

Université Joseph Fourier - Grenoble 1
École Doctorale de Physique

THÈSE de DOCTORAT

spécialité

Physique des Particules

présentée par

Bertrand MARTIN DIT LATOUR

pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN SCIENCES

**Mesure de la section efficace de production
de paires de quarks top dans l'état final di-électron
avec les données collectées par l'expérience DØ au Run IIa**

JURY

Bernard ANDRIEU	LPNHE, Paris VI et VII	Examineur
Yannick ARNOUD	LPSC Grenoble, Université Grenoble 1	Co-directeur de thèse
Marc BESANÇON	DSM IRFU SPP, CEA Saclay	Rapporteur
Michael KLASSEN	LPSC Grenoble, Université Grenoble 1	Président du jury
Emmanuelle PEREZ	CERN	Examinatrice
Arnulf QUADT	Université de Göttingen	Rapporteur
Gérard SAJOT	LPSC Grenoble, Université Grenoble 1	Directeur de thèse

Thèse préparée au Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble

soutenue le 29 Septembre 2008

Table des matières

Introduction	1
1 Le Modèle Standard	3
1.1 Le formalisme Lagrangien	3
1.2 L'interaction électrofaible	11
1.3 L'interaction forte	18
1.4 État des lieux du Modèle Standard	25
2 La physique du quark top	29
2.1 Modes de production	29
2.2 Modes de désintégration	31
2.3 Masse du quark top	32
2.4 Asymétrie avant-arrière	37
2.5 Charge électrique	40
3 Le Tevatron et le détecteur DØ	43
3.1 Le Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL)	43
3.1.1 La source de protons	43
3.1.2 La source d'antiprotons	46
3.1.3 L'injecteur principal et le recycleur	48
3.1.4 Le Tevatron	49
3.2 Le détecteur DØ	51
3.2.1 Le détecteur à micro-pistes de silicium : SMT	52
3.2.2 Le détecteur à fibres scintillantes : CFT	52
3.2.3 Les détecteurs de pied de gerbe : CPS, FPS	54
3.2.4 Le calorimètre	56
3.2.5 Le spectromètre à muons	60
3.2.6 Définition et mesure de la luminosité	63
3.3 Le système de déclenchement (<i>trigger</i>)	65
3.3.1 Le niveau 1 (L1)	67
3.3.2 Le niveau 2 (L2)	68
3.3.3 Le niveau 3 (L3)	69

3.4	Le déclenchement calorimétrique de niveau 1 au Run IIb	70
3.4.1	L'algorithme de fenêtre glissante (<i>sliding windows</i>)	72
3.4.2	Mesure de l'efficacité de déclenchement des jets	72
3.4.3	Efficacité de déclenchement avant calibration L1Cal2b	74
3.4.4	Calibration préliminaire	77
3.4.5	Modélisation du décalage des piédestaux	80
3.4.6	Calibration finale	82
4	Reconstruction et identification des objets dans DØ	85
4.1	Reconstruction des traces	85
4.2	Reconstruction des vertex, identification du vertex primaire	88
4.3	Reconstruction des muons	89
4.4	Reconstruction des jets de particules	90
4.4.1	Des cellules aux tours	92
4.4.2	Formation des pré-amas	92
4.4.3	Formation des jets	92
4.5	Identification des jets hadroniques	94
4.6	Corrections d'échelle en énergie des jets	95
4.7	Procédure SSR : calibration relative entre données et simulation	100
4.8	Reconstruction et identification des électrons	101
4.9	L'énergie transverse manquante	106
5	Reconstruction et identification des jets dans les événements $Z(\rightarrow ee) + 1$ jet	111
5.1	Efficacité de reconstruction des jets	112
5.1.1	Critères de sélection	112
5.1.2	Mesure de l'efficacité de reconstruction des jets	114
5.2	Efficacité d'identification	117
5.2.1	Correction de l'efficacité d'identification	120
5.2.2	Incertitudes systématiques	123
5.3	Conclusion	123
6	Identification, corrections d'efficacité et recalibration en énergie des électrons	127
6.1	Electrons mal identifiés dans la sélection di-électron	127
6.1.1	Définition des échantillons "Signal" et "QCD"	128
6.1.2	Pureté des échantillons "QCD" et "Signal"	130
6.1.3	Extraction du bruit de fond "faux électrons" avec un électron dans l'état final	133
6.1.4	Généralisation à l'état final di-électron	133
6.2	Corrections d'efficacité pour les électrons simulés	135
6.2.1	Corrections d'efficacité : du $Z \rightarrow ee$ au $t\bar{t}$	135
6.2.2	La correction d'efficacité en pratique	137
6.3	Recalibration de l'énergie de l'électron dans la simulation	138

7	Mesure de la section efficace de production de paires de top dans le canal di-électron	143
7.1	Données et luminosité associée	143
7.2	Déclenchement sur les événements $t\bar{t} \rightarrow e^+e^-b\bar{b}\nu_e\bar{\nu}_e$	145
7.3	Efficacité de sélection associée à la qualité des données calorimétriques	146
7.4	Profil de luminosité instantanée	146
7.5	Corrections liées au vertex primaire	151
7.6	Correction de l'impulsion transverse du boson Z dans la simulation	153
7.6.1	Première étape : correction au niveau reconstruit	155
7.6.2	Soustraction de bruit de fond	156
7.6.3	Vers une correction au niveau générateur	158
7.6.4	Commentaires sur la procédure de <i>remapping</i>	159
7.6.5	Corrélation entre masse et impulsion transverse	163
7.6.6	Résumé et résultats	163
7.7	Distributions de contrôle pour la sélection di-électron	166
7.8	Optimisation de la sélection $t\bar{t}$ vis-à-vis des variables M_{ee} et \cancel{E}_T	168
7.9	Mesure de la section efficace de production $\sigma_{t\bar{t}}$	173
7.10	Incertitudes systématiques sur la mesure de la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$	177
7.10.1	Incertitude statistique	177
7.10.2	Qualité des données calorimétriques	177
7.10.3	Pondération du profil de luminosité instantanée	177
7.10.4	Pondération du profil longitudinal du point d'interaction	177
7.10.5	Pondération du spectre en impulsion transverse du boson Z	177
7.10.6	Identification des électrons	178
7.10.7	Recalibration de l'énergie des électrons	179
7.10.8	Déclenchement	179
7.10.9	Détermination de la charge de l'électron	179
7.10.10	Identification des jets	180
7.10.11	Échelle d'énergie des jets	180
7.10.12	Correction de <i>shifting</i>	181
7.10.13	Calibration de l'énergie des jets de quark b	181
7.10.14	Résolution en énergie des jets	182
7.10.15	Identification du vertex primaire	182
7.10.16	Bruit de fond "faux électrons"	182
7.10.17	Énergie transverse manquante	182
7.10.18	Section efficace des processus du Modèle Standard	183
7.10.19	Composition en saveur lourde du bruit de fond Z+jets	183
7.10.20	Fonctions de densité de partons	184
7.10.21	Rapport de branchement $\mathcal{BR}(t\bar{t} \rightarrow ee + X)$	186
7.10.22	Modélisation du signal	186
7.10.23	Effet de la masse du quark top	188

7.10.24 Réduction des incertitudes dominantes	189
7.10.25 Erreurs à " $\pm 1\sigma$ ", erreurs corrélées	190
7.11 Mesure indirecte de la masse du quark top	195
7.11.1 Quelle masse ?	195
7.11.2 $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})$ en fonction de la masse du quark top	196
8 Recherche d'un boson de Higgs chargé H^\pm	201
8.1 Introduction	201
8.2 Limites expérimentales actuelles	204
8.3 Recherche d'un boson H^\pm léger	206
8.3.1 Intervalle de confiance par la méthode fréquentiste	208
8.3.2 Limite par la méthode Bayésienne	209
8.3.3 Résultats	210
Conclusion	214
ANNEXES	217
A Calculs d'incertitude	219
A.1 Incertitude statistique sur une efficacité	219
A.2 Calcul d'incertitude pour la correction du spectre en p_T du boson Z	220
A.3 Propagation de l'incertitude statistique relative aux bins d'une correction binée	221
B Bruit de fond "faux électrons"	223
B.1 Probabilité P_{fake} d'observer un événement "faux électron"	223
B.2 Calcul d'incertitude sur la probabilité P_{fake}	224
C Procédure de calcul de limites	227
C.1 Méthode fréquentiste	227
C.2 Approche Bayésienne	230
C.3 Incertitudes systématiques dans la méthode Bayésienne	231

Remerciements

"Le désert n'est point une vaste étendue vide. Le vide n'existe que dans le cœur des hommes ou dans les théories des physiciens. Déchiffrer le désert, c'est chercher une vérité ; le désert confronte ; l'homme tâte le pouls de sa destinée, se mesure, se dépasse. Il est bien que de temps en temps l'humain ait besoin de grandir." Sylvio Acatos. Sous cet aspect là, je comparerais bien volontiers ces trois ans de thèse à une traversée du désert. Ce que j'y ai vécu, je le dois à un certain nombre de personnes.

En premier lieu, je tiens à remercier Johann Collot et Serge Kox de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble, et pour les excellentes conditions de travail dont j'ai bénéficié.

Je souhaiterais ensuite remercier l'ensemble des membres du jury, à commencer par Arnulf Quadt et Marc Besançon, qui ont accepté de porter leur attention sur mon travail. J'ai grandement apprécié vos nombreux commentaires et conseils, et le manuscrit en a bénéficié tant sur la forme que sur le fond. Je suis également très reconnaissant envers Emmanuelle Perez pour sa précieuse présence et envers Michael Klasen pour avoir accepté de présider le jury en dépit de ses innombrables sollicitations. Un merci tout particulier à Bernard Andrieu pour son enthousiasme et sa patience sans limite. Non content de m'avoir initié à la physique des jets, tu as su développer en moi un soupçon de sens critique. Je suis heureux d'avoir pu réunir dans mon jury tant de personnalités éminentes et sympathiques.

J'ai été également ravi de partager ce bout de chemin avec mon co-directeur de thèse Yannick Arnoud, qui réussit à rassembler dans une même conversation les expressions "méthode du maximum de vraisemblance étendue et non binée" et "somp tueuse couleur brique de la robe des vieux bourgognes". Enfin, je ne saurais exprimer toute ma reconnaissance et ma sympathie pour mon directeur de thèse Gérard Sajot. Je pense ne pas me tromper en écrivant que j'ai eu beaucoup de chance de frapper par hasard à la porte du bureau 121, et d'annoncer quelques jours plus tard : "J'ai décidé d'accepter votre proposition de stage. Enfin, je voulais dire que je serais ravi d'effectuer ce stage". Si c'était à refaire, je signerais sans hésiter en bas de la feuille. Merci pour tous tes conseils, ta bienveillance, et tant d'autres choses.

J'en profite pour remercier les autres membres de la famille DØ de Grenoble : Jan Stark dont la disponibilité n'a d'égale que la déconcertante facilité à expliquer la physique avec des mots simples, Sabine Crépe-Renaudin pour ses conseils et coups de pouce lorsque j'ai débarqué, Florent Chevallier pour nos "*fruitful discussions*" sur la physique du top et sur le reste, et enfin Anne-Marie Magnan qui m'a plus qu'épaulé lors de mes premiers balbutiements dans DØ. Merci à tous !

Je voudrais maintenant exprimer ma profonde sympathie au groupe top ascendant dilepton, et en particulier au groupe de Saclay : Frédéric Déliot, Slava Sharyy et Marc Besançon. Beaucoup d'expertise entre

peu de mains. Travailler avec vous a été un réel plaisir. Merci également aux conveners Elizaveta Shabalina et Christian Schwanenberger pour leur gentillesse et leur accessibilité, et aux spokespersons Dmitri Denisov et Darien Wood pour leur soutien lors de la phase ingrate de recherche de post-doc. J'éprouve également une sincère reconnaissance envers Amnon Harel, qui m'a servi de "guide spirituel" dans bon nombre de domaines, et envers Mikko Voutilainen pour ses conseils lumineux. De manière un peu plus anecdotique, j'exprime ma gratitude envers mes collègues mexicains qui ont toléré la présence grenobloise dans leur enclave à l'*outback*. Muchas gracias.

Je remercie tout particulièrement Eric Kajfasz pour sa passion et son énergie communicative, et pour m'avoir permis de prendre part à l'expédition française du *commissioning*. Sans oublier la French Team dépêchée sur place : le staff chargé de l'encadrement composé de Jan Stark (incontournable quand on parle de calorimètre), Patrice Verdier (qui produit les TMBs plus vite que son ombre), et Arnaud Duperrin (qui a instauré les désormais célèbres "status"). Et puis il y a les gars du terrain, Thomas Millet et Samuel Calvet pour la première vague, puis Christophe Ochando et Florent Lacroix pour la relève. Je me dois de faire un clin d'œil à mes colloqs de *commissioning* Thomas et Samuel pour quelques discussions alcoolisées mémorables, l'ambiance pendant les matchs de foot, ou encore votre extraordinaire capacité de décision quand il s'agit de choisir le resto. Grâce à vous, j'ai énormément appris pendant ces trois mois. Sam, merci d'avoir tenu la permanence de "SOS thésard", et d'avoir interrompu tes vacances pour épargner les miennes au cours d'un certain été 2006. C'est encore toi qui m'a fait découvrir les poètes d'Espigoule à la profondeur d'esprit abyssale. "*Quand tu te projettes dans l'infini, le temps n'existe plus.*" Christophe, je ne te remercierai jamais assez pour ces truculentes discussions, ton ouverture d'esprit, et pour avoir immortalisé l'inspection sanitaire des frigos du Wilson Hall *by night*. Quant à Florent, personnage génial en décalage horaire quasi-permanent, c'était un véritable plaisir d'être en ta compagnie. Je ne suis pas prêt d'oublier ce festival du court métrage organisé dans *Hurricane deck*. Merci enfin à tous mes autres compagnons de route : Anne-Fleur Barfuss, Marion Arthaud, Vincent Siccardi, Jérémie Lellouch, Nikola Makovec, Fabrice Tissandier, Yvonne Peters, Jens Konrath, et bien d'autres.

Maintenant, il est temps de remercier les thésards et post-docs du labo : Julien M. (le mec de Haute-Savoie vachement sympa qui m'a fait découvrir la montagne, le ski de rando, le bon vin, mais aussi le mauvais vin du Beaujolais nouveau), Benjamin (le mec belge vachement sympa, qui fait les tartare-frites comme personne), Giuseppe (le mec italien vachement sympa qui fait un café incroyable, et à qui l'on doit les *Worst Case Scenarios*), Björn (le mec allemand vachement sympa qui parle mieux français que la moitié d'entre nous), Maud (la fille vachement sympa, bon pour la parité c'est pas gagné), Jonathan (le mec alsacien vachement sympa, spécialiste mondial des maladies incurables), Benoît (le coach de soutenance vachement sympa), Julien L. (le syndicaliste écolo vachement sympa), Yoann (le déménageur vachement sympa), Karol (le mec slovaque vachement sympa), Guillaume (le mec vachement sympa qui fait rebondir des neutrons congelés), et tous les autres gens du Bidul que j'ai maladroitement oubliés.

