événements. Afin de contrôler que les événements sélectionnés sont bien des événements candidats pour une production de WX, nous étudions la masse transverse des candidats W dans les événements W–Dijets. Dans cette distribution (figure 5.12), nous constatons que l'ensemble des événements simulés W+jets est contenu dans une fenêtre de masse de 40-120 GeV. En effet, pour des masses inférieures à 30 GeV, la distribution en masse augmente mais uniquement par la présence d'événements de bruit de fond QCD. De plus nous attendons moins de 1% d'événements avec des masses transverses supérieures à 120 GeV. Les événements dans cette région sont soit des événements ayant une mesure imprécise de l'énergie transverse manquante soit des événements provenant

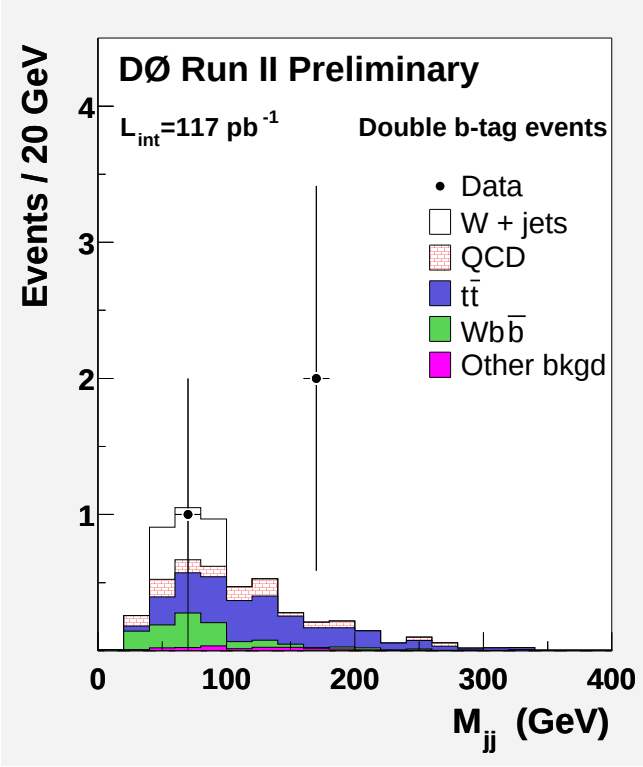


FIG. 5.34 – *Analyse 2003 : Masse invariante des 2 jets étiquetés b. Nous avons 3 événements de données pour 5.5±1.6 attendus.*

d'autres processus que la production de boson W, par exemple la production de paire top-antitop. Nous demandons donc que les événements sélectionnés aient une masse transverse comprise entre 25 GeV et 125 GeV. Sur la figure 5.35, nous observons la distribution de la masse transverse pour les 8 candidats ayant au moins 2 jets étiquetés. La coupure sur la fenêtre de masse transverse du W sélectionne 5 candidats et permet de réduire par un facteur 2 le bruit de fond QCD ainsi qu'une partie des événements top-antitop attendus. La masse invariante des 2 jets étiquetés après cette coupure est décrite sur la figure 5.35. Nous obtenons alors 5 événements comparés à 6.9 ± 1.8 attendus. Les événements attendus sont donnés dans le tableau 5.10. Nous avons séparé le nombre d'événements attendus $W+$ jets en ses composantes $W(q\bar{q})$, $W(c\bar{c})$ et $W(b\bar{b})$.

Les erreurs systématiques provenant des corrections d'efficacité appliquées à la simulation se décomposent en :

- la difference d'efficacité de reconstruction de vertex entre les données et la simulation n'a pas été étudiée en détail, mais la topologie demandée (un electron central et 2 jets ou plus à $|\eta|$ <2.5) entraine une efficacité de reconstruction de vertex proche de 100%. Nous avons assigné une erreur systématique de 3% sur le rapport d'efficacité données/simulation que nous prenons égal a 1.
- 3% provenant de l'efficacité de déclenchement, 3% provenant de l'efficacité du critère sur le maximum de vraisemblance d'identité de l'électron, 3% provenant de l'identification et de la reconstruction des électrons.

Processus étudiés	Événements attendus
Bruit de fond QCD	0.4 ± 0.1
$W(q\bar{q})$	0.1 ± 0.03
$W(c\bar{c})$	0.4 ± 0.1
$W(b\bar{b})$	0.7 ± 0.3
$Wb\bar{b}$	1.4 ± 0.4
$t\bar{t}$	3.3 ± 0.9
tb	0.5 ± 0.1
WZ avec $Z \to b\bar{b}$	0.1 ± 0.03
Total attendus	6.9 ± 1.8
Évenements observés	5

TAB. 5.10 – *Analyse 2004 : Nombre d'événements attendus pour les différents processus sélectionnés comme étant des événements W–Dijet ayant au moins 2 b-jets.*

- 4% d'erreur due aux 2% d'erreur systématique sur l'énergie de l'électron, 1% provenant des ±2% sur l'addition des 3.5% d'ajustement en énergie de l'électron
- 7% sur la reconstruction et l'identification des jets
- 15% d'erreur sur la calibration en énergie des jets qui inclue aussi l'erreur sur la coupure en énergie transverse manquante ainsi que son ajustement en énergie
- 4% sur le caractère étiquetable des jets (3% par jet) et 10% sur l'efficacité d'étiquetage (7% par jet).

La somme totale des erreurs systématiques expérimentales est alors de 21%. L'incertitude sur les sections efficaces de production utilisées pour la simulation est évaluée à 15% [80]. Nous obtenons une erreur totale de 26%. Le nombre d'événements attendus (autre que $Wb\bar{b}$) est de 4.8±1.2. L'erreur sur la luminosité est de 6.5% [81]. Nous avons une efficacité de signal $Wb\bar{b}$ de $1.36/(3.35\ \text{pb} \times 174\ \text{pb}^{-1}) = 0.00233 \pm 0.00049$. Nous calculons alors une limite supérieure sur la section efficace de production $Wb\bar{b}$ de la même manière que pour l'analyse 2003. La limite supérieure à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production de $Wb\bar{b}$ ayant une impulsion transverse des partons supérieure à 8 GeV et une séparation spatiale supérieure à 0.4 est de 20.3 pb. Ce résultat préliminaire a été présenté aux conférences d'hiver 2004 [55].

5.9 Étude de la production d'événements $Wb\bar{b}$

Le bruit de fond dominant dans les événements $W+ \geq 2$ jets est la production de paire $t\bar{t}$. Ces événements ont en général une grande multiplicité de jets. Nous pouvons donc améliorer le rapport du signal sur le bruit de fond en demandant que les événements aient exactement 2 jets dans l'état final. Pour appliquer ce critère strictement, nous rejetons tout événement ayant un jet supplémentaire d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV. La figure 5.35 représente la masse invariante du système des 2 jets étiquetés lorsque nous demandons exclusivement 2 jets dans les événements. L'application de ce critère nous donne alors 2 événements de données à comparer à :

– 0.1 ± 0.03 événements provenant de $W(q\bar{q})$,
– 0.3 ± 0.1 événements de $W(c\bar{c})$,
– 1.4 ± 0.4 événements de $Wb\bar{b}$ et $W(b\bar{b})$ appelés simplement $Wb\bar{b}$ dans la suite,
– 0.3 ± 0.1 événements provenant de paire de top,
– 0.3 ± 0.1 événements provenant de top produit de manière électrofaible,
– 0.1 ± 0.03 événements d'autres processus W/Z.

Nous avons donc 2 événements de données comparés à 1.7±0.4 événements attendus de $Wb\bar{b}$ ou $Wc\bar{c}$, et 0.8±0.2 événements de bruit de fond.

Il est encore possible d'améliorer le rapport du signal sur le bruit de fond en demandant que chaque jet soit étiqueté simultanément par les 3 algorithmes d'étiquetage de DØ : JLIP, CSIP et SVX. Les résultats de ces 3 algorithmes sont corrélés mais l'efficacité d'étiquetage ainsi obtenue d'un jet de quark léger va être beaucoup plus basse que celle obtenue avec un étiquetage unique. Par contre, les algorithmes cherchent les jets provenant de saveurs lourdes par différentes techniques, l'ensemble de ces techniques appliquées simultanément va permettre d'extraire des jets provenant de quark b avec une grande pureté. L'efficacité d'étiquetage multiple va être plus faible que l'efficacité détiquetage unique mais cette réduction est moins forte que la réduction équivalente dans le cas de quarks légers.

Dans la simulation, nous observons que 50%±15% des événements $Wb\bar{b}$ où au moins 2 jets sont étiquetés par l'algorithme JLIP, le sont également par l'application des 3 algorithmes sur chaque jet. De même pour des événements $Wc\bar{c}$ ($Wq\bar{q}$) nous attendons seulement 30% (10%) de jets étiquetés par les 3 algorithmes. La réduction plus importante des jets provenant de quark c s'explique par le fait que l'efficacité d'étiqueter un tel jet est plus faible que celle concernant un jet de quark b. L'ensemble de ces études nous indique bien que nous allons privilégier le signal $Wb\bar{b}$ par l'utilisation simultanée de ces 3 algorithmes d'étiquetage.

Bien que les 3 algorithmes soient corrélés, l'erreur que nous attribuons à cette méthode d'étiquetage est la somme en quadrature de chaque erreur ce qui maximise l'erreur. Ainsi dans notre cas, nous avons une erreur de 22% sur l'étiquetage (15% par jet) et donc une erreur totale de 37%. Lorsque nous demandons que les événements soient étiquetés par les 3 algorithmes, nous conservons les 2 événements de données que nous comparons à :
– 0.1 ± 0.04 événements de $Wc\bar{c}$
– 0.6 ± 0.2 événements de $Wb\bar{b}$
– 0.1 ± 0.04 événements de $t\bar{t}$
– 0.1 ± 0.04 événements de production électrofaible de top,

Si l'on considère une probabilité poissonienne, la probabilité que les 2 événements correspondent à 0.3 événements de bruit fond (0.1+0.1+0.1) est de 0.04. De même, la probabilité que les 2 événements soient décrits par les 0.9 événements attendus dans la simulation est de 0.23. L'hypothèse que les 2 événements observés proviennent uniquement de processus autre que $Wb\bar{b}$ est défavorisée à 2 σ.

La figure 5.36 représente la réponse du détecteur pour ces 2 événements. On voit clairement la trace des particules issues de la désintégration des candidats W qui ont une masse transverse reconstruite de 80.1 et 78.8 GeV. La masse invariante des 2 jets étiquetés est respectivement de 221 et 48 GeV. La zone des vertex est agrandie sur

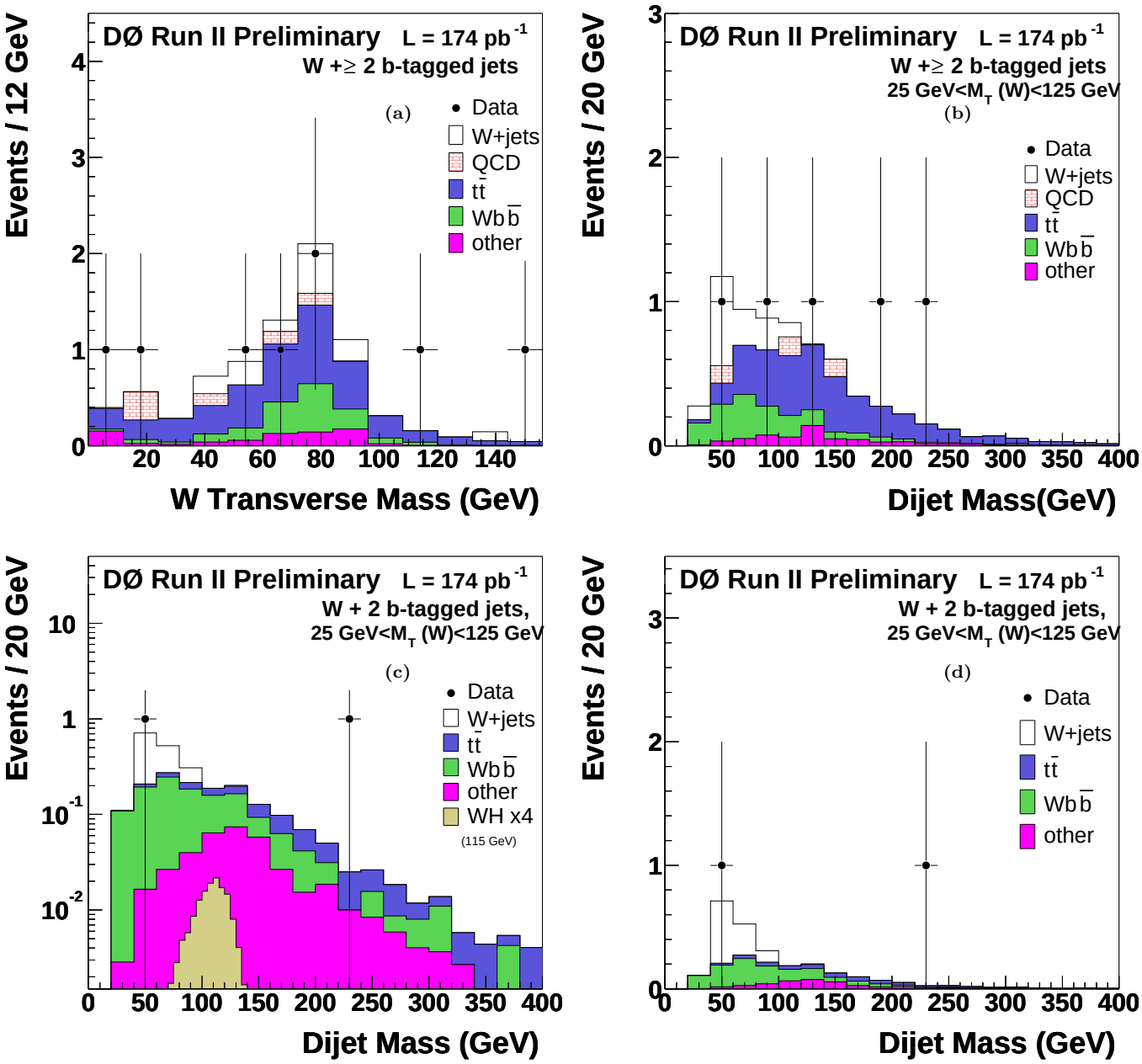


FIG. 5.35 – *Analyse 2004 : Distributions comparées à la simulation* `ALPGEN` *dans l'échantillon W–Dijets quand au moins 2 jets sont étiquetés de : a) la masse transverse des bosons W ; b) la masse invariante des événements ayant* $25 < m_T(W) < 125$ *GeV ; c) identique à (b) mais on demande à ce que les événements aient exactement 2 jets, en échelle logarithmique ; d) identique à (c) mais en échelle linéaire. La simulation est normalisée à la luminosité intégrée de l'échantillon utilisant les sections efficaces attendues pour les processus simulés.*

la figure 5.37. Ces deux événements ont exactement 2 jets ayant un vertex secondaire reconstruit. Les principales variables cinématiques de ces 2 événements sont rassemblées dans le tableau 5.11.