Ces trois années ont également été ponctuées par l'enseignement. A ce propos, je tiens à adresser mes remerciements à mes deux tuteurs de monitorat Christophe Furget et Laurent Derome, ainsi qu'à Frédéric Mayet. Je profite de cette occasion pour remercier deux profs de physique exceptionnels : Nicole Saint-Cricq, qui a éveillé mon goût pour la physique, et Roger Brissot, un prof tout simplement génial.

Pour finir je remercie du fond du cœur mes parents, mon frère ainsi que toute ma famille pour leur amour et leur soutien inconditionnel. Je mesure combien je vous dois, et je vous dédie ma thèse.

Introduction

Le quark top a été découvert en 1995 par les collaborations CDF et DØ. Treize ans plus tard, cette particule demeure relativement mal connue. Elle est en effet difficile à produire en raison de sa très grande masse, et à l'heure actuelle seul le Tevatron permet de créer des quarks top. L'intérêt du quark top réside précisément dans son caractère massif, car il permet de sonder les lois de la physique à des énergies de l'ordre de l'échelle de brisure de la symétrie électrofaible. Grâce aux 8 fb^{-1} de données déjà collectées au Tevatron et à l'avènement du LHC, la physique du quark top est sur le point d'entrer dans une nouvelle ère : celle des mesures de précision.

Cette thèse est consacrée à la mesure d'une propriété particulière : la section efficace de production de paires de quarks top par interaction forte. La première partie du manuscrit est consacrée à la description des principaux fondements théoriques du Modèle Standard. On verra notamment que les particules élémentaires peuvent être représentées sous la forme d'excitations de champs quantiques, et on expliquera comment le formalisme des théories de jauge permet de rendre compte des interactions entre particules. Puis nous nous intéresserons plus particulièrement au rôle du quark top au sein du Modèle Standard. Nous évoquerons quelques unes de ses propriétés et présenterons les techniques d'analyse associées.

La section suivante est dédiée à la description du dispositif expérimental utilisé dans le cadre de ce travail. Nous présenterons dans un premier temps le complexe d'accélérateurs du Fermi National Accelerator Laboratory, qui permet de créer et d'accélérer des faisceaux de protons et d'antiprotons à une énergie de 980 GeV. Puis nous discuterons du détecteur DØ installé auprès de l'un des deux points de collision proton-antiproton. Nous en profiterons pour exposer le résultat des travaux menés durant l'été 2006 lors du *commissioning* du système de déclenchement calorimétrique de niveau 1. Par la suite, nous aborderons les méthodes et algorithmes de reconstruction des différents objets : traces, vertex, muons, électrons, jets de hadrons et enfin énergie transverse manquante.

Dans les chapitres suivants, nous présenterons des études effectuées préalablement à l'analyse : étalonnage en énergie des électrons, mesure d'efficacités de reconstruction et d'identification des électrons et des jets dans la topologie $Z(\rightarrow ee)+\text{jet}(s)$, et corrections de ces mêmes efficacités. Ces études permettront de s'assurer que les objets reconstruits dans les données sont correctement modélisés par la simulation.

Nous développerons alors les différentes étapes de l'analyse, dont l'objectif est d'établir une sélection optimale pour les événements $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow e^+e^-b\bar{b}\nu_e\bar{\nu}_e$. La mesure de section efficace porte sur un lot de données de 1 fb^{-1} enregistré par le détecteur DØ et se concentre sur l'état final contenant deux électrons, deux jets de particules et de l'énergie transverse manquante. L'enjeu principal de la mesure est de vérifier les prédictions du Modèle Standard. Toutefois, une éventuelle déviation entre le nombre d'événements attendus et le nombre de d'événements sélectionnés dans les données pourrait être interprétée comme

la manifestation de phénomènes physiques au-delà du Modèle Standard. Dans ce contexte, nous présentons les résultats d'une recherche de boson de Higgs chargé léger à la fin de ce document. De tels bosons apparaissent notamment dans le secteur de Higgs de théories supersymétriques.

Chapitre 1

Le Modèle Standard

Le cadre théorique dans lequel s'inscrit la physique des hautes énergies est la théorie des champs. Elle repose essentiellement sur la mécanique quantique, la relativité restreinte, à laquelle elle emprunte le formalisme "covariant", et la théorie des groupes, nécessaire à la construction des théories de jauge. Dans ce premier chapitre, nous commencerons par rappeler les principaux concepts et formalismes de la théorie des champs. Puis nous évoquerons la construction du Modèle Standard de la physique des particules en tant que théorie de jauge. Pour finir, nous présenterons un rapide état des lieux du Modèle Standard.

1.1 Le formalisme Lagrangien

Le formalisme lagrangien a été développé pour décrire les lois de la mécanique classique. Le lagrangien $\mathcal{L}(q_i, \dot{q}_i)$ est une quantité scalaire qui dépend de coordonnées $\{q_i\}$ et de leur dérivée temporelle $\{\dot{q}_i\}$. Le lagrangien de la mécanique classique est défini par :

$$\mathcal{L} = T(\dot{q}_i) - V(q_i) \quad (1.1)$$

où T et V sont respectivement l'énergie cinétique et l'énergie potentielle du système. L'action S est ensuite définie à partir du lagrangien :

$$S = \int_{t_1}^{t_2} \mathcal{L}(q_i, \dot{q}_i) dt \quad (1.2)$$

Les lois du mouvement peuvent être déduites du principe variationnel "de moindre action", qui stipule que les chemins de l'espace de phase $\{q_i, \dot{q}_i\}$ empruntés par un système classique sont ceux dont l'action est extrémale : $\delta S = 0$. Ceci conduit aux équations d'Euler-Lagrange :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i} \right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} \quad (1.3)$$

Cette description n'est valide que dans la conception Galiléenne du temps et de l'espace (le temps s'écoule au même rythme pour tous les observateurs). La relativité restreinte, où l'hypothèse d'un temps absolu est remplacée par l'hypothèse d'invariance de la vitesse de la lumière, constitue un cadre adapté à la généralisation du formalisme lagrangien pour la physique des hautes énergies. Le mouvement des particules n'est plus décrit sous forme de trajectoire $\{q_i, \dot{q}_i\}$ comme en mécanique classique : on adopte une description

en termes de champ φ , dépendant continûment des variables d'espace et de temps. Dans l'espace-temps de Minkowski, l'équation d'Euler–Lagrange pour le lagrangien $\mathcal{L}(\varphi, \partial_\mu\varphi)$ devient :

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \varphi)} \right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \varphi} \quad (1.4)$$

Invariance par symétrie

Un système physique peut présenter certaines propriétés de symétrie, ce qui signifie que certaines transformations laissent le lagrangien invariant. Ces symétries peuvent être de diverses natures : interne ou externe, discrète ou continue, globale ou locale. Le théorème de Noether énonce qu'à chaque symétrie continue laissant le lagrangien invariant est associée une loi de conservation. Si l'on effectue une série de transformations infinitésimales sur les coordonnées et les champs :

$$\begin{aligned} x_\mu &\rightarrow x'_\mu = x_\mu + \epsilon_a \kappa_\mu^a(x) \\ \varphi_i(x) &\rightarrow \varphi'_i(x') = \varphi_i(x) + \epsilon^a F_{i,a}(\varphi, \partial_\mu\varphi) \end{aligned} \quad (1.5)$$

l'invariance du lagrangien, i.e. $\delta \mathcal{L}(\varphi(x), \partial_\mu\varphi(x)) = 0$, permet d'aboutir à la relation de continuité d'un quadri-courant $\partial_\mu J_a^\mu = 0$, avec :

$$J_a^\mu = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \varphi_i)} [\kappa_a^\nu(x) \partial_\nu \varphi - F_{i,a}(\varphi, \partial_\mu\varphi)] - \kappa_a^\mu(x) \mathcal{L} \quad (1.6)$$

A titre d'illustration, on peut considérer l'invariance du lagrangien par translation :

$$x_\mu \rightarrow x'_\mu = x_\mu + \epsilon_\mu \quad (1.7)$$

où $\epsilon_\mu = cte$, et $\kappa_\mu^a = \delta_\mu^a$. Dans ce cas précis, il s'agit d'une symétrie de l'espace-temps, donc une symétrie externe. Il n'y a donc pas de transformation $F_{i,a}$ dans l'espace interne. Le théorème de Noether mène alors à la quadri-divergence nulle du tenseur énergie impulsion $\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0$, où :

$$T^{\mu\nu} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \varphi)} \partial^\nu \varphi - \eta^{\mu\nu} \mathcal{L} \quad (1.8)$$

T^{00} représente la densité hamiltonienne, et T^{0i} la densité d'impulsion du système. Ainsi, la conservation de la quadri-impulsion résulte de l'invariance du lagrangien par translation dans l'espace-temps. De manière similaire, une invariance par rotation dans un espace interne conduit à une équation de continuité pour un courant généralisé J^μ , la nature du courant étant dictée par le type de transformation étudié.

Champ scalaire

Au bas de l'échelle de la complexité se situe le champ de phonon. La propagation des phonons est modélisée par une chaîne d'oscillateurs masse-ressort dont on peut étudier les modes de vibration longitudinaux. En passant à la limite du milieu continu, le lagrangien d'un tel champ scalaire neutre φ se résume à :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \varphi \partial^\mu \varphi - V(\varphi) \quad (1.9)$$

Dans le cas d'une particule de masse m libre de toute interaction, le potentiel s'écrit $V = \frac{1}{2} m \varphi^2$, ce qui conduit, pour l'équation d'Euler–Lagrange, à l'équation de Klein–Gordon :

$$(\square + m^2) \varphi = 0 \quad (1.10)$$

dont les solutions sont des ondes planes "d'énergie positive et négative" :

$$\varphi_k^\pm(\vec{x}, t) = N e^{i(\vec{k} \cdot \vec{x} \mp E_k t)} \quad (1.11)$$

avec $E_k = \sqrt{m^2 + \vec{k}^2} > 0$, pour un mode de vecteur d'onde \vec{k} . Pour cette équation de Klein–Gordon, on établit l'équation de continuité :

$$\begin{aligned} \partial_\mu J^\mu = 0 \quad \text{avec} \quad J^\mu &= i\varphi^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \varphi \equiv i\varphi^* \overrightarrow{\partial}^\mu \varphi - i\varphi^* \overleftarrow{\partial}^\mu \varphi \\ &= i\varphi^* \partial^\mu \varphi - i(\partial^\mu \varphi^*) \varphi \end{aligned} \quad (1.12)$$

Habituellement, la composante J^0 représente une densité de probabilité $\rho = \|\varphi\|^2 = J^0 = i\varphi^* \overleftrightarrow{\partial}^0 \varphi$, ce qui définit implicitement un produit scalaire pour 2 champs φ_1 et φ_2 , ainsi que la normalisation associée :

$$\langle \varphi_1 | \varphi_2 \rangle = \int d^3x \varphi_1^* \overleftrightarrow{\partial}_0 \varphi_2 \quad , \quad N_i^2 = \langle \varphi_i | \varphi_i \rangle = \int d^3x \|\varphi_i\|^2 \quad (1.13)$$

La normalisation N des solutions d'énergie positive et négative peut alors être déterminée. On constate que la norme de φ^+ est positive, mais celle de φ^- est négative. Pour φ vérifiant l'équation de Klein–Gordon, ceci rend impossible l'interprétation de $\|\varphi\|^2$ comme densité de probabilité de présence. Ce désagrément, occasionné par la forme du courant J^μ , provient du fait que l'équation de Klein–Gordon est une équation différentielle d'ordre 2 en temps. C'est d'ailleurs une des motivations qui a conduit à l'équation de Dirac.

Comme toute équation différentielle linéaire de second ordre, on peut réécrire l'équation de Klein–Gordon comme un système linéaire de 2 équations différentielles du premier ordre qui, sous forme matricielle, s'apparente à une équation de Schrödinger :

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H \Psi \quad (1.14)$$

Cependant, le problème de la densité de probabilité non définie positive subsiste pour Ψ . En outre, le Hamiltonien H ainsi obtenu n'est pas hermitien, et cette formulation des équations de champ traite l'espace et le temps de manière non équivalente, car H contient des dérivées spatiales du second ordre.

La mécanique quantique étudie des systèmes physiques au niveau de la "première quantification". Un système est modélisé par une fonction d'onde, ou un vecteur d'état, dont l'évolution est décrite par des opérateurs. La quantification signifie que le système n'a accès qu'à un nombre discret d'états (énergétiques par exemple). La théorie quantique des champs relève de la "deuxième quantification". Un champ est construit à partir des opérateurs de création et d'annihilation de la mécanique quantique. Le champ agit ainsi sur les états d'un espace de Fock. Lorsqu'on décompose le champ en ses modes de Fourier, on peut formellement identifier les particules à des quanta d'excitation de ces modes, et c'est le champ lui-même qui est quantifié. La traduction des solutions précédentes en terme de champ quantique s'écrit :

$$\varphi(x) = \int \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^3} \frac{1}{2\omega_k} \left\{ a(\vec{k}) e^{-ikx} + a^\dagger(\vec{k}) e^{ikx} \right\} \quad , \quad kx = k^\mu x_\mu \quad (1.15)$$

Pour un champ classique, $a(\vec{k})$ correspond à l'amplitude du mode de vecteur d'onde \vec{k} . Du point de vue quantique, a et a^\dagger deviennent respectivement des opérateurs d'annihilation et de création de quantum de champ.

Un champ scalaire chargé φ est ensuite défini grâce à deux champs scalaires neutres φ_1 et φ_2 de même masse m :

$$\varphi(x) = \frac{\varphi_1 + i\varphi_2}{\sqrt{2}} = \int \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3 2\omega_k} \left\{ a(\vec{k})e^{-ikx} + b^\dagger(\vec{k})e^{ikx} \right\} \quad (1.16)$$

avec les conventions suivantes :

$$a(\vec{k}) = \frac{a_1(\vec{k}) + ia_2(\vec{k})}{\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad b(\vec{k}) = \frac{a_1(\vec{k}) - ia_2(\vec{k})}{\sqrt{2}} \quad (1.17)$$

Le lagrangien libre est analogue à celui rencontré pour un champ scalaire neutre :

$$\mathcal{L} = \partial^\mu \varphi^* \partial_\mu \varphi - m^2 \varphi^* \varphi \quad (1.18)$$

Ce champ, à deux degrés de liberté, obéit également à une équation de type Klein–Gordon. Il est qualifié de "chargé" car a^\dagger et b^\dagger correspondent à des opérateurs de création de particules de charge +q et -q respectivement.

Champ fermionique

L'équation de Dirac est née de la volonté de trouver une équation relativiste "de type Schrödinger", qui soit du premier ordre en temps et en espace, dont le Hamiltonien soit hermitien, afin que la norme associée soit définie positive.

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H \Psi = (\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta m) \Psi \quad \text{avec} \quad \vec{p} = -i \vec{\nabla} \quad (1.19)$$

Un traitement algébrique permet de déterminer les matrices $\vec{\alpha}$ et β , et de reformuler l'équation de Dirac sous une forme covariante :

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \Psi = (i\rlap{/}\partial - m) \Psi = 0 \quad (1.20)$$

Les matrices γ^μ sont des matrices 4×4 vérifiant la relation d'anticommution $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2\eta^{\mu\nu}$, qui peuvent être écrites à partir des matrices de Pauli σ_i :

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

Ψ est un bi-spineur à 4 composantes. Les solutions de l'équation de Dirac sans interaction sont analogues à celle rencontrées pour les champs scalaires :

$$\Psi_p^\pm(\vec{x}, t) = N e^{i(\vec{p} \cdot \vec{x} \mp E_p t)} \begin{pmatrix} \theta \\ \chi \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

On peut identifier l'équation de Dirac comme étant une équation d'Euler–Lagrange pour le lagrangien :

$$\mathcal{L} = \frac{i}{2} \bar{\Psi} \overleftrightarrow{\not{\partial}} \Psi - m \bar{\Psi} \Psi \quad (1.23)$$

Le courant conservé correspondant à l'équation de Dirac peut s'écrire $J^\mu = \Psi^\dagger \gamma^0 \gamma^\mu \Psi = \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi$. Comme pour l'équation de Klein–Gordon, on peut assimiler la première composante J^0 à une densité de probabilité $\Psi^\dagger \gamma^0 \gamma^0 \Psi = \bar{\Psi} \Psi$, ce qui définit implicitement un produit scalaire permettant de calculer N . Cette fois, la norme est définie positive.

La convention adoptée ici pour les "énergies positives et négatives" est la suivante :

$$E = \pm \sqrt{p^2 + m^2} = \pm E_p \quad , \quad \text{avec} \quad E_p > 0 \quad (1.24)$$

Les solutions de l'équation de Dirac libre sont les bi-spineurs d'énergie positive $u(\vec{p}, s)$ et d'énergie négative $v(\vec{p}, s)$:

$$(\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta m) \begin{cases} u(\vec{p}, s) \\ v(-\vec{p}, s) \end{cases} = E_p \begin{cases} u(\vec{p}, s) \\ -v(-\vec{p}, s) \end{cases} \quad (1.25)$$

qui s'écrivent :

$$u(\vec{p}, s) = \sqrt{E_p + m} \begin{pmatrix} \vec{a}_s \\ \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{E_p + m} \vec{a}_s \end{pmatrix} \quad , \quad v(\vec{p}, s) = \sqrt{E_p + m} \begin{pmatrix} \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{E_p + m} \vec{b}_s \\ \vec{b}_s \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

Les vecteurs \vec{a}_s et \vec{b}_s sont des spineurs à 2 composantes. Après quantification, les solutions deviennent :

$$\Psi(x) = \int \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^3} \frac{m}{E} \sum_s \left\{ u(\vec{k}, s) b(\vec{k}, s) e^{-ikx} + v(\vec{k}, s) d^\dagger(\vec{k}, s) e^{ikx} \right\} \quad (1.27)$$

La structure des solutions de l'équation de Dirac permet de décrire un degré de liberté interne supplémentaire : le spin 1/2 de la particule. Pour donner une signification à ce nouveau nombre quantique s , on peut faire appel au théorème de Noether, qui permet d'établir que l'invariance sous les rotations du groupe de Lorentz mène à la conservation du moment cinétique. L'opérateur moment cinétique prend la forme suivante [1] :

$$\vec{J} = \int d^3 \vec{x} \Psi^\dagger \left(\vec{L} + \frac{1}{2} \vec{\Sigma} \right) \Psi \quad (1.28)$$

où :

- $\vec{L} = \vec{x} \wedge \vec{p} = \vec{x} \wedge (-i \vec{\nabla})$ est l'opérateur du moment cinétique orbital de la mécanique quantique ;
- $\vec{\Sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_k & 0 \\ 0 & \sigma_k \end{pmatrix}$ représente la contribution due au spin.

Comme on cherche à mettre en évidence le spin de la particule, il suffit de considérer une particule au repos, ce qui permet de s'affranchir de la partie orbitale du moment cinétique. Pour une particule de "nombre quantique s ", la projection du spin le long de l'axe z vaut : $J_z b^\dagger(\vec{0}, s) |0\rangle$. En utilisant l'expression explicite du champ Ψ en fonction des opérateurs b et d^\dagger , et en mettant à profit les relations de commutation, on trouve :

$$J_z b^\dagger(\vec{0}, s) |0\rangle = \left(\vec{a}_s^\dagger \frac{\sigma^3}{2} \vec{a}_s \right) b^\dagger(\vec{0}, s) |0\rangle \quad (1.29)$$

En choisissant les spineurs \vec{a}_s de la forme $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ et $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$, les états à une particule sont vecteurs propres de J_z , de valeur propre +1/2 et -1/2 respectivement. Le même raisonnement pour une antiparticule $d^\dagger(\vec{0}, s) |0\rangle$ conduit aux mêmes choix pour \vec{b}_s , mais le signe de la valeur propre associée se trouve inversé. En conclusion, l'équation de Dirac décrit bien des fermions de spin $s = 1/2$.

Champ électromagnétique

Pour écrire les équations de l'électromagnétisme de Maxwell sous forme covariante, on définit le quadri-potential $A^\mu = (V, \vec{A})$, et le tenseur du champ électromagnétique $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. Les équations de Maxwell s'écrivent alors de manière synthétique :

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = J^\nu \quad \text{et} \quad \partial_\mu \tilde{F}^{\mu\nu} = 0 \quad (1.30)$$

où $J^\nu = (\rho, \vec{j})$ est le terme source du champ électromagnétique. $\tilde{F}^{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}F_{\rho\sigma}$ est appelé "tenseur dual" du champ électromagnétique, et $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ est le tenseur totalement antisymétrique de Levi-Civita, qui vaut 1 si la permutation " $\mu\nu\rho\sigma$ " est paire, -1 si elle est impaire, et 0 si deux indices sont identiques.

Pour décrire la théorie classique de l'électromagnétisme, on utilise le lagrangien de Maxwell :

$$\mathcal{L}_{Maxwell} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.31)$$

On se place ici en dehors des sources ($J^\mu = 0$). Cependant, le choix du lagrangien de Maxwell pose problème dans le cadre d'une théorie quantique des champs. En effet, la seconde quantification consiste à imposer aux opérateurs les relations de commutation :

$$[A^\mu(\vec{x}, t), \Pi^\nu(\vec{y}, t)] = i\eta^{\mu\nu}\delta^3(\vec{x} - \vec{y}) \quad , \quad \text{avec} \quad \Pi^\nu = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_0 A_\nu} \quad (1.32)$$

Π^μ désigne le moment conjugué du champ A^μ . Avec le lagrangien de Maxwell, le moment conjugué s'écrit : $\Pi^\mu = F^{\mu 0} = \partial^\mu A^0 - \partial^0 A^\mu$ et par conséquent, la composante Π^0 est nulle. La relation de commutation entre les composantes temporelles ne peut donc pas être satisfaite. C'est pourquoi on "généralise" la théorie de Maxwell en ajoutant un second terme dans le lagrangien :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{\beta}{2}(\partial_\mu A^\mu)^2 \quad (1.33)$$

L'introduction du deuxième terme est un artefact mathématique qui permet de définir un champ électromagnétique quantique :

$$A_\mu(x) = \int \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^3} \frac{1}{2\omega_k} \sum_{\lambda=0}^3 \left\{ \epsilon_\mu(\vec{k}, \lambda) a(\vec{k}, \lambda) e^{-ikx} + \epsilon_\mu(\vec{k}, \lambda) a^\dagger(\vec{k}, \lambda) e^{ikx} \right\} \quad (1.34)$$

L'indice λ dénote la polarisation du quantum de champ, et ϵ_μ est un vecteur de polarisation.

Dans la théorie classique de Maxwell, seuls les 2 états de polarisation transverse ($\lambda = 1, 2$) sont des états physiques. Pour mettre en évidence cette propriété, considérons une onde électromagnétique de vecteur d'onde $\vec{k} = (0, 0, k)$. Comme le potentiel contient plus de degrés de liberté qu'il n'en faut pour décrire le champ électromagnétique, on peut contraindre A^μ à vérifier la condition de jauge de Lorentz : $\partial_\mu A^\mu = 0$. Ceci implique pour le vecteur de polarisation : $\epsilon^\mu k_\mu = 0$, soit encore : $\epsilon^0 k_0 + \epsilon^3 k_3 = 0$. Par ailleurs, dans cette jauge, l'équation du mouvement $\square A^\mu = 0$ entraîne, pour les composantes du vecteur d'onde : $k^2 = 0 = (k^0)^2 - (k^3)^2$. Ainsi, $k_0 = k^0 = k^3 = -k_3 = E$, et finalement $\epsilon^0 = \epsilon^3$.

Pour contraindre le dernier degré de liberté "superflu" du potentiel, on peut par exemple choisir la condition de jauge de radiation, déterminée par : $A_0 = 0$ et $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$. Cette dernière condition implique $\vec{k} \cdot \vec{\epsilon} = 0$, ce qui permet de conclure que le vecteur de polarisation est nécessairement transverse : $\epsilon^\mu = (0, \epsilon^1, \epsilon^2, 0)$.

Pour le lagrangien de Maxwell, on note qu'il est possible de quantifier A_μ dans la jauge de radiation [2] : les variables temporelles $\Pi_0 = 0$ et $A_0 = 0$ ne sont pas des variables dynamiques et disparaissent de la théorie. Cependant, cette jauge n'est pas compatible avec une formulation covariante. Si l'on souhaite une théorie covariante des champs quantiques, on doit abandonner cette jauge. Aussi, dans la théorie étendue de Gupta–Blueber ($\beta \neq 0$), quatre états de polarisation sont a priori autorisés. Ceci induit de sévères complications : les "nouveaux" états quantiques de polarisation longitudinale ont alors une norme négative, et ne constituent donc pas des états physiques. Par conséquent, il faut restreindre l'espace de Fock de Gupta–Blueber au sous-espace des états physiques de Maxwell $\{|\varphi^{phys}\rangle\}$, qui doivent vérifier la condition : $\langle \varphi_2^{phys} | \partial_\mu A^\mu | \varphi_1^{phys} \rangle = 0$. Cette approche est nettement différente de la quantification dans la jauge de Lorentz, qui consiste à choisir $\partial_\mu A^\mu = 0$ dans le lagrangien de Maxwell ($\beta = 0$).

Théories de jauge

A l'exception du champ électromagnétique, les lagrangiens mentionnés jusqu'à présent ne permettent que de mettre en équation des champs libres. Un lagrangien construit comme la simple somme de lagrangiens libres n'est pas suffisant pour créer une théorie de champs en interaction. La physique issue des équations d'Euler–Lagrange ne serait que juxtaposition de théories cloisonnées. Il est donc nécessaire d'introduire des termes de couplage entre champs quantiques, qui décriront les interactions entre les quanta d'excitation de champ.

Dans la théorie de l'électrodynamique quantique par exemple, dans le vide, on peut faire interagir des électrons relativistes et des photons grâce au lagrangien :

$$\mathcal{L} = \underbrace{\bar{\Psi} \left(\frac{i \overleftrightarrow{\partial}}{2} - m \right) \Psi}_{\text{électron libre}} - \underbrace{\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}}_{\text{photon libre}} - \frac{\beta}{2} (\partial_\mu A^\mu)^2 - \underbrace{J_\mu A^\mu}_{\text{couplage } e/\gamma} \quad (1.35)$$

Ici, J^μ est le courant fermionique $e \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi$. Certains termes de couplage apparaissent naturellement dans la théorie lorsqu'on requiert que le lagrangien soit invariant de jauge, c'est-à-dire globalement inchangé lorsqu'on effectue une transformation interne sur les champs. Certains autres, comme les couplages de Yukawa entre fermions et champ de Higgs, sont ajoutés pour reproduire des observations expérimentales.

Digression préalable sur les groupes de symétrie continue.

De façon générale, un élément g d'un groupe de symétrie continue peut être décomposé comme une série de transformations successives "d'amplitude $\theta_a(x)$ ", engendrées par les générateurs X^a de l'algèbre associée : $g(x) = e^{-g\theta^a X_a}$. L'élément g est une entité abstraite. On peut lui associer une représentation, par exemple une matrice, qui définira son action dans un espace vectoriel particulier. Ainsi, une transformation dans l'espace des spins peut être représentée par la matrice $G(x) = e^{-g\theta^a T_a}$, où T_a est la matrice représentant le générateur X_a dans l'espace des spins.

Un groupe est abélien si ses générateurs commutent, et non-abélien dans le cas contraire. Si les générateurs entretiennent des relations de commutation du type : $[X_a, X_b] = \epsilon_{abc} X_c$, alors on parle de groupe et d'algèbre de Lie. Les constantes ϵ_{abc} sont les constantes de structure de l'algèbre de Lie, et ne dépendent pas de la représentation.

$U(1)$ est un groupe abélien, car il possède un seul générateur (qui commute avec lui-même). Une transformation de jauge locale vis-à-vis du groupe $U(1)$ pour un champ de Dirac s'écrit :

$$\Psi \rightarrow \Psi'(x) = e^{-iq\theta(x)}\Psi(x) \quad (1.36)$$

La rotation est paramétrée par le scalaire $\theta(x)$, qui dépend du point d'espace-temps, et q est la constante de couplage du groupe de jauge $U(1)$. Dans le lagrangien libre de Dirac, le terme de masse $m\bar{\Psi}\Psi$ est insensible à cette transformation. Par contre, pour le terme cinétique :

$$\partial_\mu\Psi \rightarrow \partial_\mu\Psi'(x) = e^{-iq\theta(x)}\partial_\mu\Psi(x) - iq\partial_\mu\theta(x)e^{-iq\theta(x)}\Psi(x) \quad (1.37)$$

Le lagrangien libre n'est donc pas "par construction" invariant sous les transformations locales du groupe $U(1)$. Cependant, si une telle symétrie est observée expérimentalement, on doit l'imposer dans le lagrangien. Pour cela, on introduit la dérivée covariante de jauge D_μ , qui doit se transformer comme suit :

$$D_\mu\Psi \rightarrow D'_\mu\Psi'(x) = e^{-iq\theta(x)}D_\mu\Psi(x) \quad (1.38)$$

Ceci nécessite l'ajout d'un champ de jauge A_μ , vérifiant : $D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu$. Cette forme particulière de la dérivée covariante est suggérée par le terme de couplage du lagrangien de l'électrodynamique :

$$\mathcal{L} = \dots + i\bar{\Psi}\not{\partial}\Psi + J_\mu A^\mu = \bar{\Psi}(i\partial_\mu - qA_\mu)\gamma^\mu\Psi \quad (1.39)$$

Maintenant, on peut écrire :

$$D'_\mu\Psi'(x) = (\partial_\mu + iqA'_\mu)\left(e^{-iq\theta(x)}\Psi(x)\right) \quad (1.40)$$

qui peut se mettre sous la forme $D'_\mu\Psi'(x) = e^{-iq\theta(x)}D_\mu\Psi(x)$ à condition d'imposer : $A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu\theta$. On retrouve ici la condition de jauge de Lorentz de l'électromagnétique classique. En conclusion, on peut rendre un lagrangien invariant sous des transformations de jauge, à condition d'introduire un champ de jauge. La loi de transformation du champ de jauge est imposée par la nature du groupe de jauge.