L'ensemble des événements observés comparé aux événements attendus dans la simulation est résumé dans le tableau 5.12 pour les différentes étapes de l'analyse. À chaque étape nous avons un accord entre le nombre d'événements observés et le nombre d'événements attendus.

Pour conclure, les processus du modèle standard les plus probables permettant d'expliquer ces 2 événements sont la production de $Wb\bar{b}$ et dans une moindre mesure, la production électrofaible de quark top. La section efficace que l'on peut estimer à partir de l'observation et de la simulation est compatible avec la valeur attendue dans le modèle standard.

		Premier événement	Second événement
Électron	EMF	1.00	1.00
	Isolation	0.00	0.00
	HM7	4.14	0.84
	η	-0.07	-0.01
	ϕ	2.27	4.85
	Impulsion transverse	32.9 GeV	29.3 GeV
Énergie transverse manquante	Énergie	62.4 GeV	86.8 GeV
	ϕ	4.43	0.36
Énergie transverse scalaire		200.7 GeV	125.9 GeV
W	Masse transverse	80.1 GeV	78.8 GeV
	Impulsion transverse	51.6 GeV	85.2 GeV
1er Jet	EMF	0.80	0.68
	CHF	0.02	0.08
	L1set	0.91	1.04
	η	0.52	-0.91
	ϕ	1.75	3.05
	p_T	104.1 GeV	69.7 GeV
	Probabilité JLIP	0.0012	0.0002
2nd Jet	EMF	0.69	0.71
	CHF	0.02	0.00
	L1set	1.02	1.17
	η	-0.61	-1.78
	ϕ	5.41	3.78
	p_T	90.0 GeV	23.4 GeV
	Probabilité JLIP	0.0006	0.00001
Système des 2 jets	Masse invariante	221.0 GeV	48.5 GeV
	ΔR	2.86	1.13
H_T		194.1 GeV	93.1 GeV

TAB. 5.11 – *Principales variables cinématiques des 2 événements triplement étiquetés ayant exactement 2 jets.*

.

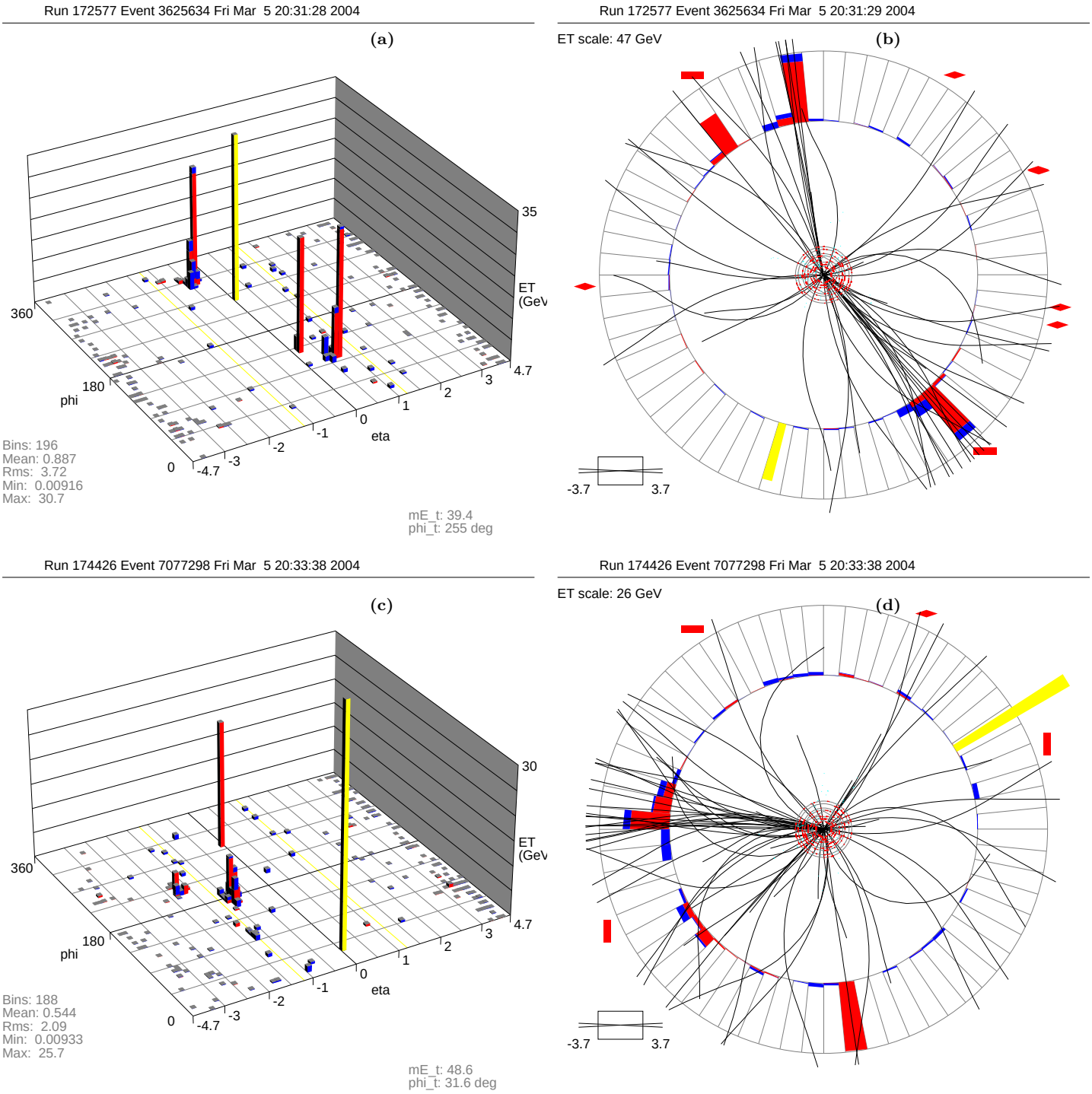


FIG. 5.36 – *Réponse du détecteur pour les 2 événements triplement étiquetés, dans la fenêtre de masse du W et ayant exactement 2 jets. Le premier a une masse invariante du système de jets de 220 GeV, le second a une masse invariante de 48 GeV. a) représente dans le plan $\eta \times \phi$, l'énergie vue par le calorimètre du premier événement; b) est une vue dans le plan transverse du premier événement; c) identique à a) mais pour le second événement; d) identique à b) mais pour le second événement.*

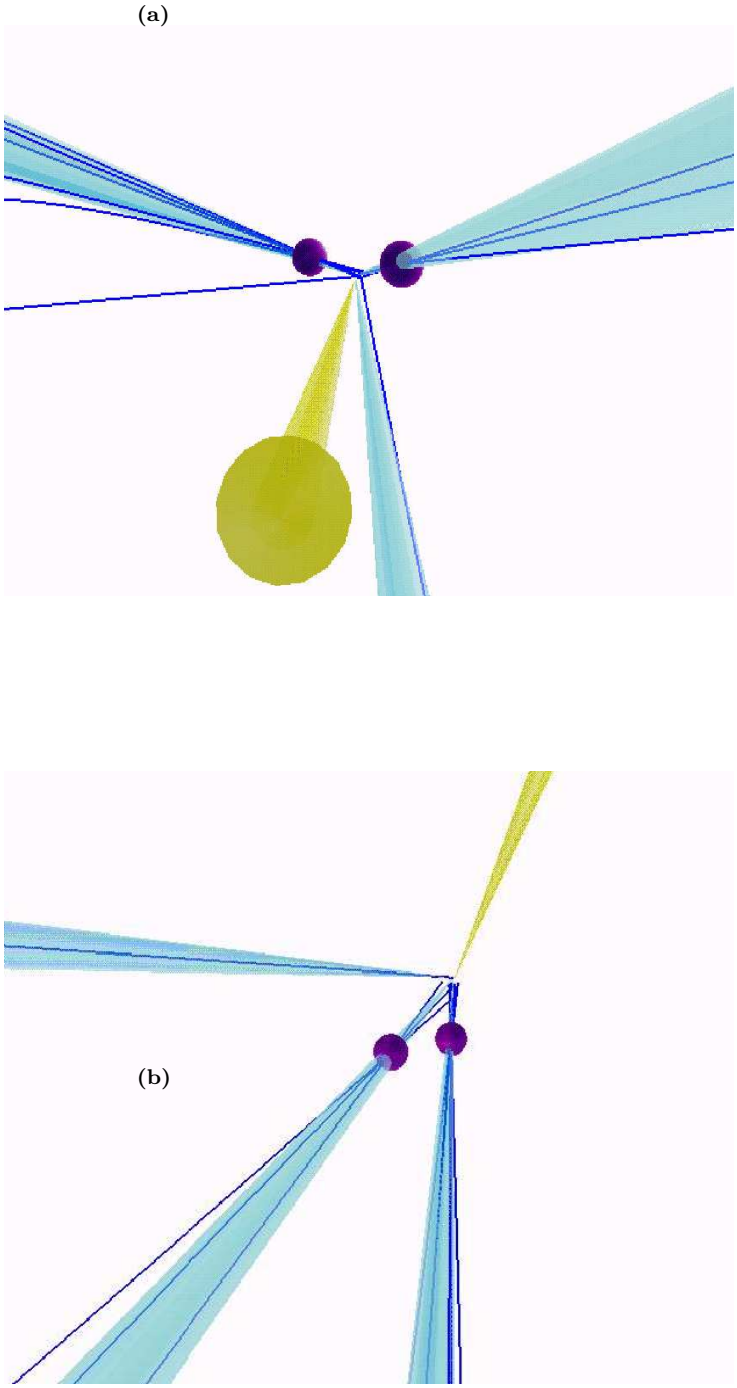


FIG. 5.37 – *Agrandissement de la zone d'interaction pour les 2 événements retenus par la sélection finale. Chaque événement contient 2 jets et chaque jet a un vertex secondaire reconstruit. a) zone d'interaction du premier événement; b) zone d'interaction du second événement.*

	$W+\geq$ 2jets	$W+\geq$ 2jets dont 1 b-jet	$W+\geq$ 2jets dont 2 b-jets	$W+\geq$ 2jets dont 2 b-jets critère m_W^T	$W+$ 2jets dont 2 b-jets critère m_W^T	$W+$ 2jets dont 2 b-jets "3 algorithmes"
QCD	497 ± 119	18.5 ± 4.4	0.7 ± 0.2	0.4 ± 0.1	0.0 ± 0.1	0.0 ± 0.1
$t\bar{t}$+top-EW	51 ± 13	15.4 ± 4.0	4.5 ± 1.2	3.8 ± 1.0	0.6 ± 0.2	0.2 ± 0.1
"W+jets"	2125 ± 701	54.1 ± 18.0	3.1 ± 0.8	2.7 ± 0.7	1.9 ± 0.5	0.7 ± 0.3
Total	2670 ± 838	88.0 ± 23.0	8.3 ± 2.2	6.9 ± 1.8	2.5 ± 0.7	0.9 ± 0.4
Observés	2567	100	8	5	2	2

TAB. 5.12 – *Tableau de l'analyse 2004 résumant l'ensemble des événements observés dans les données comparé aux événements de la simulation pour les événements* $W+\geq 2$ *avant et après étiquetage des jets. La simulation comprend les événements de bruit de fond QCD, la production de* $t\bar{t}$ *et la production électrofaible de top, et les événements "W+ jets" comprenant les faibles contributions des événements* Z *+ jets, ou* WZ*. Lorsque nous demandons l'étiquetage des jets, la contribution des événements* $Wb\bar{b}$ *and* $Wc\bar{c}$ *dominent l'échantillon "W+ jets". Le critère sur la masse transverse des candidats* W *(25 GeV* $< M_W^T <$ *125 GeV) permet une diminution du bruit de fond QCD d'un facteur 2. L'utilisation des "3 algorithmes" d'étiquetage de DØ ainsi que le critère sur la multiplicité des jets nous indique la présence probable d'événements* $Wb\bar{b}$ *dans les données.*

Chapitre 6

Limite sur la section efficace de production $WH \rightarrow e\nu b\bar{b}$

Après avoir testé la compatibilité de nos observations avec la présence d'événements $Wb\bar{b}$, nous examinons ici quelles informations nous pouvons en déduire sur la production WH. Dans ce chapitre, nous commençons par décrire les différents critères permettant d'optimiser la sélection d'événements contenant un boson de Higgs de masse comprise entre 100 et 140 GeV ainsi qu'une première étude sur la résolution de la masse invariante du système $b\bar{b}$. Nous établissons ensuite, une limite sur la section efficace de production $WH(\rightarrow b\bar{b})$ à partir des événements de l'analyse 2004 décrite précédemment (chapitre 5). Enfin, nous comparons ce résultat à ce que prédit l'étude de perspective sur la recherche du boson de Higgs au Tevatron [15] et aux analyses réalisées par l'expérience CDF sur les données du Run I [82] et sur les premières données du Run II pour les conférences d'hiver 2004 [55].