Par ailleurs,

$$[D_\mu, D_\nu] = iq(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) \equiv iqF_{\mu\nu} \quad (1.41)$$

En regard de ce qui a été établi pour le champ électromagnétique, pour un lagrangien respectant la symétrie $U(1)$ contiendra le terme de jauge $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$.

Pour des groupes non-abéliens, comme $SU(2)$, la démarche est similaire. On assure l'invariance de jauge du lagrangien grâce à la dérivée covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu\mathbb{1} + gA_\mu^a T_a = \partial_\mu\mathbb{1} + gA_\mu \quad (1.42)$$

Sous une transformation locale $\Psi \rightarrow \Psi' = G\Psi = e^{-g\theta^a T_a}$, le champ de jauge doit maintenant obéir à :

$$A'_\mu = G\left\{A_\mu - \frac{1}{g}G^{-1}\partial_\mu G\right\}G^{-1} \quad (1.43)$$

Comme précédemment, le calcul du terme cinétique des champs de jauge dans le lagrangien est issu du commutateur :

$$[D_\mu, D_\nu] = g(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) + g^2[A_\mu, A_\nu] \equiv gF_{\mu\nu} \quad (1.44)$$

En décomposant $A_\mu = A_\mu^a T_a$, $A_\nu = A_\nu^b T_b$, et en utilisant les propriétés de commutation de l'algèbre de Lie : $[T_a, T_b] = \epsilon_{abc} T_c$, on obtient le tenseur :

$$F_{\mu\nu} = F_{\mu\nu}^c T_c = \left\{ \partial_\mu A_\nu^c - \partial_\nu A_\mu^c + \epsilon_{abc} A_\mu^a A_\nu^b \right\} T_c \quad (1.45)$$

Pour un groupe non-abélien, le lagrangien contiendra finalement $F_{\mu\nu}^c F_c^{\mu\nu}$. Conséquence remarquable de la structure non-abélienne, la présence du terme $A_\mu^a A_\nu^b$ induit des couplages tri-linéaires et quadri-linéaires entre les champs de jauge, ce qui n'est pas autorisé pour une invariance de jauge abélienne. Le groupe $SU(2)$ possède 3 générateurs, qui sont représentés pour un espace vectoriel de dimension 2 par les matrices de Pauli : $X_a = -\frac{i}{2} \sigma_a$.

1.2 L'interaction électrofaible

L'interprétation de l'interaction électrofaible en tant que théorie de jauge, unifiant l'électromagnétique et la force faible, est issue des travaux de Yang-Mills, puis Glashow, Weinberg et Salam [3]. Yang et Mills, observant la quasi-dégénérescence de masse entre proton et neutron, ainsi que leur apparente indiscernabilité vis-à-vis de l'interaction forte, ont proposé une théorie de l'isospin fort, dans laquelle une rotation d'isospin permet de transformer proton en neutron et réciproquement. Proton et neutron appartiennent alors à un doublet d'isospin fort, et le lagrangien de l'interaction forte est invariant sous les transformations globales de $SU(2)$. Envisageant les implications d'une symétrie locale, ils initient les premiers concepts de l'interaction électrofaible, qui seront ensuite repris par Glashow, Weinberg et Salam dans le cadre d'une symétrie $SU(2) \times U(1)$. Ces derniers identifient les 4 champs de jauge d'un tel groupe de jauge à 4 bosons vecteurs : le photon, et les bosons impliqués dans les courants chargés W^\pm et neutres Z^0 de l'interaction faible.

Le point de départ : les leptons

En ce qui concerne la construction du lagrangien, la phénoménologie des interactions faibles impose certaines restrictions. La violation de la parité observée dans les désintégrations β indique que les neutrinos sont produits uniquement dans un état d'hélicité négative, c'est-à-dire que spin et impulsion sont anti-parallèles. Ainsi, seules les projections du spineur du neutrino sur les états propres d'hélicité négative doivent figurer dans la théorie. Cependant, l'hélicité d'une particule massive dépend du référentiel de mesure. Pour construire une théorie invariante de Lorentz, les projecteurs d'hélicité doivent être substitués par les projecteurs de chiralité : $P^\pm = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)$. Suivant le modèle de Yang-Mills, les champs fermioniques de l'électron et du neutrino sont organisés :

- en doublets d'isospin faible ($T = \frac{1}{2}$; $T_3 = \pm \frac{1}{2}$) pour les composantes "gauches" :

$$L_e = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L^- \end{pmatrix} = \frac{1 - \gamma^5}{2} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad (1.46)$$

- en singlets pour les composantes "droites", le neutrino droit ν_R étant interdit :

$$R_e = \{e_R\} = \frac{1 + \gamma^5}{2} e \quad (1.47)$$

La symétrie $SU(2)$ est donc restreinte à $SU(2)_L$, et les composantes droites se comportent comme des scalaires par rapport à ces transformations. Les autres générations de leptons, μ et τ , adoptent la même structure d'isospin. Du point de vue des symétries internes locales, une rotation dans l'espace d'isospin

faible associé à $SU(2)_L$ s'écrit : $G(x) = e^{\frac{i}{2}g\theta_a(x)\sigma^a}$. Dans le cas de $U(1)_Y$, les transformations $G'(x) = e^{g'\alpha(x)Y}$ agissent dans un espace d'hypercharge faible, le générateur du groupe étant noté Y . Afin d'assurer une invariance de jauge sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$, il convient de généraliser la dérivée covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu \mathbb{1} + ig \overrightarrow{W}_\mu \cdot \overrightarrow{\sigma} + \frac{ig'}{2} Y B_\mu \mathbb{1} \quad (1.48)$$

Le lagrangien contenant les leptons ($\ell = e, \mu, \tau$) et les champs de jauge s'exprime alors comme :

$$\mathcal{L} = \bar{L}_\ell i\gamma^\mu \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} \overrightarrow{\sigma} \cdot \overrightarrow{W}_\mu + \frac{ig'}{2} Y B_\mu \right) L_\ell + \bar{R}_\ell i\gamma^\mu \left(\partial_\mu + \frac{ig'}{2} Y B_\mu \right) R_\ell - \frac{1}{4} W^{\mu\nu} W_{\mu\nu} - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} \quad (1.49)$$

Il contient des termes de courant isovecteur ($\sim \overrightarrow{\sigma}$) et isoscalaire ($\sim Y$), et des termes de jauge usuels pour les groupes non abélien $SU(2)_L$ et abélien $U(1)_Y$. Glashow, Weinberg et Salam ont confronté le lagrangien de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ à celui de l'électrodynamique quantique, invariant sous les transformations de jauge de $U(1)_{EM}$. Le terme de courant de l'électrodynamique : $J_{EM}^\mu = \bar{\Psi}_e \gamma^\mu \Psi_e$ peut se mettre sous la forme :

$$J_{EM}^\mu = -\bar{L}_e \gamma^\mu \frac{\sigma_3}{2} L_e + \frac{1}{2} \bar{L}_e \gamma^\mu L_e + \bar{R}_e \gamma^\mu R_e \quad (1.50)$$

On retrouve effectivement un courant de cette nature dans le lagrangien de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ à condition d'imposer $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$. Le courant électromagnétique J_{EM}^μ se couple au photon A_μ qui est, par identification, un mélange des champs de jauge W_μ^3 et B_μ . Les relations issues de l'unification électrofaible s'énoncent comme suit :

$$\begin{aligned} A_\mu &= \cos(\theta_W) B_\mu + \sin(\theta_W) W_\mu^3, \quad \text{où } \theta_W \text{ est l'angle de mélange} \\ Z_\mu^0 &= -\sin(\theta_W) B_\mu + \cos(\theta_W) W_\mu^3 \\ W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \\ e &= g \sin(\theta_W) = g' \cos(\theta_W) \end{aligned} \quad (1.51)$$

Les quarks

L'interaction faible entre quarks emprunte, pour chaque génération et pour chaque valeur de la charge de couleur, la même structure de doublet et singlet d'isospin que celle des leptons. Cependant, à la différence des interactions leptoniques, des transitions faibles entre quarks de différentes familles ont été observées expérimentalement. Pour en rendre compte dans la théorie, la matrice unitaire de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [4] (ou matrice CKM) introduit un mélange entre les "états propres de jauge" (figurant dans le lagrangien de l'interaction faible) et les états physiques ou "états propres de masse" (solutions de l'équation de propagation de Dirac $(i\partial - m)\Psi = 0$, et dont la masse est bien définie) :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.52)$$

Les éléments de la matrice CKM correspondent aux amplitudes des transitions faibles entre quarks. Traditionnellement, le mélange est effectué sur les quarks de type "down", dont la projection d'isospin vaut $T_3 = -\frac{1}{2}$. Le premier doublet de quark devient donc :

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} u \\ d' = V_{ud}d + V_{us}s + V_{ub}b \end{pmatrix} \quad (1.53)$$

La brisure spontanée de la symétrie électrofaible

Pour rendre compte de l'existence d'un seul boson vecteur sans masse, le photon, et de 3 bosons vecteurs massifs, W^\pm, Z^0 , la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ du modèle de Glashow-Weinberg-Salam est nécessairement non exacte, elle doit être brisée.

Une symétrie exacte requiert des champs de jauge de masse nulle. Pour la symétrie $U(1)$ par exemple, un terme de masse pour le champ de jauge du type $\frac{1}{2}m_A^2 A_\mu A^\mu$ n'est pas invariant sous la transformation : $A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu \theta$. Au niveau quantique, le photon doit demeurer non massif à tous les ordres de la théorie des perturbations. Lorsqu'on évalue, pour le propagateur du photon, les corrections quantiques induites par la polarisation du vide, le propagateur "exact" peut se mettre sous la forme synthétique [1] :

$$\mu \text{ --- } \underbrace{\text{---}}_{\vec{q}} \text{ --- } \text{---} \nu = \frac{-i\eta_{\mu\nu}}{q^2(1-\Pi(q^2))}$$

Ce propagateur exact est calculé grâce à un développement perturbatif, qui prend la forme d'une suite géométrique. La "raison" de la suite géométrique est un tenseur :

$$i\Pi^{\mu\nu} = i(q^2\eta^{\mu\nu} - q^\mu q^\nu)\Pi(q^2) \quad (1.54)$$

qui représente la contribution aux polarisations du vide de tous les "diagrammes irréductibles à une particule". A la seule condition qu'aucun état à une particule scalaire ne contribue aux corrections radiatives, il est possible de montrer [1] que $\Pi(q)$ possède un comportement régulier quand $q^2 \rightarrow 0$. Dans ce cas, le seul pôle du propagateur exact est 0, ce qui signifie que le photon est sans masse.

Les bosons de Goldstone

Dans le modèle standard, la brisure de symétrie fait appel au mécanisme de Higgs-Brout-Englert [5], qui s'inspire fortement du théorème de Goldstone évoqué ci-dessous.

Décomposons un lagrangien générique en sa partie "cinétique", fonction des dérivées de champs, et sa partie potentielle dépendant des champs : $\mathcal{L}(\Phi^a, \partial_\mu \Phi^a) = T(\partial_\mu \Phi^a) - V(\Phi^a)$. Si V possède un minimum pour une valeur Φ_0 du champ, alors on peut procéder à un développement au deuxième ordre au voisinage du minimum :

$$V(\Phi) = V(\Phi_0) + \frac{1}{2} \underbrace{\left(\frac{\partial^2 V}{\partial \Phi^a \partial \Phi^b} \right)_{\Phi_0}}_{m_{ab}^2} (\Phi^a - \Phi_0^a)(\Phi^b - \Phi_0^b) \quad (1.55)$$

En supposant que le lagrangien est invariant sous une transformation continue du type :

$$\Phi^a \rightarrow \Phi^a + \alpha F^a(\Phi) \quad (1.56)$$

où α est le paramètre infinitésimal de la transformation, alors le terme potentiel doit être invariant : $V(\Phi^a) = V(\Phi^a + \alpha F^a(\Phi))$, soit encore : $F^a(\Phi) \frac{\partial V(\Phi)}{\partial \Phi^a} = 0$. Une fois différenciée par rapport à Φ^b , et évaluée en $\Phi = \Phi_0$, cette relation devient :

$$F^a(\Phi_0) \left(\frac{\partial^2 V}{\partial \Phi^a \partial \Phi^b} \right)_{\Phi_0} = 0 \quad (1.57)$$

Cette dernière expression est à la base du théorème de Goldstone. Si "l'état fondamental" Φ_0 possède la même symétrie que le lagrangien, alors quel que soit a , $F^a(\Phi_0) = 0$ et la relation est triviale. Dans le cas contraire, qui définit une brisure spontanée de symétrie, la théorie doit contenir autant de particules sans masse (bosons de Goldstone) que de générateurs brisant la symétrie du vide. La démonstration complète de ce théorème permet d'établir que ces particules doivent de surcroît être scalaires.

Les prémices du boson de Higgs : exemple de la symétrie $U(1)$

On considère un champ scalaire chargé $\Phi = \frac{\Phi_1 + i\Phi_2}{\sqrt{2}}$, dont le lagrangien s'écrit $\mathcal{L} = \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi - V(\Phi)$, et où le potentiel prend la forme d'un chapeau mexicain : $V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2$, avec $\mu^2 > 0$ (voir figure 1.1). Ce lagrangien est inchangé par une transformation globale du groupe $U(1)$: $\Phi \rightarrow \Phi' = e^{iq\theta} \Phi$.

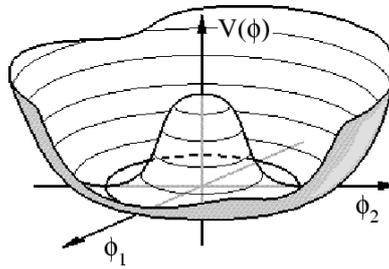


FIGURE 1.1 – Allure du potentiel : $V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2$

L'état du vide quantique correspond par définition à la configuration énergétique la plus stable, et est obtenu pour le minimum du potentiel :

$$\Phi^\dagger \Phi = \langle \Phi \rangle^2 = \frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2} \quad v = \text{valeur attendue dans le vide} \quad (1.58)$$

Un tel état n'est donc pas unique. En choisissant un état particulier pour le vide quantique, la nature brise spontanément la symétrie $U(1)$. Bien que le lagrangien conserve son invariance, l'état du vide n'est plus invariant par une rotation globale.

Par souci de simplicité, on choisit l'état du vide le long de l'axe réel. En développant le champ au voisinage du vide, $\Phi = \frac{v}{\sqrt{2}} + \frac{\Phi_1 + i\Phi_2}{\sqrt{2}}$, ce qui permet de réexprimer le potentiel au deuxième ordre :

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = -\frac{\mu^4}{4\lambda} + \frac{1}{2} 2\mu^2 \Phi_1^2 + 0 \times \Phi_2^2 \quad (1.59)$$

Ainsi, le champ scalaire neutre Φ_1 acquiert une masse, mais Φ_2 demeure sans masse.

Le mécanisme de Higgs exploite ces considérations dans le cadre d'une théorie de jauge locale. Pour que le lagrangien soit inchangé lors d'une rotation locale : $\Phi \rightarrow \Phi' = e^{iq\theta(x)} \Phi$, il faut introduire le champ de jauge A_μ , et remplacer la dérivée par la dérivée covariante de jauge : $\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu$. Le lagrangien du champ scalaire, pour une théorie de jauge, devient :

$$\mathcal{L} = D_\mu \Phi^\dagger D^\mu \Phi - V(\Phi) - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \quad (1.60)$$

En effectuant le même choix pour la forme du potentiel, et en utilisant le développement du champ scalaire au voisinage du minimum, le calcul $(D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi$ fait apparaître, entre autres, les termes classiques

d'énergie cinétique : $\partial_\mu \Phi_1 \partial^\mu \Phi_1 + \partial_\mu \Phi_2 \partial^\mu \Phi_2$, un terme de masse pour A_μ , et un couplage entre le champ scalaire non massif et le champ de jauge :

$$q^2 \frac{v^2}{2} A_\mu A^\mu + qv A_\mu \partial^\mu \phi_2 = \frac{1}{2} m_A^2 A_\mu A^\mu + A_\mu (m_A k^\mu) \quad \text{avec} \quad m_A = qv \quad (1.61)$$

Une valeur non nulle de v conduit donc formellement à une masse non nulle pour le champ de jauge. A la vue de ce qui a été discuté précédemment, il serait instructif de regarder les corrections radiatives au propagateur du photon induites par le boson scalaire de Goldstone Φ_2 . Pour cela, on peut interpréter ces deux termes comme des vertex sur lesquels viennent se brancher A_μ et A_ν . Au premier ordre des perturbations, on a [1] :



$$A_\mu \{ i m_A^2 \eta^{\mu\nu} \} A_\nu + A_\mu \left\{ (m_A k^\mu) \frac{i}{k^2} (-m_A k^\nu) \right\} A_\nu \quad (1.62)$$

En terme de contribution aux polarisations du vide,

$$\Pi^{\mu\nu} = m_A^2 \left(\eta^{\mu\nu} - \frac{k^\mu k^\nu}{k^2} \right) = \frac{m_A^2}{k^2} (k^2 \eta^{\mu\nu} - k^\mu k^\nu) \quad (1.63)$$

Une fois la symétrie brisée, l'existence d'un boson scalaire sans masse est responsable, à cause de la forme de son propagateur, de l'apparition d'une singularité pour $\Pi(k^2)$. Une fois sommé à tous les ordres des perturbations, la participation du boson de Goldstone aux corrections radiatives prend la forme : $\frac{-ig^{\mu\nu}}{q^2 - m_A^2}$. Le champ de jauge A^μ acquiert donc une masse m_A en "mangeant" le boson de Goldstone, par l'intermédiaire des corrections quantiques.

Étant donné que les bosons de Goldstone n'ont pas été observés expérimentalement, on ne leur attribue aucune réalité physique. On peut d'ailleurs les faire disparaître de la théorie en effectuant une transformation de jauge locale, pour se placer dans la jauge unitaire : $v + \Phi_1 + i\Phi_2 = e^{iq\theta(x)} (v + h(x))$. L'excitation $h(x)$ correspond au boson de Higgs, et le degré de liberté $\theta(x)$ au boson de Goldstone.

La brisure de symétrie dans le modèle standard

L'extension du mécanisme de Higgs au groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ nécessite tout d'abord de généraliser la dérivée covariante : $D_\mu = \partial_\mu \mathbb{1} + ig \vec{W}_\mu \cdot \frac{\vec{\sigma}}{2} + \frac{ig'}{2} Y B_\mu \mathbb{1}$.

Le champ scalaire chargé doit également adopter une structure de doublet d'isospin faible : $\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_+ \\ \Phi_0 \end{pmatrix}$.

Le même choix de potentiel conduit, une fois la symétrie brisée, à une valeur moyenne $\langle \Phi \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}}$ pour l'état quantique du vide. En se ramenant dans la jauge unitaire, pour mettre en évidence le boson de Higgs, et accessoirement les 3 bosons de Goldstone, on effectue un développement du champ au voisinage du minimum :

$$\Phi(x) = e^{ig\theta_a(x) \frac{\sigma_a}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.64)$$

Lors du calcul du lagrangien de $SU(2)_L \times U(1)_Y$:

$$\mathcal{L} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger \Phi) - \frac{1}{4} W^{\mu\nu} W_{\mu\nu} - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} \quad (1.65)$$

certains termes issus des dérivées covariantes s'apparentent à des termes de masse pour les bosons de l'interaction faible :

$$\frac{1}{2} \underbrace{\frac{g^2 v^2}{4}}_{m_W^2} (W_\mu^{+\dagger} W^{+\mu} + W_\mu^{-\dagger} W^{-\mu}) + \frac{1}{2} \underbrace{\frac{(g^2 + g'^2) v^2}{4}}_{m_Z^2} Z_\mu^{0\dagger} Z^{0\mu} \quad (1.66)$$

Aucune masse n'apparaît pour le photon, car la composante d'isospin $T_3 = +\frac{1}{2}$ du doublet Φ est nulle dans le vide. La masse du boson de Higgs : $\frac{1}{2}\mu^2 h^2$ provient du potentiel.

La valeur de v est accessible expérimentalement, grâce aux mesures des propriétés du muon. Dans la théorie effective de Fermi, où l'interaction faible est une force de contact, le calcul de la durée de vie du muon conduit au résultat :

$$\frac{1}{\tau_\mu} \simeq \frac{m_\mu^5 G_F^2}{192\pi^3} \rightarrow G_F = 1.1664 \cdot 10^{-11} \text{ MeV}^{-2} \quad (\text{constante de Fermi}) \quad (1.67)$$



Par ailleurs, dans la théorie de jauge, le contact ponctuel est remplacé par le propagateur du boson W massif. Dans la limite où l'impulsion du W est négligeable devant sa masse, le propagateur bosonique devient :

$$D_{\mu\nu}(q) = \frac{-i}{q^2 - m_W^2 + i\epsilon} \left(\eta_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{m_W^2} \right) \rightarrow \frac{i\eta_{\mu\nu}}{m_W^2} \quad (1.68)$$

D'où l'identification :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{1}{2v^2} \quad (1.69)$$

ce qui donne, pour la valeur attendue dans le vide du champ de Higgs : $v = 246 \text{ GeV}$.

Origine de la masse des fermions

Le mécanisme de Higgs confère de la masse aux bosons vecteurs électrofaibles, mais pas aux champs fermioniques. Des couplages spécifiques entre fermions et champ Φ ont été postulés par Yukawa pour y remédier. Dans le cas des leptons,

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^{lepton} = -g_l (\bar{R}\Phi^\dagger L + \bar{L}\Phi R) \quad (1.70)$$

g_l est la constante de couplage de Yukawa, paramètre libre de la théorie. Ce lagrangien est invariant sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$, et évalué dans le vide après brisure spontanée de symétrie, il donne le terme de masse "classique" :

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^{lepton} = -g_l \frac{v}{\sqrt{2}} (\bar{\Psi}_{lR} \Psi_{lL} + \bar{\Psi}_{lL} \Psi_{lR}) = -g_l \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{\Psi}_l \Psi_l = -m_l \bar{\Psi}_l \Psi_l \quad l = e, \mu, \tau \quad (1.71)$$

Par construction, comme la composante "up" du champ Φ est nulle, l'interaction de Yukawa ne couple que la composante $T_3 = -\frac{1}{2}$ du doublet gauche, et les neutrinos y sont insensibles.

Transposée dans le secteur des quarks, cette approche permet d'établir un couplage entre le champ de Higgs et les composantes *down* des doublets gauches de quarks. Mais elle doit être étendue afin d'inclure un couplage de la composante *up*. Une extension "minimale" consiste à ne pas introduire de nouveau champ. Pour ce faire, on fait appel à l'opérateur de conjugaison de charge, qui intervertit les composantes *up* et *down* du champ Φ :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_+ \\ \Phi_0 \end{pmatrix} \rightarrow \Phi^c = i\sigma_2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \Phi_0^* \\ -\Phi_+^* \end{pmatrix} \quad (1.72)$$

Finalement, en notant Q_L^f le doublet gauche de la famille f , u_R^f et d_R^f les singlets de type *up* et *down* respectivement, le lagrangien de Yukawa se met sous la forme :

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^{quark} = - \sum_{\text{famille } f} \left(g_d^f \bar{d}_R^f \Phi^\dagger Q_L^f + g_u^f \bar{u}_R^f \Phi^c Q_L^f + h.c. \right) \quad (1.73)$$

Après brisure de symétrie, les quarks obtiennent leur masse :

$$m_u^f = \frac{g_u^f v}{\sqrt{2}} \quad ; \quad m_d^f = \frac{g_d^f v}{\sqrt{2}} \quad (1.74)$$

Dans cette expression, les champs de quark sont les états propres de masse. Dans la base des états propres d'interaction faible, $Q_L \rightarrow Q'_L$, $u_R \rightarrow u'_R$, $d_R \rightarrow d'_R$. Le lagrangien de masse, pour ces états de mélange, contient des termes non diagonaux :

$$\mathcal{L}_{masse}^{quark} = - \sum_{i,j=1}^3 \left(h_{ij}^d \bar{d}'_{R,i} \frac{v}{\sqrt{2}} d'_{L,j} + h_{ij}^u \bar{u}'_{R,i} \frac{v}{\sqrt{2}} u'_{L,j} + h.c. \right) \quad (1.75)$$

Les termes de masses prennent donc la forme matricielle :

$$M_{ij}^u = \frac{v}{\sqrt{2}} h_{ij}^u \quad \text{et} \quad M_{ij}^d = \frac{v}{\sqrt{2}} h_{ij}^d \quad (1.76)$$

Comme toute matrice carrée, elles peuvent être diagonalisées par une transformation biunitaire :

$$\mathcal{M}^u = U_L^+ M^u U_R = \begin{pmatrix} m_u & & \\ & m_c & \\ & & m_t \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \mathcal{M}^d = D_L^+ M^d D_R = \begin{pmatrix} m_d & & \\ & m_s & \\ & & m_b \end{pmatrix} \quad (1.77)$$

Ces masses sont celles des champs de quarks physiques évoquées précédemment. Les états propres de masse et d'interaction faible sont liés par les matrices de passage :

$$u'_{L,i} = (U_L)_{ij} u_{L,j} \quad , \quad u'_{R,i} = (U_R)_{ij} u_{R,j} \quad , \quad d'_{L,i} = (D_L)_{ij} d_{L,j} \quad , \quad d'_{R,i} = (D_R)_{ij} d_{R,j} \quad (1.78)$$

Ce formalisme permet bien de traduire le changement de saveur occasionné par les courants faibles chargés. L'interaction courant-courant entre boson faible chargé et quarks contient en effet des termes :

$$\frac{g}{\sqrt{2}} J_\mu^+ W^{-\mu} \quad \text{avec} \quad J_\mu^+ = \bar{u}'_{L,i} \gamma_\mu d'_{L,i} = \bar{u}_{L,i} \gamma_\mu (U_L^+)_{ij} (D_R)_{jk} d_{L,k} \equiv \bar{u}_{L,i} \gamma_\mu (V^{CKM})_{ij} d_{L,i} \quad (1.79)$$

Par contre, les courants neutres conservent la saveur des quarks :

$$J_\mu^0 = \bar{u}'_{L,i} \gamma_\mu u'_{L,i} = \bar{u}_{L,i} \gamma_\mu u_{L,i} \quad (1.80)$$

1.3 L'interaction forte

L'interaction forte est responsable de la cohésion des nucléons sous forme d'états liés de quarks et de gluons. Elle figure au sein du modèle standard comme une théorie de jauge non-abélienne pour le groupe de symétrie $SU(3)_c$. La charge conservée est appelée "charge de couleur", d'où le nom de chromodynamique quantique (QCD) attribué à l'interaction forte. Le groupe $SU(3)_c$ possède 8 générateurs, qui peuvent être représentés par les matrices de Gell-Mann λ_a . La dérivée covariante de jauge fait donc intervenir 8 champs jauge G_μ^a appelés gluons :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s \frac{\lambda_a}{2} G_\mu^a \quad (1.81)$$

Le lagrangien utilisé pour décrire la chromodynamique quantique s'écrit :

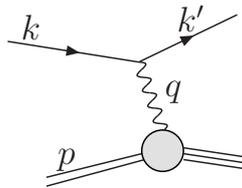
$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QCD} &= \bar{\Psi}(i \not{D} - m)\Psi - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \\ &= \underbrace{\bar{\Psi}(i \not{\partial} - m)\Psi}_{\text{quark libre}} + \underbrace{ig_s \bar{\Psi} \frac{\lambda_a}{2} G_a^\mu \Psi}_{\text{couplage quark-gluon}} - \underbrace{\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}}_{\text{gluon libre}} \end{aligned} \quad (1.82)$$

où le terme cinétique du lagrangien fait intervenir :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.83)$$

On remarque que la structure non-abélienne autorise des couplages entre gluons. Cette propriété a des conséquences phénoménologiques très fortes, comme nous le verrons par la suite.

Diffusion profondément inélastique et fonctions de densité de partons



$$\left\{ \begin{array}{l} Q^2 = -q^2 \\ \nu = p \cdot q = M_p(E' - E) \\ x = \frac{Q^2}{2\nu} \\ y = \frac{q \cdot p}{k \cdot p} = 1 - \frac{E'}{E} \end{array} \right. \quad (1.84)$$

FIGURE 1.2 – Diffusion profondément inélastique lepton-nucléon : $\ell + N \rightarrow \ell' + X$ avec dissociation du nucléon.