6.1 Stratégie de recherche du boson de Higgs

Dans le modèle standard, un boson de Higgs de masse inférieure à 135 GeV se désintègre principalement en paire $b\bar{b}$ (cf. chapitre 1). La recherche de la production exclusive d'un boson de Higgs implique donc d'isoler une résonance dans la distribution de masse invariante d'un système $b\bar{b}$. Dans les données du Tevatron, cette distribution est dominée par des paires $b\bar{b}$ produites dans des événements QCD ce qui rend très difficile l'extraction d'un signal dans ce mode de production. La recherche d'un boson de Higgs s'effectue donc dans les événements où il est produit en association avec un boson W ou Z. Les sections efficaces de ces productions sont approximativement 10 fois plus petites que la production exclusive, néanmoins les bosons associés au boson de Higgs se désintègrent en lepton dans 30% des cas ce qui permet d'obtenir un rapport signal sur bruit de fond plus favorable.

La section efficace de la production associée dans le canal WH est environ deux fois plus grande que celle de ZH (figure 1.9) et nous considérons dans notre étude uniquement le canal $WH \rightarrow e\nu b\bar{b}$.

6.1.1 Étude du déclenchement

La recherche d'un signal WH commence par la détermination de conditions de déclenchement appropriées. Nous recherchons un boson W se désintégrant leptoniquement, et un boson de Higgs se désintègrant en jets de b.

Dans DØ, les conditions de déclenchement actuelles permettant d'enregistrer de tels événements dans le canal électron sont cataloguées sous le terme `EM15_2JT15`. Ces conditions sont :

- au niveau 1 : une tour électromagnétique d'énergie supérieure à 10 GeV et deux tours d'énergie supérieure à 5 GeV (la tour électromagnétique constitue l'une de ces deux tours)
- au niveau 2 : l'objet électromagnétique doit avoir une fraction électromagnétique supérieure à 0.85 et une énergie supérieure à 10 GeV ; et au moins 2 tours d'énergie supérieure à 10 GeV
- au niveau 3 : l'électron doit avoir une énergie supérieure à 15 GeV et au moins 2 jets d'impulsion supérieure à 15 GeV (l'électron constitue l'un des deux jets).

Les conditions de déclenchement sont appropriées pour ce canal mais n'ont pas été utilisées dans l'analyse $Wb\bar{b}$ présentée précédemment. Nous avons utilisé des conditions de déclenchement ne demandant que la présence d'un électron afin d'avoir un échantillon aussi complet que possible en événements candidats W. Avec l'augmentation de la luminosité, l'enregistrement de tous les événements contenant au moins un candidat électron ne pourra plus se faire et l'on écrira qu'un sous ensemble de ces événements. La recherche d'un signal de boson de Higgs se bâtira alors sur les événements enregistrés par des conditions de type `EM15_2JT15`.

6.1.2 La sélection des événements

La sélection des événements candidats $WH \rightarrow e\nu b\bar{b}$ se base sur la présence d'un lepton isolé (électron dans notre cas), d'énergie transverse manquante et de la présence de 2 jets provenant de quark b. Les bruits de fond principaux sont :

- la production de paires top-antitop ($t\bar{t}$)
- la production électrofaible de top
- la production $Wb\bar{b}$
- les processus Wjj où les jets étiquetés proviennent de quarks c ou de quarks légers étiquetés b par erreur

Tous ces bruits de fond produisent une signature identique à celle d'un processus $Wb\bar{b}$. Les critères de sélection vont donc être identiques à ceux de l'analyse $Wb\bar{b}$ présentée au chapitre précédent et sont rappelés dans le tableau 6.1.

La figure 6.1a) montre la distribution de la masse transverse du boson W après critères de sélection, pour des événements simulés de production WH, avec $m_H = 115$ GeV et pour des événements simulés $Wb\bar{b}$ 6.1b), $t\bar{t}$ 6.1c) et Wjj 6.1d). Dans le cas des processus WH et $t\bar{t}$, ces distributions ont un maximum autour de 80 GeV mais contiennent une fraction d'événements à basse valeur de masse plus importante que dans le cas des processus Wjj et $Wb\bar{b}$. A l'heure actuelle, la calibration en énergie des jets de DØ ne traite pas de manière différente les jets provenant de quark lourd

Électron	EMF > 0.9 isolation < 0.10 estimateur HM8 < 75 estimateur HM7 < 30 association d'une trace en $\Delta R < 0.4$ $\|\eta\| < 1.1$ p_T >20 GeV
Critère strict sur l'électron	Coupure sur le maximum de vraisemblance d'identité de l'électron >0.75
Énergie transverse manquante	> 25 GeV
Jets	0.05<EMF<0.95 CHF <0.4 n90 >1 HOTF<10 L1Set >0.4 pour η <0.8 et 1.5> η L1Set >0.2 pour 0.8< η <1.5 $\|\eta\| < 2.5$ $p_T > 20$ GeV
étiquetage des jets provenant de quark b	Probabilité(JLIP)<0.4%
Optimisation	25 GeV $\leq m_W \leq$125 GeV

TAB. 6.1 – *Liste des critères appliqués sur l'analyse 2004. L'ensemble des acronymes sont définis au chapitre 4*

(c et b) et ceux provenant de quarks légers (u, d et s). La calibration étant optimisée sur des jets provenant de quark léger peut donc produire de l'énergie transverse manquante lorsqu'elle est appliquée à des jets de quark b qui vient dégrader celle due à la présence d'un neutrino dans l'état final. Ceci peut se traduire par des valeurs de masse transverse de candidats boson W plus petites ou plus grandes que celles attendues. Les jets provenant de la production d'un boson de Higgs ou de paire top-antitop sont à des énergies en moyenne plus grandes que ceux provenant de la production $Wb\bar{b}$. Ces processus vont donc être plus sensibles à ce problème de calibration que les processus $Wb\bar{b}$.

Dans l'analyse $Wb\bar{b}$, la réjection du bruit de fond provenant des paires top-antitop a été obtenue en demandant exclusivement 2 jets reconstruits dans les événements. La majorité des événements $Wb\bar{b}$, WH et top produit par un processus électrofaible a 2 jets reconstruits ou moins comme indiqué dans le tableau 6.2 qui donne la proportion d'événements en fonction de la multiplicité de jets reconstruits pour les différents processus simulés. La figure 6.2 représente la multiplicité des jets des événements simulés WH. Ce critère d'avoir exactement 2 jets dans l'état final nous permet de conserver 62%

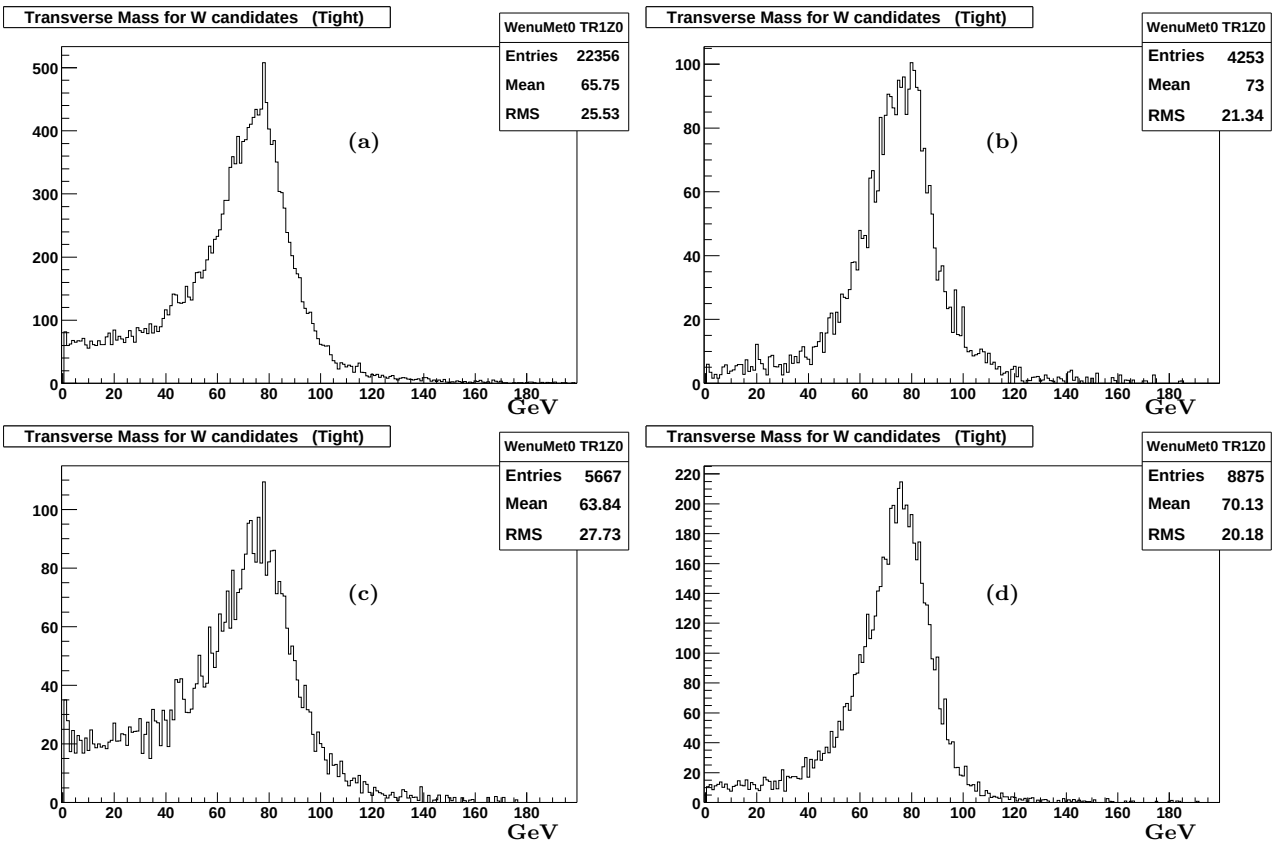


FIG. 6.1 – *Masse transverse du boson W provenant d'événements simulés* $WH \rightarrow e\nu b\bar{b}$ *a),* $Wb\bar{b}$ *b),* $t\bar{t}$ *c) et* Wjj *d). Les distributions ne sont pas normalisées entre elles.*

de notre signal WH et de rejeter 82% des paires $t\bar{t}$ qui constituent le bruit de fond dominant. Si nous demandons 2 ou 3 jets reconstruits, nous conservons 74% du signal total mais nous conservons également 55% de ce bruit de fond. La signification du signal ($\frac{S}{\sqrt{B}}$ où S représente le nombre d'événements signal WH et B celui du bruit de fond $t\bar{t}$) augmente de 47% lorsque nous demandons exactement 2 jets.

	1 jet reconstruit	2 jets reconstruits	3 jets reconstruits	4 jets reconstruits
WH	24 %	62 %	12 %	2 %
$t\bar{t}$	3 %	18 %	37 %	33 %
Wbb	68 %	28 %	4 %	0 %
Top électrofaible	23 %	61 %	12 %	1 %

TAB. 6.2 – *Proportion d'événements en fonction de la multiplicité des jets reconstruits pour des événements simulés* WH*,* $t\bar{t}$*,* $Wb\bar{b}$ *et top électrofaible.*

La sélection d'événements WH s'effectue donc en demandant que les événements aient exactement 2 jets ce qui permet de garder 82% du signal dans lequel une masse

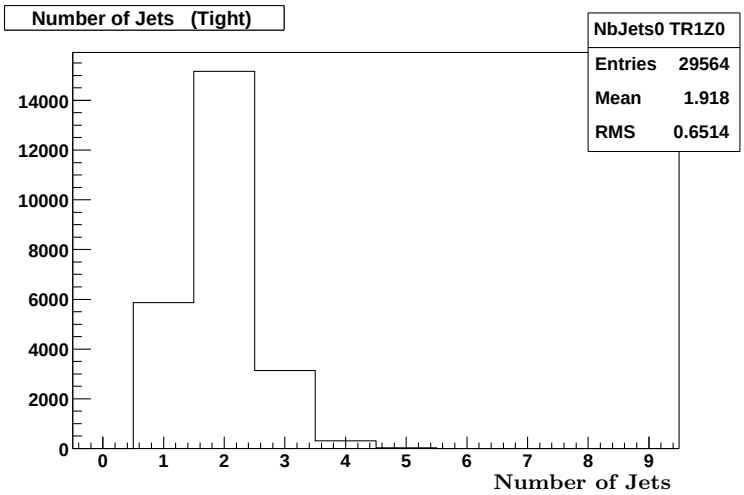


FIG. 6.2 – *Multiplicité des jets dans les événements simulés* $WH \rightarrow e\nu b\bar{b}$.

invariante peut être reconstruite.

6.1.3 La reconstruction de la masse invariante $m_{b\bar{b}}$

L'extraction du signal provenant du boson de Higgs sera d'autant plus efficace qu'on aura une bonne résolution sur la masse invariante du système $b\bar{b}$. Le signal du boson de Higgs doit apparaître comme un excès d'événements autour de la valeur de sa masse dans la distribution de la masse invariante du système des jets étiquetés. Sur la figure 6.3a),b)c) et d) on observe respectivement la distribution de masse invariante des 2 jets étiquetés dans des événements simulés WH, $Wb\bar{b}$, production de paire top-antitop et processus électrofaible de production de top. La distribution de masse invariante des événements $Wb\bar{b}$ est concentrée à basse valeur de masse mais la distribution s'étend au delà de 200 GeV. On peut constater que l'ensemble des événements constituant le bruit de fond va avoir une distribution relativement plate entre 100 et 150 GeV. En vue d'extraire le signal WH, nous allons donc chercher à nous restreindre à une fenêtre de masse pour réduire l'influence des bruits de fond. La largeur optimale de cette fenêtre dépend de la résolution de la masse reconstruite du système $b\bar{b}$ issue de la désintégration d'un boson de Higgs.