Les expériences de diffusion profondément inélastique de leptons (électrons, muons, neutrinos) sur des nucléons (voir figure 1.2) suggèrent que les nucléons sont formés de constituants ponctuels, les partons, qui interagissent de manière quasi-libre durant la diffusion. La diffusion lepton-nucléon est alors décrite comme la superposition de diffusions incohérentes lepton-parton. La probabilité $f_a(\xi)$ que le lepton interagisse avec un parton de type a véhiculant une fraction ξ de l'impulsion du nucléon est appelée *fonction de densité partonique* et notée \mathcal{PDF} . Pour décrire le processus de diffusion profondément inélastique $\ell + N \rightarrow \ell' + X$, le concept de *factorisation* est proposé. Il énonce que l'on peut séparer les effets à très courte portée, à savoir l'interaction dure lepton-parton, et la physique à longue distance, qui opère dans le hadron loin de l'interaction dure.

$$\frac{d^2\sigma_{\ell+N}}{dx dQ^2} \sim \sum_a \int_x^1 d\xi f_a(\xi) \frac{d^2\hat{\sigma}_{\ell+a}}{\xi \frac{dx}{\xi} dQ^2} = \sum_a \int_x^1 d\xi f_a(\xi) \frac{1}{\xi} \frac{d^2\hat{\sigma}_{\ell+a}(\hat{x})}{d\hat{x} dQ^2}, \quad \hat{x} = \frac{x}{\xi} \quad (1.85)$$

Formellement, la section efficace lepton-nucléon $\sigma_{\ell+N}$ s'apparente donc à un produit de convolution entre section efficace au niveau partonique $\hat{\sigma}_{\ell+a}$ et fonction de densité partonique associée f_a :

$$(f \otimes g)(x) = \int_x^1 \frac{dy}{y} f(y) g\left(\frac{x}{y}\right) \quad (1.86)$$

Intéressons nous par exemple à la diffusion profondément inélastique électron-proton par échange de photon virtuel. Les paramétrisations habituelles de la section efficace font appel aux facteurs de forme du proton F_1 et F_2 , qui représentent respectivement la densité de parton et la densité de moment au sein du proton, ou encore aux fonctions de structure F_T et F_L , mises en jeu lors de la diffusion de photons de polarisation transverse et longitudinale. On peut par exemple choisir :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} ([1 + (1-y)^2] F_2(x, Q^2) - y^2 F_L(x, Q^2)) \quad (1.87)$$

La forme de cette expression est dictée par les propriétés de symétries de l'interaction lepton-hadron : respect de la parité, invariance de Lorentz, lois de conservation des courants leptoniques et hadroniques. En pratique, y^2 est généralement petit, si bien que la section efficace est essentiellement décrite par F_2 . D'après le théorème de factorisation, F_2 résulte de la convolution entre les \mathcal{PDF} et l'équivalent de F_2 au niveau partonique, qui est calculé perturbativement.

A l'ordre le plus bas, le calcul de l'élément de matrice de la diffusion $eq \rightarrow e'q'$ donne :

$$\frac{d\hat{\sigma}(e+q)}{d\hat{x} dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} \delta(1-\hat{x}) e_q^2 (1 + (1-y)^2) \quad (1.88)$$

soit :

$$\frac{d\sigma(e+P)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} (1 + (1-y)^2) \underbrace{\sum_q e_q^2 x f_{q,0}(x)}_{F_2}, \quad F_L = 0 \quad (1.89)$$

La notation $f_{q,0}$ signifie que le processus de diffusion est évalué en l'absence de corrections quantiques, ce qui revient pour F_2 à une convolution entre $d\hat{\sigma}$ et la fonction de densité partonique "nue". Lorsque l'on s'intéresse aux corrections QCD, par exemple l'émission d'un gluon $\gamma^*q \rightarrow q'g$, l'élément de matrice contient des singularités :

$$\int |\mathcal{M}|^2 \sim \int_{-1}^1 d\cos\theta^* \left(\frac{\dots}{(1-\cos\theta^*)} + \frac{\dots}{1-\hat{x}} + \dots \right) \quad (1.90)$$

θ^* est l'angle entre le gluon et le quark incident dans le référentiel du centre de masse $\{\gamma^*, q\}$. Ces singularités se manifestent pour :

- $\theta^* \rightarrow 0$, lorsque la direction d'émission du gluon est alignée avec le quark incident : c'est une *divergence colinéaire* relative à l'état initial ;
- $\hat{x} \rightarrow 1$, quand le gluon émis est colinéaire au quark de l'état final, ou bien lorsque l'impulsion du gluon est très faible : il s'agit des divergences "*soft*" et *colinéaire* dans l'état final. En effet, le calcul de l'énergie dans le centre de masse partonique \hat{s} s'écrit, pour un quark sans masse :

$$\hat{s} = (q + q_\gamma)^2 = Q^2 \frac{1-\hat{x}}{\hat{x}} = (q' + g)^2 = 2q' \cdot g \quad (1.91)$$

Ainsi, $\hat{x} \rightarrow 1$ est équivalent à $E_g \rightarrow 0$ ou $\theta(q', g) \rightarrow 0$.

Pour s'affranchir des divergences colinéaires dans l'état initial, on commence par remplacer l'intégrale angulaire par une intégration sur l'impulsion transverse du gluon :

$$\int d\cos\theta^* \longrightarrow \int \frac{dk_T^2}{k_T^2} [\dots] \quad (1.92)$$

Il existe ensuite essentiellement deux façons de traiter la divergence quand $k_T \rightarrow 0$:

- la régularisation par "cut-off" : on introduit artificiellement une borne d'intégration inférieure pour éviter la région divergente ;
- la régularisation dimensionnelle : l'intégration sur l'espace de phase à 4 dimensions est remplacée par une intégration sur $D = 4 - 2\epsilon$ dimensions, avec $\epsilon \rightarrow 0$. Dans cette technique, la divergence se manifeste par l'apparition de pôles en $1/\epsilon$.

Afin de simplifier le propos, on considère ici une régularisation par un cut-off κ . Finalement, après convolution par les \mathcal{PDF} , la contribution de la correction QCD $\gamma^*q \rightarrow q'g$ pour la fonction de structure F_2 prend la forme [6] :

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \left[f_{q,0}(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left\{ f_{q,0}(\xi) P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) \ln \left(\frac{Q^2}{\kappa^2} \right) + C_q \left(\frac{x}{\xi} \right) \right\} \right] \quad (1.93)$$

C_q est un coefficient fini. P_{qq} est une fonction de "splitting". Dans un cadre plus général, $P_{ij}(x)$ correspond à la probabilité qu'un parton j se scinde en un parton i , qui emporte une fraction x de l'impulsion, et un autre parton emportant la fraction $(1-x)$. La fonction de splitting P_{qq} est issue du calcul de \mathcal{M} , et est donc évaluée par la théorie des perturbations. Par ailleurs, P_{qq} hérite de la singularité de l'élément de matrice $\gamma^*q \rightarrow q'g$ en $\hat{x} = 1$.

Pour cette méthode de régularisation, la divergence est contenue dans un logarithme (analogue du pôle en $1/\epsilon$) : $\ln \left(\frac{Q^2}{\kappa^2} \right) \xrightarrow{\kappa \rightarrow 0} \infty$. Le résultat physique pour la fonction de structure F_2 est obtenu dans la limite $\kappa \rightarrow 0$. Le principe de la factorisation consiste à scinder les corrections divergentes en une partie finie et une partie divergente, en introduisant une échelle d'énergie intermédiaire, l'échelle de factorisation μ_f :

$$\ln \left(\frac{Q^2}{\kappa^2} \right) = \underbrace{\ln \left(\frac{Q^2}{\mu_f^2} \right)}_{\text{fini}} + \underbrace{\ln \left(\frac{\mu_f^2}{\kappa^2} \right)}_{\text{divergent}} \quad (1.94)$$

La partie logarithmiquement divergente est ensuite "absorbée" par la fonction "nue" $f_{q,0}$, et une \mathcal{PDF} renormalisée f_q est ainsi définie :

$$f_q(x, \mu_f) \equiv f_{q,0}(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left\{ f_{q,0}(\xi) P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) \ln \left(\frac{\mu_f^2}{\kappa^2} \right) + z_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) \right\} \quad (1.95)$$

Dans la procédure de renormalisation, on peut décider de transférer une partie du terme fini C_q dans la définition de la \mathcal{PDF} renormalisée, via le coefficient z_{qq} . Ce choix, purement conventionnel, définit le schéma de renormalisation. Le schéma " \overline{MS} ", pour "schéma de soustraction minimale modifié", est approprié pour les calculs en QCD perturbative. Il consiste à inclure dans z_{qq} le terme : $\ln(4\pi) - \gamma_E$ (où γ_E est la constante d'Euler), apparaissant systématiquement avec les pôles $1/\epsilon$ lorsqu'on adopte la technique de régularisation dimensionnelle.

Ayant défini la \mathcal{PDF} renormalisée, on a maintenant :

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_q(\xi, \mu_f^2) \left[\delta \left(1 - \frac{x}{\xi} \right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \left\{ P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) \ln \left(\frac{Q^2}{\mu_f^2} \right) + (C_q - z_{qq}) \left(\frac{x}{\xi} \right) \right\} \right] \quad (1.96)$$

Le terme entre crochets [...] est fini, tout comme F_2 , ce qui implique que la fonction de densité partonique renormalisée $f_q(x, \mu_f)$ est également finie, contrairement à la fonction "nue" $f_{q,0}(x)$ qui est infinie. Les densités de partons renormalisées contiennent toute la physique perturbative "à longue distance". Elles sont universelles, mais non calculables par des principes premiers, et non calculables par la théorie des perturbations.

Par construction, f_q dépend de l'échelle de factorisation μ_f . Mais le résultat physique $F_2(x, Q^2)$ est totalement indépendant de l'échelle arbitraire μ_f . Cette propriété essentielle est à la base des équations d'évolution des \mathcal{PDF} , dites "équations *DGLAP*" [7] :

$$\frac{\partial F_2}{\partial(\ln \mu_f^2)} = \mu_f^2 \frac{\partial F_2}{\partial \mu_f^2} = 0 \quad (1.97)$$

d'où l'on tire :

$$\mu_f^2 \frac{\partial f_q}{\partial \mu_f^2} = \frac{\alpha_s(\mu_f^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) f_q(\xi, \mu_f^2) \quad (1.98)$$

Bien que les \mathcal{PDF} ne soient pas calculables, on peut connaître leur évolution. La mesure des \mathcal{PDF} physiques (i.e. renormalisées) à une certaine échelle d'énergie permet de calculer ces mêmes \mathcal{PDF} pour une autre échelle, grâce aux équations d'évolution. On notera qu'il existe d'autres types de lois d'évolution, comme "*BFKL*" ou encore "*CCFM*" [8].

Renormalisation et liberté asymptotique

Comme évoqué précédemment, les densités de parton nues $f_{q,0}$ deviennent divergentes dès que l'on introduit des corrections quantiques. On s'affranchit de ces divergences par une redéfinition des \mathcal{PDF} en présence de fluctuations quantiques, en introduisant l'échelle de factorisation. Ces divergences colinéaires de l'état final sont qualifiées de "divergences infrarouges", car elles apparaissent à petite impulsion ($\kappa \rightarrow 0$).

Dans le domaine de la QCD perturbative apparaissent d'autres singularités dites "ultraviolettes". Les corrections impliquant des boucles de particules virtuelles ont un comportement divergent à haute énergie. En effet, l'impulsion véhiculée dans la boucle n'est a priori pas bornée, et à grande impulsion, on peut par exemple se retrouver avec des intégrales du type : $\int^\Lambda \frac{dk}{k} [\dots] \xrightarrow{\Lambda \rightarrow \infty} \infty$

Pour définir la procédure de renormalisation, il faut tout d'abord choisir une technique de régularisation des intégrales qui divergent au voisinage de certaines régions cinématiques. La régularisation dimensionnelle est souvent préférée à la régularisation par *cut-off*, qui ne respecte pas l'invariance de Lorentz (l'échelle Λ que l'on choisirait dans un certain référentiel \mathcal{R} serait différente de $\Lambda'(\mathcal{R}')$ si \mathcal{R}' est mobile par rapport à \mathcal{R}). L'intégration est réalisée sur un espace de phase à D dimensions. Étant donné que l'action $\mathcal{S} = \int d^D x \mathcal{L}$ est sans dimension, on a $[\mathcal{L}] = [m]^D$ (car $[x] = [m]^{-1}$). Les premiers termes du lagrangien QCD sont :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\Psi}(i \not{\partial} - m)\Psi - \frac{1}{4} F_a^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^a + [\dots] \quad (1.99)$$

avec

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.100)$$

A D dimensions, on observe que :

- $[\Psi] = [m]^{(D-1)/2}$;
- un terme $\partial_\mu G_\nu^a \partial^\mu G_\alpha^\nu$ impose : $[G_\mu^a] = [m]^{(D-2)/2}$;
- pour le terme de couplage quadrilinéaire : $[g_s^2 f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c f_{ade} G_d^\mu G_e^\nu] = [g_s]^2 [m]^{2(D-2)}$.

Afin de préserver $[\mathcal{L}] = [m]^D$, g_s^2 doit être remplacé par $g_s^2 \mu^{4-D}$, où μ est une échelle de masse arbitraire appelée point de soustraction. De manière équivalente, on pose $g_s \rightarrow g_s \mu^\epsilon$, avec $D = 4 - 2\epsilon$. C'est le seul changement dans la structure du lagrangien QCD qu'il faut opérer lors du passage à D dimensions.

Le lagrangien est ensuite développé en puissance de α_s . Pour un ordre perturbatif donné, on évalue les diagrammes de Feynman, dont les éventuelles singularités apparaissent comme des pôles en $1/\epsilon$, ou plus précisément sous la forme $\Delta\epsilon = 1/\epsilon - \ln 4\pi - \gamma_E$. Le résultat d'une intégrale divergente contient également une dépendance résiduelle en fonction de l'échelle μ , qui n'a pas de pertinence physique, mais qui est nécessaire pour définir la théorie au niveau quantique.

Une fois les divergences identifiées, on définit des "contre-termes" qui, une fois ajoutés au lagrangien initial, annulent précisément chaque singularité, à chaque ordre en α_s . A titre d'exemple, lorsque l'on évalue les corrections virtuelles au vertex quark-antiquark-gluon $\{\Psi_i - \bar{\Psi}_j - G_a\}$ du lagrangien standard, on obtient [6] :

$$-g_s \mu^\epsilon \frac{\lambda_{ij}^a}{2} \gamma^\mu \left\{ 1 + \frac{\alpha_s}{4\pi} \left(C\Delta\epsilon + \dots + \ln \left(\frac{\dots}{\mu^2} \right) \right) + \mathcal{O}(\alpha_s^2) \right\} \bar{\Psi}_i G_\mu^a \Psi_j \quad (1.101)$$

Le contre-terme qui annule la singularité est simplement, au premier ordre en α_s :

$$-(\delta Z_{\bar{\Psi}G\Psi}) g_s \mu^\epsilon \frac{\lambda_{ij}^a}{2} \bar{\Psi}_i G^a \Psi_j \quad , \quad \text{avec} \quad \delta Z_{\bar{\Psi}G\Psi} = -\frac{\alpha_s}{4\pi} (C\Delta\epsilon + F_{\bar{\Psi}G\Psi}) \quad (1.102)$$

$F_{\bar{\Psi}G\Psi}$ est une fonction arbitraire finie. C'est elle qui définit le schéma de renormalisation. On peut choisir "d'absorber" plus que le pôle $1/\epsilon$ dans le contre terme, comme lors de la renormalisation des \mathcal{PDF} . Le schéma \overline{MS} consiste à soustraire $\Delta\epsilon$ et non uniquement $1/\epsilon$, ce qui revient à prendre $F_{\bar{\Psi}G\Psi} = 0$. Pour définir la théorie de manière cohérente, on doit adopter le même schéma pour renormaliser les \mathcal{PDF} et la QCD perturbative.