Une étude a été réalisée par DØ sur la résolution en énergie des jets provenant de quark b [83]. Des événements $ZH \rightarrow eeb\bar{b}$ avec une masse de Higgs de 115 GeV ont été simulés et reconstruits dans une version du programme de reconstruction plus ancienne (p10) et donc moins performante que celle utilisée dans notre analyse. Cette étude permet cependant de connaitre les effets principaux qui affectent cette résolution.

La définition de la résolution en masse que nous allons utiliser ici est :

$$\text{Résolution} = \frac{RMS}{Moyenne} \tag{6.1}$$

où la $Moyenne$ et RMS représentent la valeur moyenne et la largeur de la distribution. La variation de la résolution de la masse invariante du système $b\bar{b}$ provenant d'un boson

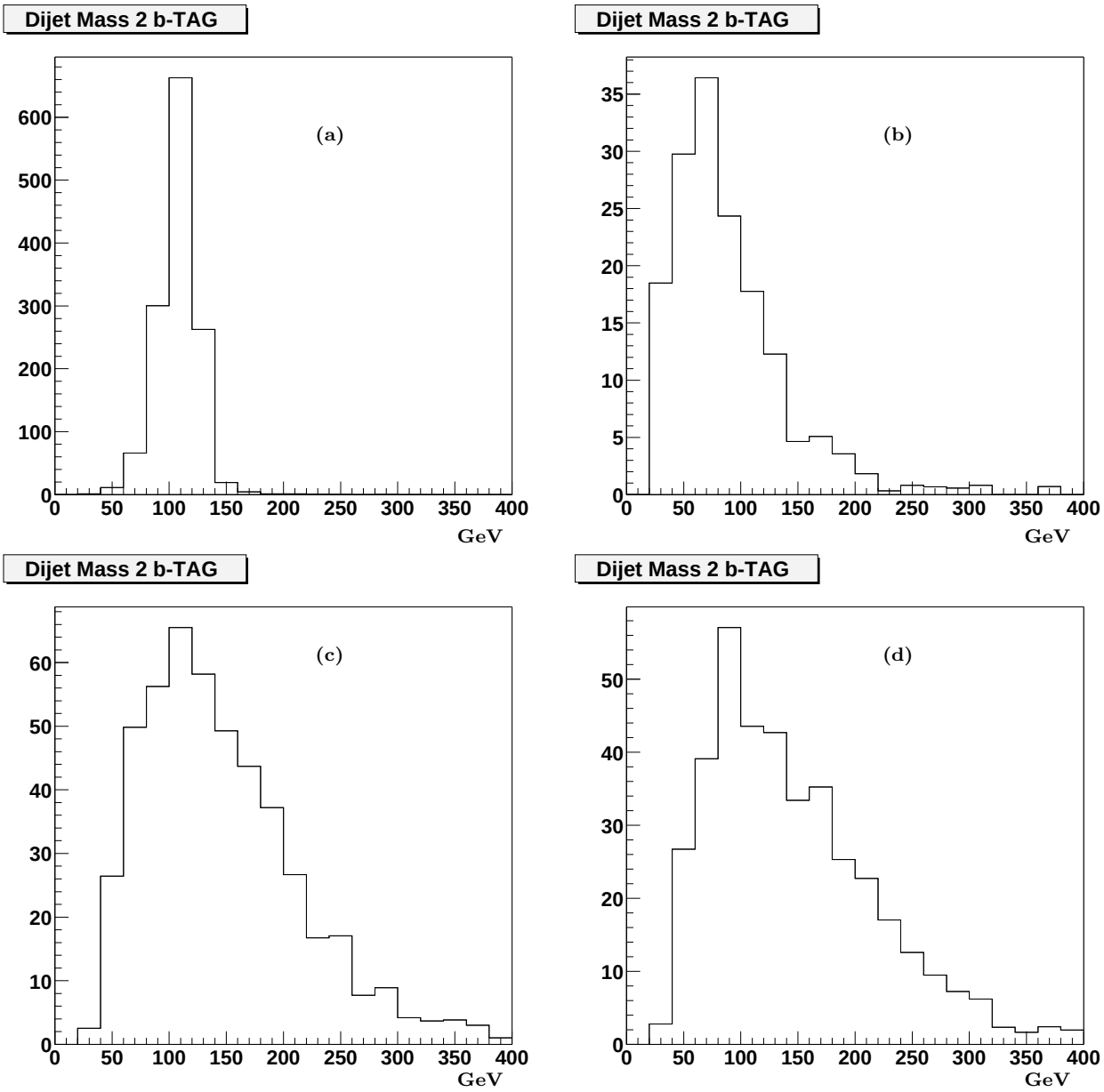


FIG. 6.3 – *Masse invariante de 2 jets étiquetés pour différents processus simulés : a) WH ; b) $Wb\bar{b}$; c) $t\bar{t}$ et d) production électrofaible de top. Les distributions ne sont pas normalisées entre elles.*

de Higgs est étudiée en fonction de la calibration en énergie et en fonction de la coupure sur l'énergie des jets reconstruits. Les masses invariantes des jets des événements ZH sont exclusivement reconstruites avec des jets provenant de quark b et d'impulsion transverse supérieure à 8 GeV. La présence ou l'absence de radiation dans l'état final (FSR) est également étudiée.

La figure 6.4 montre l'évolution de la masse invariante lorsque a) nous n'appliquons aucune calibration en énergie, c) lorsque nous appliquons la calibration en énergie et e)

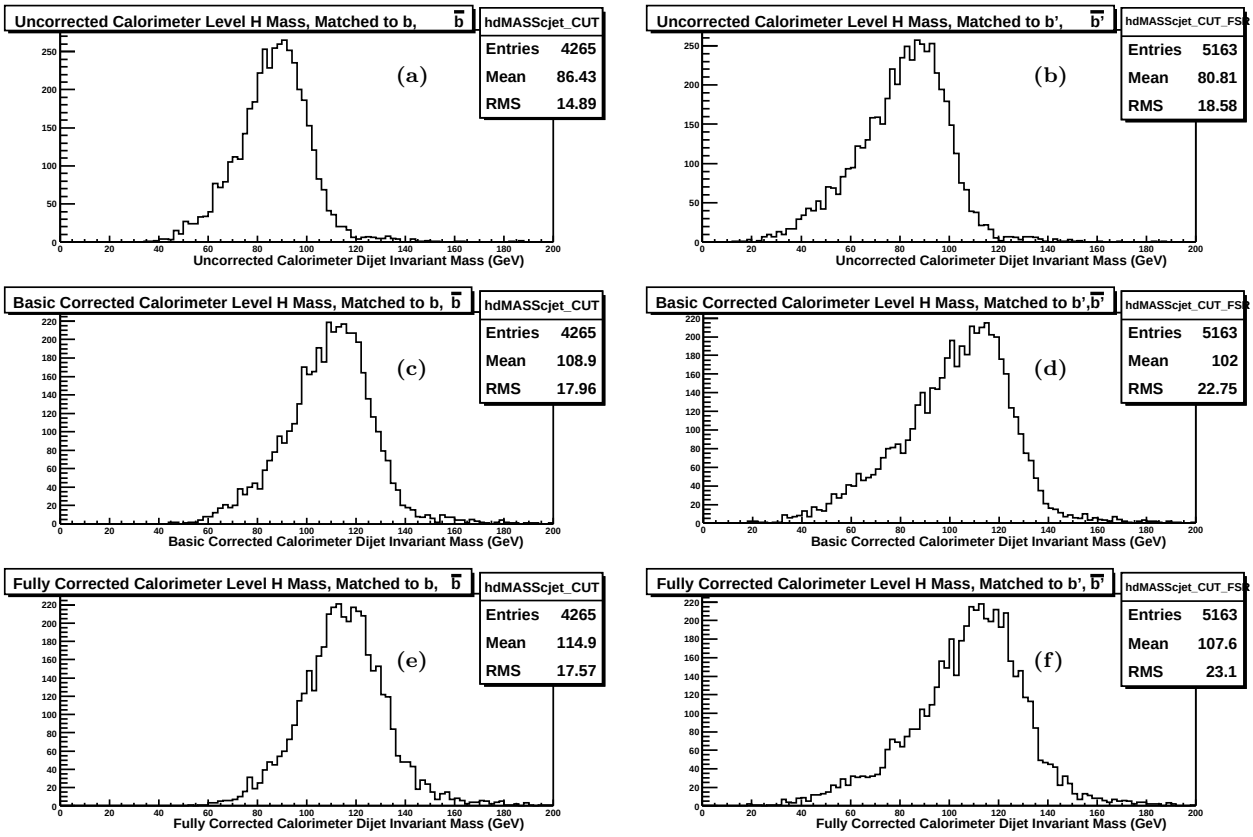


FIG. 6.4 – *Masse invariante de jets provenant de quark b dans des événements $ZH \rightarrow eeb\bar{b}$ sans calibration en énergie des jets (a et b), avec calibration en énergie (c et d) et avec calibration en énergie et prise en compte de la présence d'un muon dans le jet (e et f) ; et ceci sans FSR (a,c,e) et avec FSR (b,d,f).*

lorsque nous prenons en compte la présence de muon dans le jet pour l'application de la calibration en énergie. Ces mêmes distributions sont présentées en figures 6.4b,d,f) lorsque l'on ajoute la radiation dans l'état final. Le tableau 6.3 donne les valeurs des résolutions pour chacun des cas. Nous observons que la calibration en énergie prenant en compte les muons (avec FSR) permet une amélioration de l'ordre de 7% de la résolution obtenue sans calibration.

Calibration en énergie appliquée	Résolution de la masse sans FSR	Résolution de la masse avec FSR
Aucune calibration	17.2 %	23.0 %
Calibration de base	16.5 %	22.3 %
Base + calibration des muons	15.3 %	21.5 %

TAB. 6.3 – *Valeurs des résolutions de la masse pour différentes applications de la calibration en énergie des jets et en présence ou non de FSR.*

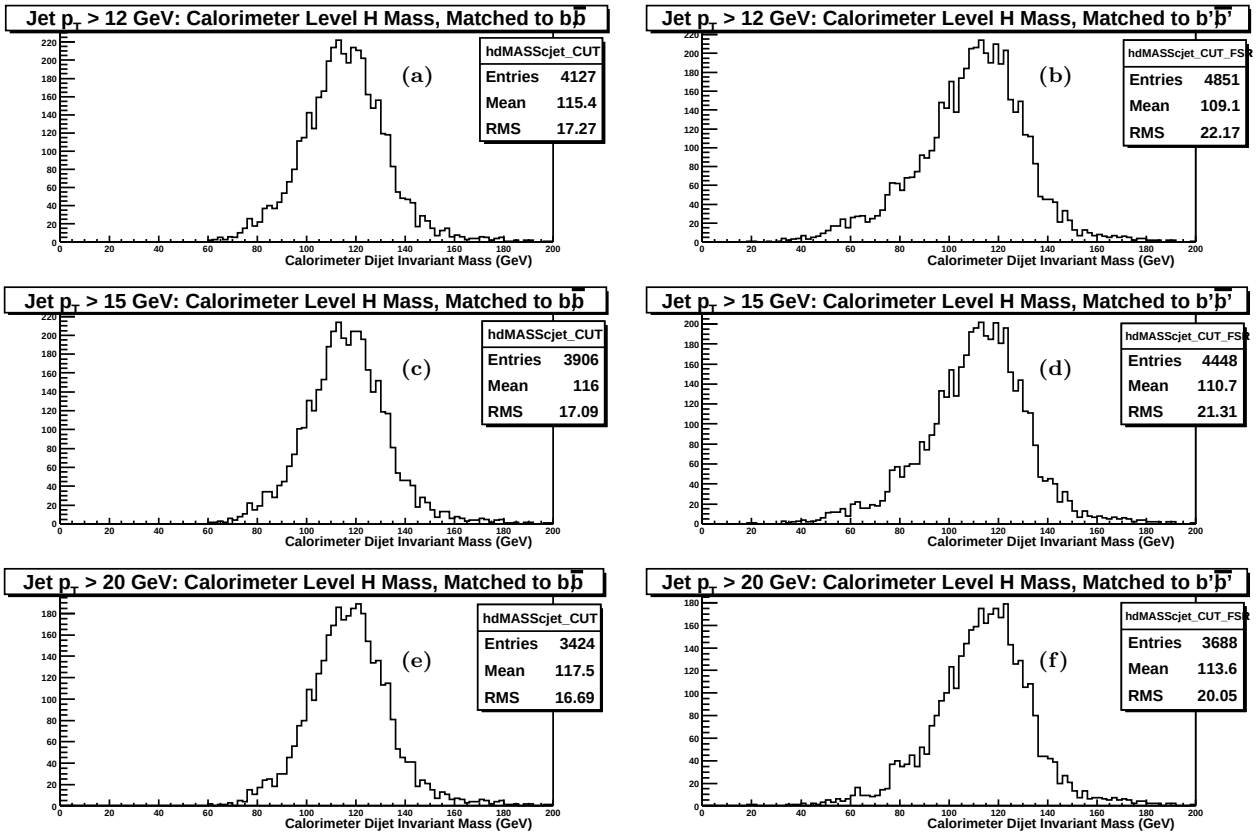


FIG. 6.5 – *Masse invariante de jets provenant de quark b dans des événements $ZH \rightarrow eeb\bar{b}$ pour une impulsion transverse des jets supérieure à 12 GeV (a et b) ; supérieure à 15 GeV (c et d) et supérieure à 20 GeV ; sans FSR (a, c et e) et avec (b, d et f).*

L'étude sur la résolution de la masse invariante a été effectuée pour différentes valeurs minimales d'impulsion transverse : 10 GeV, 12 GeV, 15 GeV et 20 GeV sur des jets corrigés de la calibration en énergie et prenant en compte la présence de muon dans le jet (figure 6.5). Dans le tableau 6.4 reportant les différentes valeurs de résolution, nous observons qu'à mesure que le seuil en impulsion transverse augmente, la résolution s'améliore. Dans ces études nous obtenons une résolution sur la masse invariante $m_{b\bar{b}}$ de l'ordre de 17.6% pour des jets d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV. Notre analyse demande des jets d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV.