On étend le raisonnement à toutes les quantités du lagrangien présentant des singularités, à savoir champs, constantes de couplages, masses, et on obtient autant de contre-termes $(\delta Z_G, \delta Z_\Psi, \dots)$. Toujours dans le cas particulier du vertex quark-gluon,

$$\begin{aligned} \mathcal{L} + \mathcal{L}_{c.t.} &= - (1 + \delta Z_{\bar{\Psi}G\Psi}) g_s \mu^\epsilon \frac{\lambda_{ij}^a}{2} \bar{\Psi}_i G^a \Psi_j \\ &\equiv - Z_{\bar{\Psi}G\Psi} g_s \mu^\epsilon \frac{\lambda_{ij}^a}{2} \bar{\Psi}_i G^a \Psi_j \end{aligned} \quad (1.103)$$

Le concept des contre-termes mène ainsi naturellement à définir les constantes de renormalisation Z_i :

$$\Psi_0 = Z_\Psi^{1/2} \Psi \quad , \quad G_0^\mu = Z_G^{1/2} G^\mu \quad , \dots \quad (1.104)$$

Si l'on utilise les champs portant l'indice "0" dans l'expression précédente, en abandonnant les indices spinoriels (i,j) :

$$\mathcal{L} + \mathcal{L}_{c.t.} = - \frac{Z_{\bar{\Psi}G\Psi}}{Z_G^{1/2} Z_\Psi} g_s \mu^\epsilon \frac{\lambda^a}{2} \bar{\Psi}_0 G_0^a \Psi_0 \quad (1.105)$$

Il reste à faire le parallèle avec le lagrangien QCD habituel, que l'on rencontre dans l'espace de phase à 4 dimensions sans faire appel à la renormalisation :

$$\mathcal{L}_0 = - g_{s0} \frac{\lambda^a}{2} \bar{\Psi}_0 G_0^a \Psi_0 \quad (1.106)$$

L'indice "0" introduit précédemment faisait finalement référence aux quantités "nues", non renormalisées. Si l'on pose :

$$\frac{Z_{\bar{\Psi}G\Psi}}{Z_G^{1/2} Z_\Psi} g_s \mu^\epsilon = g_{s0} \equiv Z_g g_s \mu^\epsilon \quad (1.107)$$

alors le lagrangien physique renormalisé \mathcal{L} , le lagrangien de contre-termes $\mathcal{L}_{c.t.}$ et le lagrangien nu \mathcal{L}_0 vérifient :

$$\{\mathcal{L} + \mathcal{L}_{c.t.}\}_{renormalisé} = \mathcal{L}_0 \quad (1.108)$$

Ceci met en lumière tout l'intérêt de cette procédure. Ψ_0 est infini, car il contient un pôle, de même que $Z_\Psi^{1/2}$, mais le champ renormalisé devient fini :

$$\Psi = \Psi_0 - \Psi_{c.t.} = \Psi_0 - (Z_\Psi^{1/2} - 1)\Psi_0 \quad (1.109)$$

Initialement, l'échelle de masse μ a été introduite uniquement dans le but de calculer des intégrales divergentes dans le lagrangien nu, et indépendamment de toute idée de renormalisation. Dès que l'on adopte un schéma de renormalisation, on désigne μ comme l'échelle de renormalisation μ_r . Par analogie avec l'échelle de factorisation utilisée pour renormaliser les fonctions de densité partonique, les quantités renormalisées dépendent de μ_r , ce qui n'est pas le cas des observables physiques, ou encore des quantités nues. Si l'on s'intéresse à la constante de couplage, $Z_g g_s \mu_r^\epsilon = g_{s0}$, la constante Z_g issue des contributions divergentes des corrections quantiques possède un développement en puissance de α_s . On a alors :

$$\frac{dg_{s0}}{d\mu_r} = 0 = \left(\frac{\partial}{\partial \mu_r} + \frac{\partial g_s}{\partial \mu_r} \frac{\partial}{\partial g_s} \right) g_{s0} \quad (1.110)$$

soit encore :

$$\epsilon g_s Z_g + \frac{\partial g_s}{\partial \mu_r} \left(Z_g + g_s \frac{\partial Z_g}{\partial g_s} \right) = 0 \quad (1.111)$$

C'est l'équation d'évolution de la constante de couplage en fonction de l'échelle de renormalisation. Si l'on dispose d'une mesure de g_s pour une certaine échelle d'énergie, elle permet de calculer g_s pour toute autre échelle. Traduite en terme de $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$, on obtient à l'ordre dominant après intégration :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu_r)}{1 + \beta_0 \frac{\alpha_s(\mu_r)}{4\pi} \ln \left(\frac{Q^2}{\mu_r^2} \right)} \equiv \frac{4\pi}{\ln \left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right)} \quad , \quad \beta_0 = \frac{11}{3} N_c - \frac{2}{3} N_f \quad (1.112)$$

Dans le modèle standard, on dispose de $N_f = 6$ saveurs de quark (u,d,c,s,b,t) et des $N_c = 3$ couleurs de $SU(3)_c$. Par conséquent, β_0 est positif, ce qui implique que α_s diminue à mesure que Q^2 augmente, comme l'indique la figure 1.3. On observe le comportement opposé pour la constante de couplage électromagnétique α_{EM} . Dans le cas de l'interaction forte, les diagrammes propres aux théories de jauge non-abéliennes,

à savoir les couplages trilineaires et quadrilineaires entre gluons, interviennent dans le coefficient β_0 avec un signe opposé par rapport aux diagrammes issus d'une théorie abélienne comme $U(1)_{EM}$. Cette caractéristique conduit aux propriétés fondamentales de liberté asymptotique et de confinement. A très courte distance, les partons sont dans un état quasi-libre dans un nucléon, mais ils demeurent confinés au sein du nucléon car l'intensité de l'interaction forte devient très grande lorsque la distance entre partons augmente.

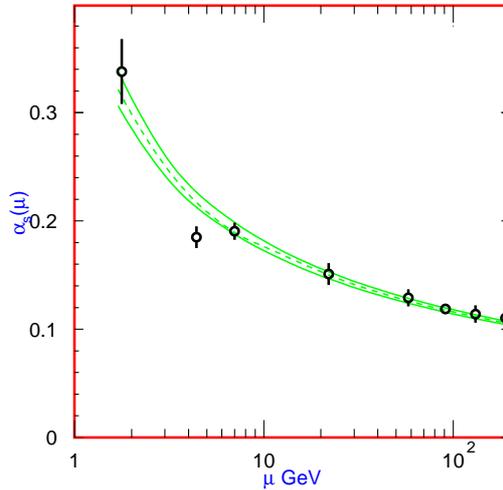


FIGURE 1.3 – Evolution de la constante de couplage forte α_s en fonction de l'échelle d'énergie [9]. Cette courbe implique que les diffusions qui mettent en jeu une grande impulsion de transfert peuvent être traitées de manière perturbative, car la constante de couplage $\alpha_s(Q^2)$ est suffisamment petite pour permettre la convergence de la série en puissance de α_s . En revanche, les phénomènes à bas Q^2 relèvent de la QCD non perturbative, et doivent être calculés par la technique de *QCD sur réseau*.

Il a été mentionné plus haut que toute quantité observable ne doit pas dépendre de l'échelle de renormalisation. Pour une observable générique, la correction quantique QCD peut se mettre sous la forme :

$$\Delta_{QCD} = \sum_1^{\infty} c_n(\mu_r) \alpha_s^n(\mu_r) \quad (1.113)$$

En pratique, l'expansion de Δ_{QCD} est tronquée à un ordre N , si bien que la dépendance résiduelle en fonction de l'échelle de renormalisation est du même ordre que le reste de la série [10] : $\mathcal{O}(\alpha_s^{N+1}(\mu_r))$. Une des motivations pour calculer des corrections NLO (Next to Leading Order), voire NNLO, est de réduire la dépendance en fonction de μ_r de la prédiction théorique. Si l'on développe l'équation 1.112 pour α_s "suffisamment petit", on s'aperçoit qu'un choix "judicieux" pour minimiser la dépendance en μ_r due à la troncature est $\mu_r^2 = Q^2$, échelle caractéristique du processus de l'interaction dure :

$$\begin{aligned} \alpha_s(Q^2) &= \frac{\alpha_s(\mu_r)}{1 + \beta_0 \frac{\alpha_s(\mu_r)}{4\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{\mu_r^2}\right)} \\ &\sim \alpha_s(\mu_r) \left[1 - \beta_0 \frac{\alpha_s(\mu_r)}{4\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{\mu_r^2}\right) + \left(\beta_0 \frac{\alpha_s(\mu_r)}{4\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{\mu_r^2}\right) \right)^2 + \dots \right] \end{aligned} \quad (1.114)$$

1.4 État des lieux du Modèle Standard

Les trois familles ou générations de quarks et de leptons que compte le Modèle Standard sont présentées dans le tableau 1.1. Les bosons médiateurs des interactions électrofaible et forte sont quant à eux répertoriés dans le tableau 1.2. Dans sa construction actuelle, le Modèle Standard permet d'expliquer remarquablement l'ensemble des mesures de précision effectuées sur une vaste gamme d'énergie. La cohérence de ce modèle est illustrée par la figure 1.4 pour les observables du secteur électrofaible.

TABLE 1.1 – Les fermions du Modèle Standard (spin $\frac{1}{2}$) [9]. Les lignes (1, 2), (3, 4) et (5, 6) du tableau correspondent respectivement à la première, deuxième et troisième génération de fermions.

Leptons			Quarks		
Saveur	Masse (GeV)	Charge (e)	Saveur	Masse (GeV)	Charge (e)
ν_e (neutrino e)	$< 2 \times 10^{-9}$	0	u (up)	$(1.5 - 3.3) \times 10^{-3}$	$+\frac{2}{3}$
e^- (électron)	$\simeq 0.511 \times 10^{-3}$	-1	d (down)	$(3.5 - 6.0) \times 10^{-3}$	$-\frac{1}{3}$
ν_μ (neutrino μ)	$< 0.19 \times 10^{-3}$	0	c (charm)	$\simeq 1.27$	$+\frac{2}{3}$
μ^- (muon)	$\simeq 0.106$	-1	s (strange)	$\simeq 0.104$	$-\frac{1}{3}$
ν_τ (neutrino τ)	$< 18.2 \times 10^{-3}$	0	t (top)	$\simeq 172.4$	$+\frac{2}{3}$
τ^- (tau)	$\simeq 1.777$	-1	b (bottom)	$\simeq 4.2$	$-\frac{1}{3}$

TABLE 1.2 – Les bosons du Modèle Standard.

Nom	Interaction	Masse (GeV)	Spin (\hbar)
photon	électromagnétique	0	1
Z	faible	$\simeq 91.2$	1
W^\pm	faible	$\simeq 80.4$	1
gluons	forte	0	1
Higgs	brisure $SU(2)_L \times U(1)_Y$	> 114	0

Malgré ses très nombreux succès, certains éléments laissent à penser que le Modèle Standard est une construction encore incomplète et constitue une théorie effective à basse énergie, c'est-à-dire une approximation d'une théorie plus fondamentale et plus symétrique :

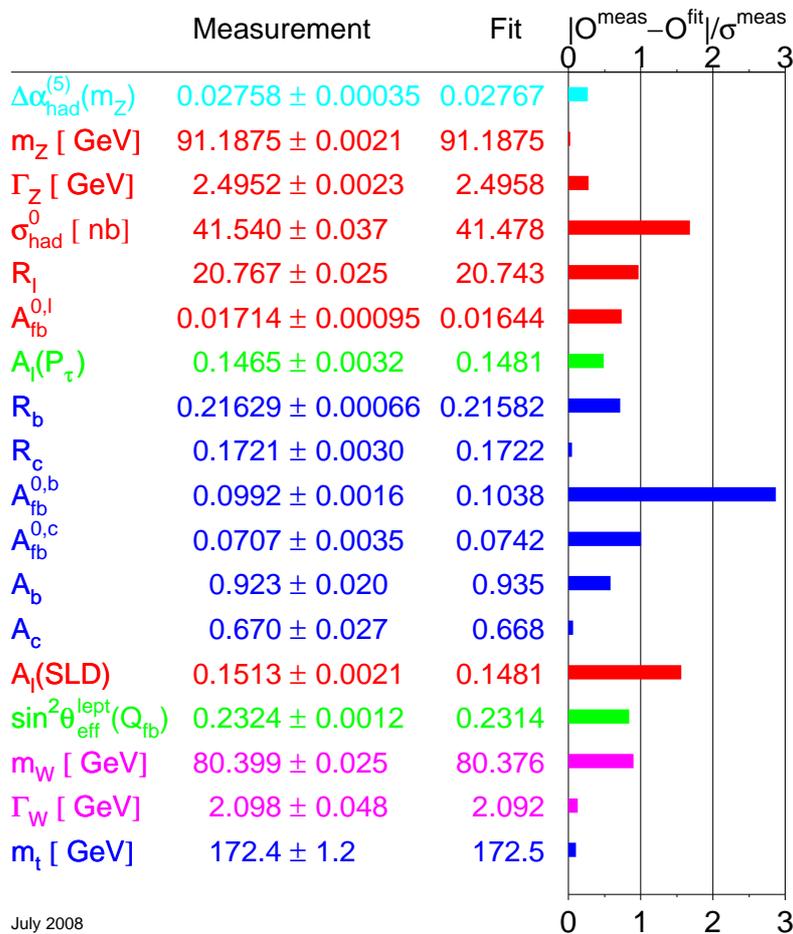
- le Modèle Standard contient 19 paramètres libres : les 3 constantes de couplage des groupes de jauge $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, les masses des 6 quarks et des 3 leptons chargés, les 3 angles de mélange et la phase de la matrice CKM, les 2 paramètres du potentiel de Higgs, et un angle lié à la violation de la symétrie \mathcal{CP} dans l'interaction forte. Aucun argument ne permet de prédire la valeur de ces paramètres ;
- l'interaction gravitationnelle n'est pas prise en compte dans le Modèle Standard. Elle est décrite par la théorie de la relativité générale, et une formulation quantique de la gravité pose le problème de la renormalisabilité de l'expansion perturbative [11] : les divergences ne peuvent être éliminées par un nombre fini de paramètres physiques. Bien que la gravitation soit complètement négligeable aux échelles d'énergies accessibles auprès des accélérateurs, son intensité devient comparable à celle des autres interactions pour des énergies de l'ordre de l'échelle de Plank ($\sim 10^{19}$ GeV : limite de validité du Modèle Standard) ;