Sur les données actuelles, la résolution des jets dans le détecteur DØ est de l'ordre de 16% pour des jets ayant 50 GeV d'impulsion transverse comme on peut le voir sur la figure 6.6. La calibration en énergie des jets pour des jets provenant de quark b nécessite un échantillon de données maîtrisé. Cette calibration ne peut pas être établie simplement à partir de la simulation actuelle car la simulation produit une meilleure résolution que les données. Pour établir cette calibration en énergie, nous nous baserons dans le futur sur des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ sélectionnés dans les données. Actuellement la statistique de tels événements est trop faible pour déterminer des valeurs de calibration à partir des données.

Critère sur l'impulsion transverse des jets	Résolution de la masse sans FSR	Résolution de la masse avec FSR
8 GeV	15.3 %	21.5 %
10 GeV	15.2 %	21.0 %
12 GeV	15.0 %	20.3 %
15 GeV	14.7 %	19.3 %
20 GeV	14.2 %	17.6 %

TAB. 6.4 – *Valeurs des résolutions de la masse invariante $m_{b\bar{b}}$ en fonction de la coupure sur l'impulsion, avec et sans FSR.*

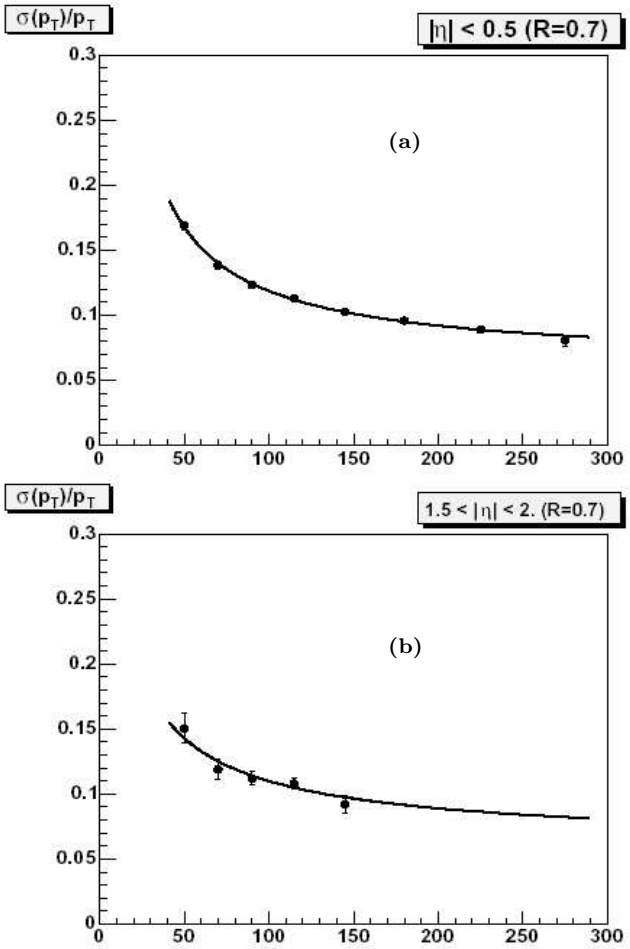


FIG. 6.6 – *Résolution des jets reconstruits avec un cône de R=0.7 en fonction de l'impulsion de ces jets mesurée dans les données 2003-2004 de DØ [34] pour a) les jets se trouvant dans le calorimètre central ; b) les jets se trouvant dans les bouchons.*

Dans notre analyse, sur l'échantillon d'événements simulés WH, nous avons aussi étudié la masse invariante $m_{b\bar{b}}$ après étiquetage des 2 jets de l'événement. Nous obtenons

une résolution de 17.0/108.6 = 15.6% soit une amélioration d'environs 2% par rapport à celle obtenue avec la reconstruction ancienne.

Sur la figure 6.7a), nous observons que la distribution de cette masse ajustée par une gaussienne n'est pas centrée sur la valeur simulée de 115 GeV mais sur 108.5 GeV. En considérant cette fois la valeur moyenne et la largeur de la gaussienne ajustée, la résolution de la distribution est de l'ordre de 13%. La résolution après avoir appliqué les algorithmes d'étiquetage s'améliore avec une valeur de 12.2% et une gaussienne centrée sur 110.1 GeV (figure 6.7b). La sélection de jets provenant de quark b permet donc une amélioration de l'ordre de 20% de la résolution. Ces résultats montrent une amélioration des algorithmes de reconstruction comparés à l'étude précédente.

Le tableau 6.5 résume la résolution de la masse invariante des 2 jets étiquetés des événements simulés WH pour différentes valeurs de masses de boson de Higgs.

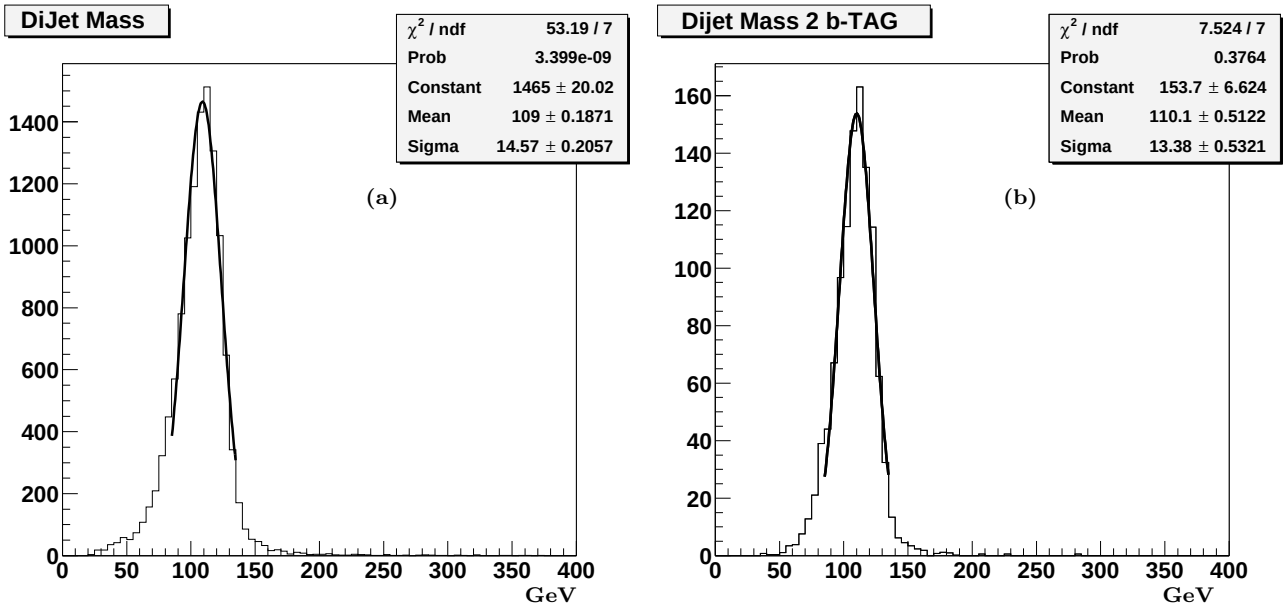


FIG. 6.7 – *Distributions dans des événements simulés WH de la masse invariante de 2 jets a) pour les événements passant les critères de l'analyse mais en n'imposant pas que les jets soient étiquetés et b) pour le même sous ensemble d'événements où les 2 jets sont étiquetés. Les distributions sont ajustées par une gaussienne limitée par la fenêtre de masse optimale (± 25 GeV). La résolution de cette masse reconstruite est de 13.4% et passe à 12.2% quand on demande l'étiquetage des jets. On note également que l'étiquetage des jets permet de réduire le nombre d'événements ayant une basse valeur de masse invariante.*

6.2 Limite sur la section efficace de production WH

L'ensemble des critères définis dans le tableau 6.1 a été appliqué sur les événements de l'analyse 2004. Comme nous l'avons vu au chapitre 5, 2 événements de données

	105	115	125	135
Moyenne (GeV)	99.8	110.1	117.6	131.0
Largeur (GeV)	13.5	13.4	14.6	13.5
Résolution (%)	13.5	12.2	12.4	10.3

TAB. 6.5 – *Valeurs des résolutions de la masse invariante des 2 jets étiquetés ajustée par une gaussienne dans les événements simulés WH pour différentes valeurs masses de boson de Higgs.*

satisfont l'ensemble de ces critères et sont à comparer à 2.5 ± 0.7 événements attendus. Ici nous ne considérons pas l'utilisation simultanée des 3 algorithmes d'étiquetage mais uniquement l'étiquetage par l'algorithme JLIP. La distribution de la masse invariante des 2 jets étiquetés est représentée sur la figure 6.8. La contribution multipliée par 4 d'un signal de boson de Higgs de masse 115 GeV produit en association avec un boson W y est également représenté pour compenser un "binning" 4 fois plus fin.

Par un comptage d'événements dans une fenêtre glissante, le rapport du nombre d'événements du signal attendu divisé par la racine carrée du nombre d'événements de bruit de fond ($S/\sqrt{B}$) a été optimisé. Ceci nous permet de déterminer que la fenêtre de masse de ± 25 GeV de la masse reconstruite est optimale pour la recherche d'un signal WH avec la résolution en masse actuelle. Pour une masse de 115 GeV, nous étudions donc le nombre d'événements ayant une masse invariante comprise entre 85 et 135 GeV. Dans cette fenêtre de masse, nous n'observons aucun événement de données. Le nombre d'événements attendus autre que WH se décompose en :

- 0.07 ± 0.02 événements $t\bar{t}$
- 0.32 ± 0.08 événements $Wb\bar{b}$
- 0.07 ± 0.02 événements de production électrofaible de top
- 0.09 ± 0.02 événements de production $W + jj$

Soit 0.54 ± 0.14 événements à comparer à un signal WH attendu de 0.027 ± 0.005.

De la même manière que pour l'analyse $Wb\bar{b}$, pour estimer l'erreur due à la calibration en énergie, nous diminuons/augmentons celle-ci de la valeur de son erreur (6%) sur l'échantillon WH. Ceci induit une erreur sur la calibration en énergie propre aux événements WH de 10%. L'erreur totale sur le signal est alors de 18% et l'erreur totale sur le bruit de fond est de 26%.

Dans le modèle standard, avant toute sélection et avec une luminosité de 174 pb^{-1}, le nombre d'événements $WH \to e\nu b\bar{b}$ attendus pour une masse de 115 GeV est de :

$$\text{Luminosité} \times \sigma(p\bar{b} \to WH) \times BR(H \to b\bar{b}) \times BR(W \to e\nu) =$$
$$174 \times 0.186\ [84] \times 0.732\ [14] \times 0.11\ [7] = 2.61 \text{ événements.}$$

L'ensemble des critères de sélection réduit ce nombre à 0.027 événements. L'efficacité sur ce signal des critères de sélection est donc $0.027/2.61 = 0.0103$.

Dans notre canal, pour un signal indépendant du canal de désintégration du boson W et si nous faisons l'hypothèse que $BR(H \to b\bar{b}) = 1$ (ceci permet de nous comparer directement aux autres études (CDF Run I et II, étude de prospective)) l'efficacite du signal WH devient alors 0.00154 ± 0.00027.

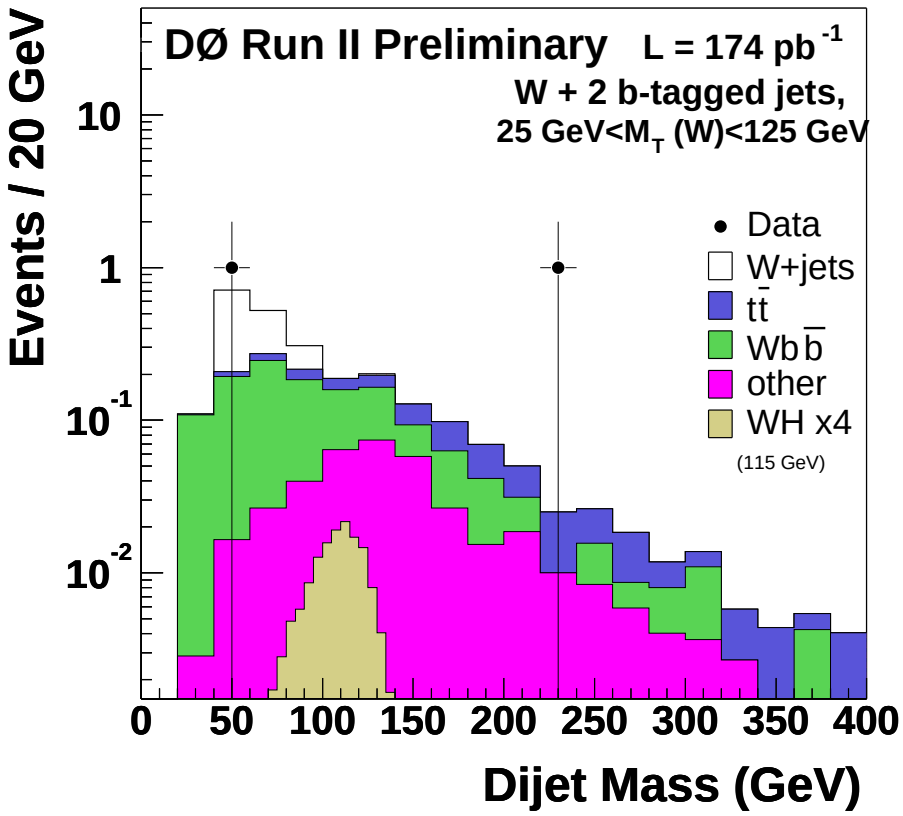


FIG. 6.8 – *Distribution de la masse invariante des événements ayant* $25 < m_T(W) < 125$ *GeV comparée à la simulation dans l'échantillon W–Dijets pour l'analyse 2004 quand exactement 2 jets sont étiquetés. Le signal attendu WH (multiplié par 4) y est superposé. La simulation est normalisée à la luminosité intégrée de l'échantillon utilisant les sections efficaces attendues pour les processus simulés.*

L'étude a été répétée pour différentes valeurs de masse du boson de Higgs. La simulation des points de masse autre que celui à 115 GeV a été réalisée avec une statistique d'événements simulés plus faible qui entraine une erreur statistique supplémentaire de 10% sur le signal. L'erreur totale sur le signal devient 20%. L'ensemble du nombre d'événements observés et attendus ainsi que la limite supérieure obtenue pour chaque point de masse sont donnés dans le tableau 6.6. Ces nombres d'événements correspondent à la quantité d'événements dans une fenêtre de masse de ± 25 GeV et centrée sur la valeur de la masse simulée diminuée de 5 GeV, suivant le comportement observé à 115 GeV.

Les limites obtenues pour chaque point de masse sont comparées aux sections efficaces de production attendues dans la figure 6.9. Elles sont également comparées aux résultats publiés de l'analyse de l'expérience CDF du Run I et à ceux, préliminaires, que CDF a obtenu pour les conférences d'hiver 2004 sur 162 pb^{-1} de données du Run II.

Fenêtre de masse	105 [75,125]	115 [85,135]	125 [95,145]	135 [105,155]
Données	0	0	0	0
WH	0.036	0.030	0.016	0.010
$t\bar{t}$	0.076	0.070	0.081	0.082
$Wb\bar{b}$	0.468	0.316	0.255	0.201
top (électrofaible)	0.082	0.072	0.071	0.068
$W + jj$	0.092	0.092	0.092	0.092
Total bruit de fond	0.73±0.19	0.54±0.14	0.51±0.13	0.45±0.12
Efficacité (%)	0.130±0.027	0.154±0.027	0.181±0.37	0.293±0.060
Limite obtenue (pb)	15.5	12.4	11.0	6.8

TAB. 6.6 – *Nombre d'événements observés et attendus ainsi que l'efficacité d'un signal WH et une limite supérieure sur la section efficace de production multipliée par le rapport de branchement pour différents points de masse.*

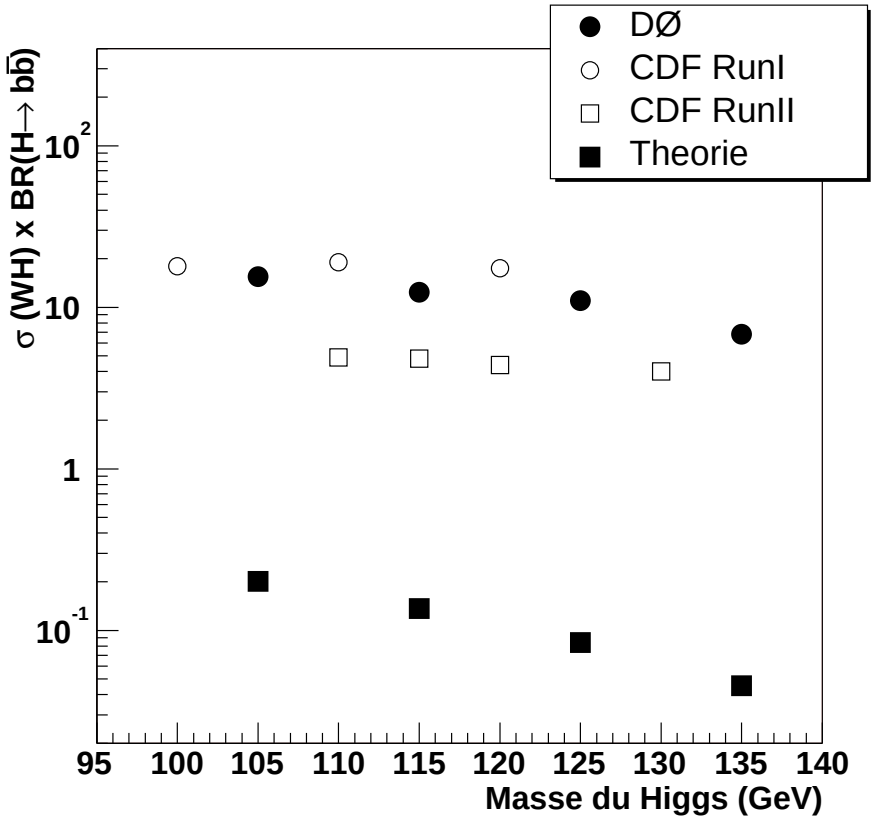


FIG. 6.9 – *Comparaison des limites supérieures établies sur $\sigma(p\bar{p} \to WH) \times B(H \to b\bar{b})$ par l'analyse de l'expérience DØ, l'analyse de l'expérience CDF pour le Run I [82] et pour le Run II (les conférences d'hiver 2004) et les valeurs théoriques attendues.*

6.3 Perspectives

Une première étude sur des données simulées a été réalisée en 1998 sur le potentiel de découverte d'un boson de Higgs au Tevatron [15]. Une mise à jour de ce travail prenant en compte une simulation plus complète des détecteurs a été réalisée en 2003 [85]. Nous comparons maintenant le résultat que nous avons obtenu aux nombres d'événements attendus de l'étude de perspective. Par ailleurs, au Run I, l'expérience CDF a publié une première analyse de recherche de boson de Higgs en production associée [82] et les résultats de cette analyse sont également confrontés aux résultats de notre analyse. Enfin, sur les données du Run II, l'expérience CDF a présenté une analyse préliminaire sur la recherche d'un boson de Higgs léger du modèle standard lors des conférences d'hiver 2004 à laquelle nous allons aussi nous comparer.

Notre analyse est appelée analyse DØ dans la suite. De même la mise à jour du potentiel de découverte est référencée sous les termes d'étude de perspective et l'analyse menée par l'expérience CDF au Run I (Run II) se nomme l'analyse CDF Run I (Run II).

6.3.1 Comparaison avec les résultats attendus au Tevatron

Lors de la mise à jour du rapport du Tevatron sur le potentiel de découverte d'un boson de Higgs, dans le cadre d'un Higgs modèle standard léger, l'étude de la production associée ZH a été confiée à un groupe de physique de DØ tandis que celle du canal WH a été réalisée par une équipe de l'expérience CDF. Nos résultats sont comparés à l'étude WH de ce document qui correspond donc plutôt au détecteur CDF et à ses performances attendues, comme les performances des 2 détecteurs sont comparables, la comparaison reste valide.

Les critères de sélection de notre analyse et ceux de l'étude de perspective sont comparés dans le tableau 6.7. L'ensemble des efficacités de ces sélections est résumé dans le tableau 6.8.

L'étude de perspective prévoit 6.6% d'efficacité en considérant la désintégration du W dans les 3 canaux leptoniques (électron, muon et τ). L'efficacité de sélection des jets est plus importante dans l'étude de perspective mais les seuils d'impulsion sont différents et la présence d'un troisième jet de basse énergie est autorisée. L'étiquetage des jets est également différent : l'analyse DØ utilise pour les 2 jets un critère strict tandis que l'étude de perspective autorise un second jet ayant un critère relâché. L'efficacité d'étiquetage d'au moins un jet dans les événements WH passant les critères de sélection est de 37% dans l'analyse DØ et est supposée atteindre 66% dans l'étude perspective. Cette efficacité est celle attendue dans les données, i.e. après correction par le facteur données/simulation de 0.63±0.05. Les algorithmes d'étiquetage peuvent encore être optimisé dans DØ ce qui permettra de combler au moins partiellement cette difference. La sélection des 2 jets étiquetés dans des événements WH en fonction de la masse invariante des jets est montrée sur la figure 6.10. On observe une augmentation de cette efficacité autour de la valeur de masse attendue du Higgs (110 GeV). Afin de nous ramener à une étude dans le seul canal électron, nous considérons pour l'étude perspective la même efficacité de sélection que celle de DØ (à savoir 26%), l'efficacité totale du signal devient 4.7%. La principale différence résulte donc dans l'efficacité des

Critères	Analyse DØ	Étude de perspective
Lepton	au moins un électron isolé $\|\eta\| < 1.1$ p_T >20 GeV	exactement un électron ou un muon ou bien un τ isolé $\|\eta\| < 1.1$ p_T >20 GeV
Énergie transverse manquante	> 25 GeV corrigée de la calibration en énergie des jets	> 20 GeV non corrigée de la calibration en énergie des jets
Jets	2 jets reconstruits avec l'algorithme de cône 0.5 $p_T > 20$ GeV avec $\|\eta\| < 2.5$ après correction de la calibration en énergie	2 ou 3 jets reconstruits avec l'algorithme de cône 0.4 $p_T(1^{ier} jet)$ >25 GeV et $\|\eta\| < 2.0$ $p_T(2^{\text{ème}} jets)$ >10 GeV et $\|\eta\| < 2.0$ 20 GeV> $p_T(3^{\text{ème}} jets)$ >10 GeV et $\|\eta\| < 2.0$ avant correction de la calibration en énergie
Étiquetage des jets provenant de quark b	2 jets étiquetés Probabilité(JLIP)<0.4%	2 jets étiquetés au moins un jet ayant un vertex secondaire le second jet a soit un vertex secondaire soit une probabilité d'étiquetage<5%

TAB. 6.7 – *Liste des critères simplifiés de sélection pour l'analyse réalisée avec les données de DØ et pour l'étude de perspective.*

Efficacités	Analyse DØ	Étude de perspective
Sélection du lepton et de l'énergie transverse manquante	26 %	36 %
Sélection des jets	61 %	65 %
étiquetage des jets	10 %	28 %
Total	1.6 %	6.6 %

TAB. 6.8 – *Liste des efficacités de sélection pour l'analyse réalisée avec les données de DØ et l'étude de perspective obtenues sur des événements simulés WH à une masse de 115 GeV.*

algorithmes d'étiquetages, qui est mesurée dans l'analyse DØ et qui est attendue dans l'étude perspective.

Outre ces différences, pour une masse de 115 GeV et avec l'analyse présente de DØ, nous attendons 1 événement $WH \to e\nu b\bar{b}$ pour 4.5 fb^{-1} de luminosité intégrée. En ajoutant le canal muonique dont l'analyse est en cours et en supposant des efficacités comparables, ce nombre est ramené à 2.25 fb^{-1}. En comptant une amélioration de l'efficacité d'étiquetage de l'ordre de 25% (ce qui est déjà accessible en relâchant

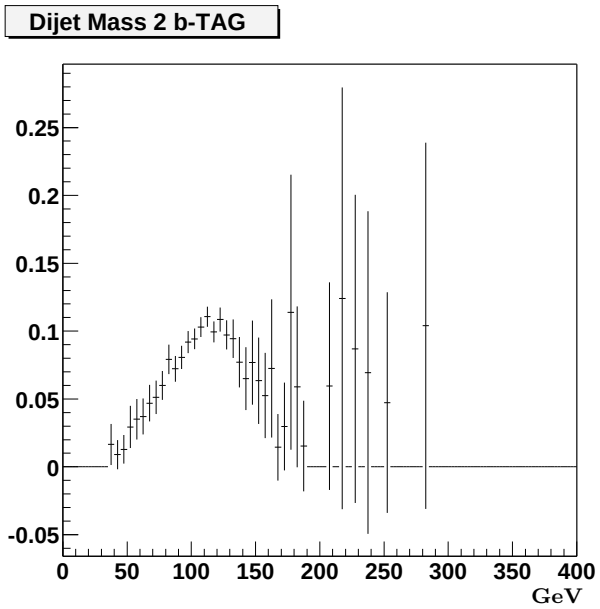


FIG. 6.10 – *Efficacité de la sélection de 2 jets étiquetés dans des événements simulés WH ($m_H = 115$ GeV) en fonction de la masse invariante du système de ces 2 jets. On observe un maximum pour une masse invariante de 110 GeV.*

le critère sur la probabilité d'étiquetage), l'efficacité du signal passe alors à 2.4% et en considérant le canal muonique pour la désintégration du W, nous attendons donc 0.72 événements pour 1 fb^{-1}. L'étude de perspective prévoit 1.40 événements pour 1 fb^{-1} en considérant les désintégrations électronique et muonique du W. En nombre d'événements, DØ attend donc actuellement environ 2 fois moins d'événements que ce qui est attendu par l'étude de perspective, une différence qu'il devrait être possible de combler voir de dépasser dans le futur puisque cette analyse est pionnière dans ce canal pour DØ.

6.3.2 Comparaison avec l'analyse CDF Run I

Au cours du Run I, l'expérience CDF a accumulé 109 pb^{-1}. Des événements contenant un électron ou un muon, de l'énergie transverse manquante et 2 jets ont été étudiés dans le cadre de la recherche d'un boson de Higgs léger produit en association avec un boson W.

Les critères de cette analyse comparés à ceux de l'analyse DØ sont répertoriés dans le tableau 6.9.

La sélection de l'analyse CDF Run I demande un jet étiqueté ou plus. L'efficacité d'étiquetage de l'analyse CDF Run I est évaluée sur la simulation d'événements WH de masse 110 GeV et à, dans le cas de l'étiquetage de 1 jet (des 2 jets), 25±2% (8.2 ± 1.3%). L'analyse DØ qui utilise pour la première fois l'étiquetage des jets avec les détecteurs de traces a une efficacité d'étiquetage de 1 jet (des 2 jets) de 37±2.8% (10±1.0%).

Critères	Analyse DØ	Analyse CDF Run I
Luminosité	174 pb^{-1}	109 pb^{-1}
Lepton	au moins un électron isolé $\|\eta\| < 1.1$ p_T >20 GeV	au moins un électron ou un muon veto Z : si un second lepton avec p_T >10 GeV et si la masse invariante appartient [75,105] GeV veto si trace isolée avec p_T >15 GeV et de charge opposée $\|\eta\| < 1.0$ p_T >20 GeV
Énergie transverse manquante	> 25 GeV corrigée de la calibration en énergie des jets	> 20 GeV non corrigée de la calibration en énergie des jets
Jets	2 jets reconstruits avec l'algorithme de cône 0.5 $p_T > 20$ GeV avec $\|\eta\| < 2.5$ après correction de la calibration en énergie	2 jets reconstruits avec l'algorithme de cône 0.4 p_T >15 GeV et $\|\eta\| < 2.0$ avant correction de la calibration en énergie
Étiquetage des jets provenant de quark b	2 jets étiquetés Probabilité(JLIP)<0.4%	au moins 1 jets ayant un vertex secondaire

TAB. 6.9 – *Critères de sélection pour l'analyse DØ et pour l'analyse CDF Run I.*

L'accord observé entre le nombre d'événements de données et le nombre d'événements attendus a permis d'établir une limite supérieure à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production multipliée par le rapport de branchement pour des masses de boson de Higgs allant de 70 GeV à 120 GeV. Cette limite est comprise entre 14 pb et 19 pb suivant la masse du boson de Higgs considérée. Une comparaison de ces résultats avec ceux de l'analyse DØ pour des masses de boson de Higgs allant de 100 GeV à 135 GeV est montrée sur la figure 6.9. Les résultats de l'analyse DØ sont meilleurs que ceux de l'analyse CDF Run I, alors que la statistique est plus faible en terme de luminosité (un canal avec 174 pb^{-1} pour DØ, 2 canaux avec 109 pb^{-1} pour CDF Run I).

6.3.3 Comparaison avec l'analyse CDF Run II

L'expérience CDF a aussi réalisé une nouvelle analyse de recherche de boson de Higgs sur la même période de prise de données que l'analyse DØ. L'analyse CDF Run II utilise actuellement 162 pb^{-1}. La comparaison des critères des deux analyses est donnée dans le tableau 6.10.

La principale différence entre ces 2 analyses vient du fait que DØ demande 2 jets étiquetés tandis que l'analyse CDF Run II en demande un ou plus. L'efficacité totale attendue par l'analyse CDF Run II sur un signal WH combinant le canal électronique et muonique est de 1.75%. Celle de l'analyse DØ étant de 0.154%.

Critères	Analyse DØ	Analyse CDF Run II
Luminosité	174 pb^{-1}	162 pb^{-1}
Lepton	au moins un électron isolé $\|\eta\| < 1.1$ p_T >20 GeV	exactement un électron ou un muon $\|\eta\| < 1.1$ p_T >20 GeV
Énergie transverse manquante	> 25 GeV corrigée de la calibration en énergie des jets	> 20 GeV non corrigée de la calibration en énergie des jets
Jets	2 jets reconstruits avec l'algorithme de cône 0.5 $p_T > 20$ GeV avec $\|\eta\| < 2.5$ après correction de la calibration en énergie	2 jets reconstruits avec l'algorithme de cône 0.4 p_T >15 GeV et $\|\eta\| < 2.0$ avant correction de la calibration en énergie
étiquetage des jets provenant de quark b	2 jets étiquetés Probabilité(JLIP)<0.4%	au moins 1 jets ayant un vertex secondaire

TAB. 6.10 – *Critères de sélection pour l'analyse DØ et pour l'analyse CDF Run II.*

La figure 6.11 représente la masse invariante des 2 jets de l'analyse CDF Run II quand au moins 1 jet est étiqueté comme provenant d'un quark b. La distribution d'un signal de production $WH \rightarrow (e,\mu)\nu b\bar{b}$ agrandi d'un facteur 100 est également représentée. La résolution de la masse invariante est dans ce cas de 17%.

Dans le tableau 6.11 sont rassemblés pour les 3 analyses ainsi que pour l'étude de perspective le nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendu. On remarque tout d'abord que les 2 analyses DØ et CDF Run II ont une signification ($S/\sqrt{B}$) qui diffère par un facteur de 30% si l'on considère les deux canaux (électrons et muons) et la signification de l'analyse DØ est en accord avec celle attendue par l'étude de perspective . Pour l'analyse DØ, si on ne regarde que le canal électron, la signification de l'analyse CDF et DØ sont comparables. L'analyse DØ a également un rapport signal/bruit (S/B) environ 7 fois plus grand que celui de l'analyse CDF Run II et il est également supérieur aux prévisions du rapport du Tevatron. L'étude de perspective prévoit une résolution sur la masse du boson de Higgs de l'ordre de 10%. Dans l'analyse DØ sur des données simulées sans avoir de correction spécifique sur l'énergie des jets provenant de quark b a une résolution de l'ordre de 12%.

La comparaison de ces résultats en terme de limite supérieure sur la section efficace de production multipliée par le rapport d'embranchement est montrée sur la figure 6.9 et la limite de CDF est meilleure que la limite de DØ car deux canaux (électrons et muons) sont utilisés.

L'analyse DØ est une première étude recherchant un boson de Higgs dans la production associée $WH \rightarrow e\nu b\bar{b}$ et sa sélection d'événements ainsi que l'étiquetage des jets provenant de quark b peuvent encore être améliorés. Néanmoins, on constate que les résultats sur la signification du signal de cette analyse sont légèrement supérieurs aux résultats de l'analyse CDF Run I et Run II et également proche des prévisions du

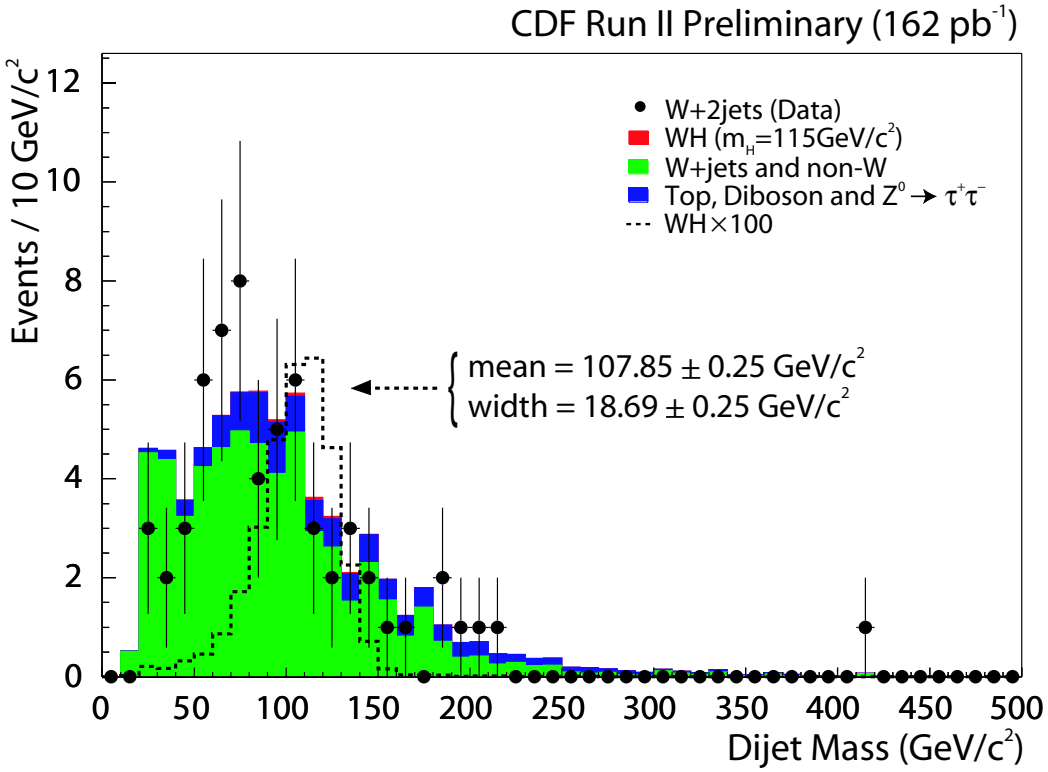


FIG. 6.11 – *Masse invariante de 2 jets dont au moins 1 est étiqueté comme provenant d'un quark b dans le cadre de l'analyse CDF Run II. La masse invariante d'événements simulés* $WH \rightarrow (e,\mu)\nu b\bar{b}$ *est agrandie par un facteur 100 et est superposée à l'histogramme. La résolution de cette masse est de 17%.*

rapport de sensitivité du Run II. Ceci permet d'envisager un programme de recherche du boson de Higgs qui ne sera limité que par la luminosité intégrée délivrée par le Tevatron.

	Analyse CDF Run I	Analyse CDF Run II Fenêtre de masse (GeV) [80,135]	Analyse DØ électron ($\times 2$) Fenêtre de masse (GeV) [85,135]	Mise à jour du rapport sur la sensitivité au boson de Higgs Fenêtre de masse (GeV) [100,136]	
Résolution sur la masse	15%	17%	12%	15%	10%
S	0.31	0.27	$0.037(\times 2 = 0.074)$	0.13	0.13
B	50.7	24.5	$0.54(\times 2 = 1.08)$	3.2	2.1
$S/\sqrt{B}$	0.044	0.054	$0.050(\times\sqrt{2} = 0.071)$	0.075	0.090
S/B	0.006	0.011	$0.069(\times 2/2 = 0.069)$	0.041	0.062

TAB. 6.11 – *Comparaison des significations d'un signal Higgs de $m_H = 115$ GeV pour l'analyse CDF Run I et Run II, l'analyse DØ et la mise à jour du rapport de sensibilité du Higgs au Tevatron. Afin de comparer les 4 études, l'analyse DØ réalisé dans le canal électron uniquement est aussi présenté après avoir multiplier par un facteur 2 le signal et le bruit de fond pour estimer la sensibilité lorsque le canal de désintégration muonique du W sera disponible.*

Conclusion

Nous avons étudié sur les données 2002-2003 du Tevatron prises par l'expérience DØ correspondant à 174 pb^{-1} de luminosité intégrée, les événements ayant un signal $Wb\bar{b}$ dans l'état final dans le but de mettre en évidence la production d'un boson de Higgs en association avec un boson $W \to e\nu$. Cette recherche a nécessité la reconstruction et l'étiquetage des jets comme provenant de quarks b mais aussi la reconstruction et l'identification des électrons et de l'énergie transverse manquante. Pour identifier ces objets calorimétriques, une optimisation de la réponse du calorimètre a été utilisée.

Nous avons développé une calibration en temps qui permet une légère amélioration de la résolution des signaux et une réduction du bruit de l'électronique. Par l'étude des événements contenant peu d'énergie provenant de l'interaction, nous avons confirmé que le niveau de suppression de zéro du calorimètre était adéquat. Nous avons également vérifié que l'utilisation d'un nouvel algorithme de suppression de zéro (T42) permet l'amélioration de la reconstruction de l'énergie transverse manquante et de manière plus générale, une meilleure reconstruction des électrons et des jets. L'ensemble de ces améliorations a contribué à une réduction du bruit de fond d'un signal $W+$ jets.

Dans un premier temps, nous avons étudié les événements $W+$ 2 jets dont deux jets ont été étiquetés comme provenant de quarks b pour essayer de mettre en évidence le processus $Wb\bar{b}$ qui n'a jamais été observé directement et qui est le principal bruit de fond irréductible du signal de boson de Higgs de masse inférieure à 135 GeV produit en association avec un boson W. Afin de sélectionner nos événements, nous avons étudié le système de déclenchement ainsi que la sélection d'un électron et de l'énergie transverse manquante pour reconstruire un candidat W et les jets produits en association avec le W.

Nous avons ensuite procédé à l'étiquetage des jets de ces événements. À partir de ces événements nous avons établi une limite supérieure à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production de $Wb\bar{b}$ ayant une impulsion transverse des partons supérieure à 8 GeV et une séparation spatiale supérieure à 0.4 de 20.3 pb. En considérant un critère plus strict d'étiquetage et en demandant qu'il y ait exactement 2 jets dans l'événement, 2 événements de données contenant un candidat W ainsi que 2 jets étiquetés ont été sélectionnés. Les processus du modèle standard les plus probables permettant d'expliquer ces 2 événements sont la production de $Wb\bar{b}$ et dans une moindre mesure, la production de quark top. Pour l'ensemble de ces processus, on attend 0.8±0.3 événements.

Nous avons ensuite utilisé les événements sélectionnés précédemment pour contraindre un signal éventuel provenant d'un boson de Higgs. La recherche du boson de Higgs s'effectue en utilisant une fenêtre de masse de ± 25 GeV sur la masse invariante de la

paire $b\bar{b}$ qui a été optimisée pour une valeur maximale du rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$. Pour des masses invariantes comprises entre 60 GeV et 200 GeV, nous n'observons aucun événement de données. Nous avons établi une limite supérieure à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production multipliée par le rapport d'embranchement de la désintégration du boson de Higgs en paire $b\bar{b}$, pour les points de masse : 105, 115, 125 et 135 GeV. Pour une masse de boson de Higgs de 115 GeV, nous obtenons une limite supérieure de 12.4 pb ce qui améliore les résultats de l'expérience CDF établis sur les données du Run I.

En considérant les canaux de désintégration électronique et muonique du boson W, nous attendons 1 événement de production associée du boson de Higgs de masse 115 GeV dans 1.4 fb^{-1} de données. Le Tevatron devrait donc permettre l'exclusion ou l'observation d'un boson de Higgs de masse de l'ordre de 115 GeV dans les années à venir.

Résumé

L'introduction du boson de Higgs permet de résoudre le problème de l'origine de la masse des particules dans le modèle standard. À ce jour, il n'a pas encore été découvert et les expériences du LEP on établit à 95% de niveau de confiance une limite inférieure sur sa masse à 114.4 GeV.

Au Tevatron qui est un collisionneur proton-antiproton, on le recherche produit en association avec un boson W, pour une masse inférieure à 135 GeV où la désintégration du boson de Higgs se fait en paire de quark $b\bar{b}$. Notre étude s'est faite dans la cadre de l'expérience DØ. L'état final de tels événements s'appuie essentiellement sur les signaux du calorimètre et sur l'étiquetage des jets comme provenant de quark b utilisant le détecteur de vertex, le déctecteur de trace à fibre scintillante et le solénoïde qui sont nouveaux pour DØ au le Run II .

Nous avons étudié la calibration de la chaîne électronique de lecture et l'influence du bruit dans le calorimètre avant d'aborder l'analyse en utilisant une reconstruction calorimétrique optimisée : les électrons, l'énergie transverse manquante ainsi que les jets y sont correctement identifiés et peuvent être utilisés dans une analyse $W(\rightarrow e\nu)+$ jets.

L'étude du processus $W(\rightarrow e\nu)b\bar{b}$ qui est un bruit de fond irréductible du signal de boson de Higgs a été réalisée avec 174 pb^{-1} de données. Elle a permis d'établir une limite supérieure sur sa section efficace de production de 20.3 pb.

Cette étude a été suivie par une recherche d'un signal de boson de Higgs pour des masses comprises entre 105 GeV et 135 GeV. Des limites sur les sections efficaces de production multipliées par les rapports d'embranchement de désintégrations ont été obtenues. Pour une masse de boson de Higgs de 115 GeV, nous obtenons une limite supérieure de 12.4 pb.

Mots clés

- Tevatron
- DØ
- Run II
- Boson de Higgs
- Modèle standard
- $Wb\bar{b}$

Abstract

The introduction of the Higgs boson in the standard model provides a mechanism to explain the origin of the masses of the elementary particles. The Higgs boson has not yet been discovered but a lower limit on its mass has been set of 114.4 GeV at 95% confidence level by LEP experiments.

The search of the Higgs boson is been pursued at the Tevatron, proton-antiproton collider, in the associated production channel WH with a Higgs mass lower than 135 GeV where the Higgs decay in $b\bar{b}$. The detector DØ is used to record the signals. For this analysis, the calorimeter and the tracker are the main sub-detector.

The signals from the calorimeter have been studied through a calibration and a study on the noise level in order to improve the reconstruction of the objects. The missing transverse energy, the electrons and the jets are well identified objects so they can be used in our analysis $W(\rightarrow e\nu)+$ jets. As DØ has a new tracker and solenoid system, informations from this system allows us to tag jets when they are originating from a b-quark.

The analysis of events $W(\rightarrow e\nu)$+2 b-tag jets has been made on 174 pb^{-1}. An upper limit on the cross section production of the processus $W(\rightarrow e\nu)b\bar{b}$ has been derived at 20.3 pb at 95% confidence level. This processus is the main irreductible background of a $WH \rightarrow e\nu b\bar{b}$.

In the second part of the analysis, the search of the Higgs boson has been done for different mass values between 105 GeV and 135 GeV. Upper Limits on cross section production times branching ratio have been set. For a Higgs mass of 115 GeV, the upper limit is set of 12.4 pb at 95% confidence limit.

Key words

- Tevatron
- DØ
- Run II
- Higgs boson
- Standard model
- $Wb\bar{b}$

Bibliographie

[1] S.L. Glashow. *Nucl. Phys.*, 22 :579, 1961.

[2] A. Salam, J.C. Ward. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :168, 1964.

[3] S. Weinberg. *Phys. Rev. Lett.*, 19 :1264, 1967.

[4] S. Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19 :1264–1266, 1967.

[5] K. Wilson. Confinement of quarks. *Phys. Rev.*, D10 :2445–2459, 1974.

[6] H. Georgi, S. L. Glashow. Unity of all elementary particle forces. *Phys. Rev. Lett.*, 32 :438–441, 1974.

[7] K. Hagiwara, i in. Review of particle physics. *Phys. Rev.*, D66 :010001, 2002.

[8] P. W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :508–509, 1964.

[9] P. W. Higgs. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Phys. Lett.*, 12 :132–133, 1964.

[10] M. E. Peskin, D. V. Schroeder. An introduction to quantum field theory. Reading, USA : Addison-Wesley (1995) 842 p.

[11] R. Cahn. The higgs boson in the minimal non-supersymmetric standard model. *École de Gif 2001 : "Le Higgs : la chasse continue"*.

[12] K. Riesselmann. Limitations of a standard model higgs boson. 1997.

[13] R. Barate, i in. Search for the standard model higgs boson at lep. *Phys. Lett.*, B565 :61–75, 2003.

[14] A. Djouadi, J. Kalinowski, M. Spira. Hdecay : A program for higgs boson decays in the standard model and its supersymmetric extension. *Comput. Phys. Commun.*, 108 :56–74, 1998.

[15] M. Carena, i in. Report of the tevatron higgs working group. 2000.

[16] (Ed.) Cole, F. T., (Ed.) Goldwasser, E. L., (Ed.) Wilson, R. R. National accelerator laboratory design report january 1968. FERMILAB-DESIGN-1968-01.

[17] Chandrashekhara M. B. et. al. Pbar acceleration in the main injector for Run II : Esme simulations. Beams-doc-354-v1.

[18] G. P. Jackson. Recycler commissioning plan. Beams-doc-329-v1.

[19] Chandrashekhara M. Bhat et. al. Pbar acceleration in the main injector for Run II : Esme simulations. Beams-doc-354-v1, 26 Jul 2000.

[20] D. W. Peterson et. al. Antiproton source debuncher bpm using synchronous detection. Beams-doc-1019-v1.

[21] G. P. Jackson. Stochastic cooling of the recycler antiproton stack momentum spread including intrabeam scattering and barrier buckets. Beams-doc-172-v1.

[22] R. Moore. An overview of tevatron collider Run II at fermilab. Beams-doc-190-v1, 12 Dec 2002.

[23] DØ Collaboration. The d0 detector. *Nucl. Instr. and Methods*, A338, 1994. FERMILAB-PUB-93/179-E.

[24] S. Crepe-Renaudin. Energy corrections for geometry effects for electrons in Run II. DØ Note 4023.

[25] J. Kotcher. Design, performance and upgrade of the d0 calorimeter. Raport instytutowy, DØ Note 2417.

[26] P. Cornebise, P. Imbet Y. Jacquier, G. Martin, P. Petroff, C. de la Taille, P. Bailly, U. Bassler, G. Bernardi, J.F. Huppert, H. Lebbollo, F. Machefer, B. Olivier, A. Vallereau. Description of the calorimeter calibration system. DØ Note 3137.

[27] M. Gao. Latest timing results.

[28] R. Chiche et. al. Optimisation of the d0 online calorimeter calibration for RunII. DØ Note 3914.

[29] R. Zitoun. Study of the non linearity of the d0 calorimeter readout chain. DØ Note 3997.

[30] R. Zitoun. Update on dac fit ramp. http ://www-d0.hef.kun.nl///askArchive.php ?base=agenda&categ=a0480&id=a0480s1t2/-transparencies/04_01_08.ppt.

[31] Peryshkin. Short explanation of how the sampling weights for ccem were chosen. DØ Note 1498.

[32] P. A. Delsart, J. Donini, P. Lebrun. Phi-intercalibration of the d0 calorimeter at Run II. DØ Note 4299.

[33] S. Kermiche, A. Cothenet, M.C. Cousinou. Electromagnetic scale studies with $z \to ee$ events. Communications privées.

[34] J. Coss et. al. Jet energy scale and resolution for p13 data and monte carlo. DØ Note 4115.

[35] M. Zielinski, i in. Discussions of noise estimation for run 2. Communications privées, May 1-3, 2000.

[36] R. Zitoun. Noise, met etc. Communications privées.

[37] U. Bassler, G. Bernardi. Towards a coherent treatment of calorimetric energies : Missing transverse energy, jets, e.m. objects and the t42 algorithm. DØ Note 4124.

[38] S. Beauceron, G. Bernardi. Missing et studies on zero and minimum bias events. DØ Note 4119.

[39] G. Bernardi, B. Olivier, B. Knuteson, M.Strovink. Nada : A new event by event hot cell killer. DØ Note 3687.

[40] J.R. Vlimant, U. Bassler, G. Bernardi, S. Trincaz-Duvoid. Technical description of the t42 algorithm for the calorimeter noise suppression. DØ Note 4146.

[41] Run quality database. http ://d0db.fnal.gov/qualitygrabber/qualQueries.html.

[42] Calgo Group. Jetmet run and lumi=block selection, certification version 5.1.

[43] S. Shary. Calorimeter cell monitoring tool.

[44] J. Stark. Correction of the energy sharing problem in the calorimeter data. DØ Note 4267.

[45] J. Stark. Correction of the tower 2 problem in the calorimeter data. DØ Note 4268.

[46] K. Chan, D. Cho, M. Zielinski, V. Zutshi. Electron and photon energy resolution in the central calorimeter for run 2. DØ Note 3535.

[47] S. Fu, O. Kouznetsov, G. Landsberg, A. Melnitchouk, G. Sajot, V. Zutshi. Studies of the em object fake rate for v2.0 em certified objects. DØ Note 4010.

[48] F. Beaudette. *Identification d'électrons et application à la mesure de la section efficace de production de quark top avec le détecteur DØ du Tevatron.* Praca doktorska, Université Paris XI, Avril 2003.

[49] J. Stark. On t42 in the reconstruction of $j/\psi \to ee$. Communications privées.

[50] L. Duflot. Simple cone preclustering for cone jets. DØ Note 3749.

[51] JETMET group. Jets in Run II. DØ note 3985.

[52] L. Duflot E. Busato, B. Andrieu. Jet algorithms in d0 RunII software : Description and user's guide. DØ Note 4457.

[53] G. Bernardi, E. Busato, J.R. Vlimant. Improvements from the t42 algorithm on calorimeter objects reconstruction. DØ Note 4335.

[54] *Lepton-Photon*, 2003.

[55] *Moriond QCD*, 2004.

[56] Top Physics Working Group. D0 top analyses and data sample for the winter conference 2004.

[57] T. Sjostrand, i in. High-energy-physics event generation with pythia 6.1. *Comput. Phys. Commun.*, 135 :238–259, 2001.

[58] H. L. Lai, i in. Improved parton distributions from global analysis of recent deep inelastic scattering and inclusive jet data. *Phys. Rev.*, D55 :1280–1296, 1997.

[59] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, A. D. Polosa. Alpgen, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. *JHEP*, 07 :001, 2003.

[60] D. O. Carlson, C. P. Yuan. Studying the top quark via the w - gluon fusion process. *Phys. Lett.*, B306 :386–390, 1993.

[61] E. E. Boos, M. N. Dubinin, V. A. Ilyin, A. E. Pukhov, V. I. Savrin. Comphep : Specialized package for automatic calculations of elementary particle decays and collisions. 1994.

[62] Y. Fisyak, J. Womersley. D0gstar d0 geant simulation of the total apparatus response. DØ Note 3191.

[63] E. Barberis, T. Golling, I. Iashvili, A. Juste, A. Quadt, P. Schieferdecker. The matrix method and its error calculation.

[64] M. Klute. Measurement of the ttbar cross section at sqrts=1.96 tev in muon-plus-jets channel. DØ Note 4185.

[65] M. Ridel L. Duflot, J.-F. Grivaz, P. Verdier. Jets in high e_t events : data vs. monte carlo. DØ note 4020.

[66] Top Production Group. Measurement of the ttbar xsec in the dilepton channels at sqrt(s) = 1.96 tev. DØ Note 4421.

[67] *Moriond EW*, 2003.

[68] G. Alves, M. Begel, B. Casey, T. Edwards, A. Kupco, R. Partridge, H. Schellman, A. Sznajder, M. Verzocchi. Luminosity certification for 2001-2003. DØ Note 4213.

[69] S. Beauceron et G. Bernardi. Effect of jes correction on met. Présentation interne DØ.

[70] S. Mrenna, P. Richardson. Matching matrix elements and parton showers with herwig and pythia. 2003.

[71] Top Physics Working Group. Measurement of the ttbar xsec in the lepton+jets channels at sqrt(s) = 1.96 tev using soft-muon tag. DØ Note 4425.

[72] D. Bloch et al. A b-tagging method of jets is presented, based on a lifetime probability computed using the impact parameter of tracks. performances are evaluated for the p11 processing. DØ Note 4069.

[73] D. Bloch et al. Systemd or how to get signal, backgrounds and their efficiencies with real data. DØ Note 4159.

[74] D. Bloch et al. Performance of the jet lifetime probability method for b-tagging in d0 data. DØ Note 4158.

[75] D. Bloch et al. The jlip b-tagging method is applied to p14 data and mc. tagging efficiencies are measured in data for light and b-jets. macros for trf's and scale factors are provided. DØ Note 4348.

[76] R. Demina, A. Khanov, F. Rizatdinova, E. Shabalina. b-tagging with counting signed impact parameter method. DØ Note 4049.

[77] L. Feligioni, M. Narain, P. Schieferdecker, A. Schwartzman. Update on b-quark jet identification with secondary vertex reconstruction using d0reco version p14. DØ Note 4414.

[78] S. Beauceron, G. Bernardi, S. Trincaz-Duvoid. Towards a measurement of the w+2jets and wbbbar production cross section at sqrt(s)=1.96 tev. DØ Note 4224.

[79] I. Bertram *et al.* Limit calculator. Raport instytutowy, Fermilab-TM-2104 (2000).

[80] S. Beauceron et. al. Systematic studies towards a new $wh \to e\nu b\bar{b}$ cross section limit. DØ Note 4383.

[81] T. Edwards, S. Yacoob, T. Andeen, J. Park, B. Casey, M. Begel, R. Partridge, H. Schellman, A. Sznajder. The updated dø luminosity determination - short summary. DØ Note 4328.

[82] F. Abe, i in. Search for new particles decaying to b anti-b in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.8-tev. *Phys. Rev. Lett.*, 82 :2038–2043, 1999.

[83] A. Jenkins, A. Goussiou. An investigation of b-jet energy resolution and $b\bar{b}$ mass resolution in $zh \to eeb\bar{b}$ and $z \to b\bar{b}$. DØ note 4136.

[84] T. Han, S. Willenbrock. Qcd correction to the p p → w h and z h total cross-sections. *Phys. Lett.*, B273 :167–172, 1991.

[85] L. Babukhadia, i in. Results of the tevatron higgs sensitivity study. FERMILAB-PUB-03-320-E.