- l'organisation des fermions en 3 générations est inexplicée ;
- les neutrinos sont non massifs dans le Modèle Standard (absence de neutrinos droits). Ce postulat est remis en cause par les évidences d'oscillations entre neutrinos de différentes saveurs ;
- du point de vue de la cosmologie, le Modèle Standard ne fournit aucun candidat pour la matière noire et reste muet quant à la nature de l'énergie noire ;
- la brisure de la symétrie électrofaible demeure inexplicée car le boson de Higgs n'a toujours pas été découvert. Après que les expériences du LEP aient établi une limite inférieure à $m_h > 114$ GeV, le boson de Higgs a été exclu pour la première fois au Tevatron en juillet 2008, à 95% de niveau de confiance pour le point $m_h = 170$ GeV [14]. Les limites sur la section efficace de production du boson de Higgs sont représentées à la figure 1.5 ;
- les trois constantes de couplage ne convergent pas vers une valeur commune lorsqu'elles sont extrapolées à des énergies de l'ordre 10^{16} GeV (échelle de grande unification). Certaines théories au-delà du Modèle Standard comme la supersymétrie sont en ce sens plus "satisfaisantes" car elles permettent l'unification des constantes de couplage (voir figure 1.6) ;
- les corrections radiatives à la masse d'une particule scalaire comme le boson de Higgs présentent des divergences ultraviolettes quadratiques. En effet, pour un couplage Higgs-fermion du type $g_f h \bar{\Psi}_f \Psi_f$, la contribution d'une boucle de fermion à la masse du boson de Higgs s'écrit [12] :

$$\Delta m_h^2 = m_h^2 - m_{h,0}^2 = -\frac{g_f^2}{16\pi^2} \left(2\Lambda^2 + 6m_f^2 \log \left(\frac{\Lambda}{m_f} \right) + \dots \right) \quad (1.115)$$

où m_h et $m_{h,0}$ désignent respectivement la masse renormalisée et la masse nue du Higgs, m_f est la masse du fermion Ψ_f , et Λ est un *cut-off* ultraviolet utilisé comme borne supérieure lors de l'intégration sur l'impulsion du fermion dans la boucle. Le *cut-off* est souvent interprété comme l'échelle d'énergie à partir de laquelle se manifeste la nouvelle physique. Ainsi, en supposant que le Modèle Standard reste valide jusqu'à l'échelle de Plank, la correction induite par une boucle fermionique est de l'ordre de $\Delta m_h^2 \sim 10^{34} \text{ GeV}^2$ alors que la masse physique renormalisée se situerait autour de $m_h^2 \sim 100^2 \text{ GeV}^2$. Autrement dit, pour que la masse renormalisée reste voisine de l'échelle électrofaible, il est nécessaire que la masse nue et la correction radiative se neutralisent sur 30 ordres de grandeur, soit 30 décimales. Ce problème de *fine-tuning*, encore appelé "problème de naturalité", confère un caractère "inesthétique" au Modèle Standard. Il est une conséquence directe du "problème de hiérarchie" (ce terme désigne la très grande différence d'échelle entre le domaine électrofaible et l'échelle de Plank).

En conclusion, le Modèle Standard de la physique des particules est une construction théorique performante dont les prédictions sont en très bon accord avec les observations expérimentales actuelles. Il souffre cependant d'insuffisances et apparaît comme une théorie encore incomplète. De nombreuses extensions du Modèle Standard ou constructions alternatives ont été proposées pour résoudre certaines de ces insuffisances : supersymétrie, théories de grande unification, technicouleur, dimensions supplémentaires, théorie des cordes, ... La plupart de ces modèles prédisent l'émergence de la nouvelle physique pour des énergies de l'ordre du TeV, ce qui pourrait conduire à des découvertes au LHC ou au Tevatron dans les prochaines années.



July 2008

FIGURE 1.4 – Comparaison entre prédictions théoriques et mesures expérimentales pour les principales observables de la physique électrofaible [13]. A droite, l'écart relatif entre théorie et expérience est exprimé en nombre d'écart-type (l'écart-type correspond à l'incertitude de la mesure).

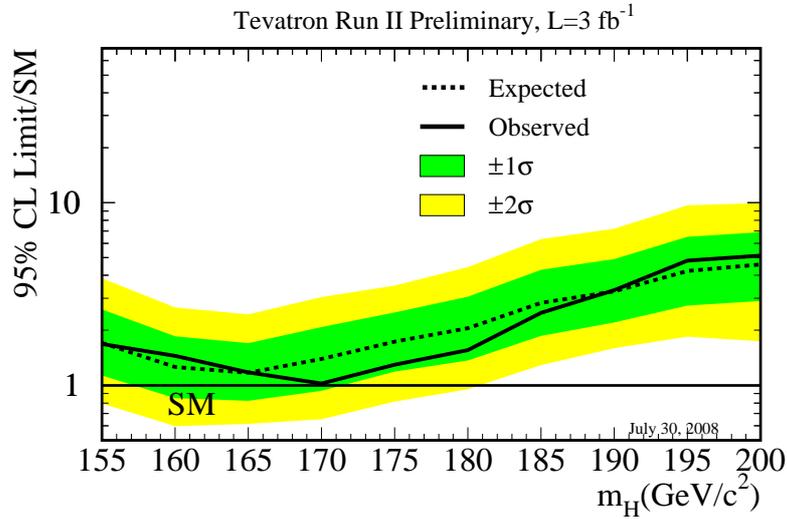


FIGURE 1.5 – Limites supérieures attendue (en pointillés) et observée (en trait plein) sur la section efficace de production du boson de Higgs en fonction de m_h , à 95% de niveau de confiance [14]. Dans cette figure, les sections efficaces limites sont divisées par la section efficace prédite par le Modèle Standard. L’hypothèse $m_h = 170$ GeV est exclue à 95% de niveau de confiance.

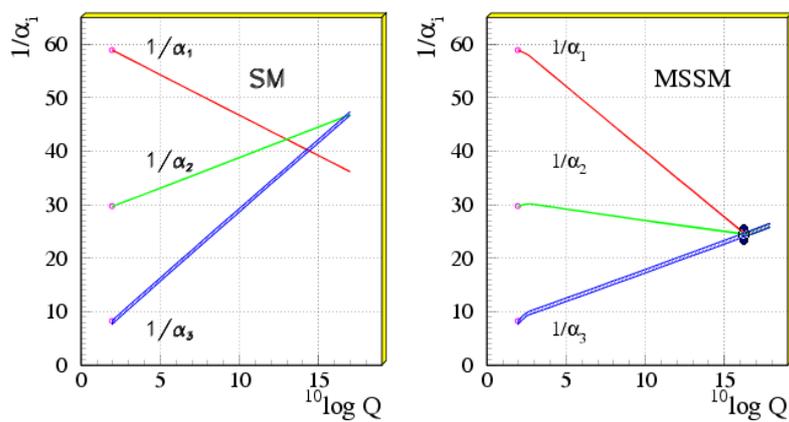


FIGURE 1.6 – Evolution des constantes de couplage en fonction de l’échelle d’énergie : dans le cadre du Modèle Standard (à gauche) et du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (*MSSM*, à droite) [9]. Les constantes de couplage $\frac{1}{\alpha_i}$ sont définies par [15] : $\alpha_1 = \frac{5}{3} \frac{g'^2}{4\pi}$, $\alpha_2 = \frac{g^2}{4\pi}$, $\alpha_3 = \frac{g_s^2}{4\pi}$

Chapitre 2

La physique du quark top

Dans ce chapitre, nous allons décrire les principales propriétés du quark top ainsi que les méthodes de mesure employées. Nous verrons également comment le quark top permet de tester la nature du Modèle Standard et de sonder la physique au-delà du Modèle Standard.

2.1 Modes de production

Dans les collisions proton-antiproton du Tevatron, les quarks top sont essentiellement créés par interaction forte, mais ils peuvent être également produits par interaction faible. Dans le premier cas, les quarks top sont créés par paires car la chromodynamique quantique conserve la saveur. Les diagrammes de Feynman mis en jeu dans la production de d'une paire top-antitop ($t\bar{t}$) sont représentés à la figure 2.1(a). Le mode de production par interaction faible est appelé *single top*, car un seul quark top est produit dans l'état final. D'après le concept de factorisation évoqué au chapitre 1, le mécanisme de production de quarks top auprès d'un collisionneur hadronique peut être décomposé en :

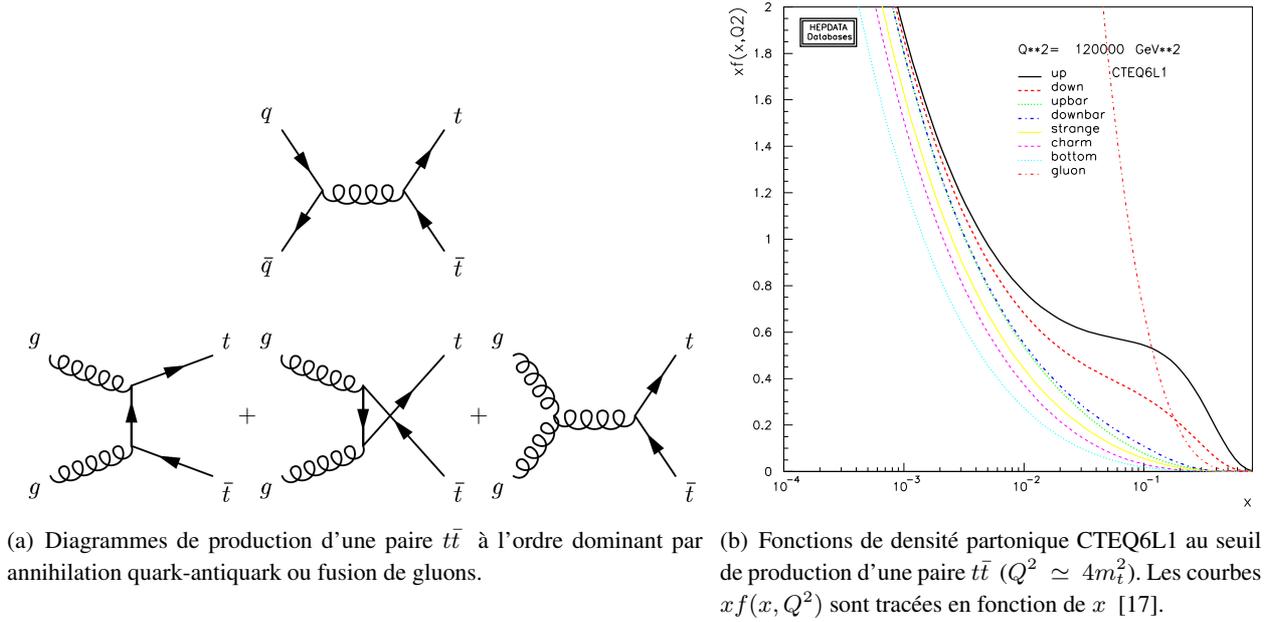
- une interaction dure parton-parton à courte distance ;
- des interactions opérant à longue distance, encodées dans les fonctions de densité partonique.

La section efficace de la réaction $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ peut être calculée selon l'équation [16] :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}) = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int dx_i dx_j f_i(x_i, \mu^2) \bar{f}_j(x_j, \mu^2) \times \hat{\sigma}_{ij \rightarrow t\bar{t}}(\rho, m_t^2, x_i, x_j, \alpha_s(\mu^2), \mu^2) \quad (2.1)$$

où $f_i(x_i, \mu^2)$ et $\bar{f}_j(x_j, \mu^2)$ sont respectivement les \mathcal{PDF} des partons i et j dans le proton et l'antiproton, et x_i désigne la fraction de l'impulsion du proton emportée par le parton i (idem pour x_j). En général, on choisit une même valeur μ pour les échelles de factorisation μ_f et de renormalisation μ_r . La variable ρ est définie par $\rho = 4m_t^2/\sqrt{\hat{s}}$, avec $\hat{s} = x_i x_j s$, où s et \hat{s} correspondent à l'énergie dans le centre de masse de la collision $p\bar{p}$ et ij respectivement.

Pour que la production d'une paire $t\bar{t}$ soit cinématiquement permise, l'énergie dans le centre de masse de la collision partonique doit vérifier : $\sqrt{\hat{s}} \geq 2m_t$. Ainsi, en prenant $x_i = x_j = x$, le seuil de production est atteint pour $x \simeq \frac{2m_t}{\sqrt{s}}$, soit $x \simeq 0.18$ au Tevatron Run II ($\sqrt{s} = 1.96$ TeV), et $x \simeq 0.025$ au LHC ($\sqrt{s} = 14$ TeV). Au Tevatron, pour ces valeurs typiques de x , les \mathcal{PDF} s des quarks de valence u et d sont supérieures à celle du gluon, comme illustré à la figure 2.1(b). C'est pourquoi les paires de quarks top sont essentiellement produites par annihilation $q\bar{q}$ à hauteur de $\simeq 85\%$, contre $\simeq 15\%$ pour la fusion de gluons.


 FIGURE 2.1 – Production de paires top-antitop, et fonctions de densité de parton au seuil de production $t\bar{t}$.

La section efficace de production $\sigma_{t\bar{t}}$ attendue dans le Modèle Standard a été calculée à l'ordre NLO¹ en incluant une resommation dite "seuil" des logarithmes dominants et sous-dominants provenant de gluons mous (approximation NLL, pour *Next to Leading Logarithm*) [18, 19]. En prenant $m_t = 171$ GeV et en choisissant la paramétrisation CTEQ6.5 pour les fonctions de densité de parton, les deux résultats les plus récents sont :

$$\begin{aligned} \sigma_{t\bar{t}, \text{Cacciari et al.}}^{NLO+NLL} &= 7.61^{+0.30}_{-0.53} (\text{échelle } \mu)^{+0.53}_{-0.36} (\mathcal{PDF}) \text{ pb} \\ \sigma_{t\bar{t}, \text{Moch et Uwer}}^{NLO+NLL} &= 7.53^{+0.25}_{-0.66} (\text{échelle } \mu) \pm 0.41 (\mathcal{PDF}) \text{ pb} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Le traitement des incertitudes est sensiblement différent dans ces deux estimations. Dans l'approche de Cacciari *et al.* [18], les échelles de factorisation μ_f et de renormalisation μ_r sont variées de manière indépendante dans l'intervalle $\frac{m_t}{2} < \mu_{r,f} < 2m_t$. Dans le calcul de Moch et Uwer [19] en revanche, les variations d'échelle sont totalement corrélées : $\mu_r = \mu_f = \mu$ et $\frac{m_t}{2} < \mu < 2m_t$. Concernant les \mathcal{PDF} , les incertitudes calculées dans les références [18] et [19] sont respectivement asymétriques et symétriques.

Au LHC, la situation est inversée par rapport au Tevatron : les processus $gg \rightarrow t\bar{t}$ et $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ contribuent respectivement pour 85% et 15%. La section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ y est nettement supérieure en raison de valeur élevée de la \mathcal{PDF} du gluon à petit x , et est estimée à [18, 19] :

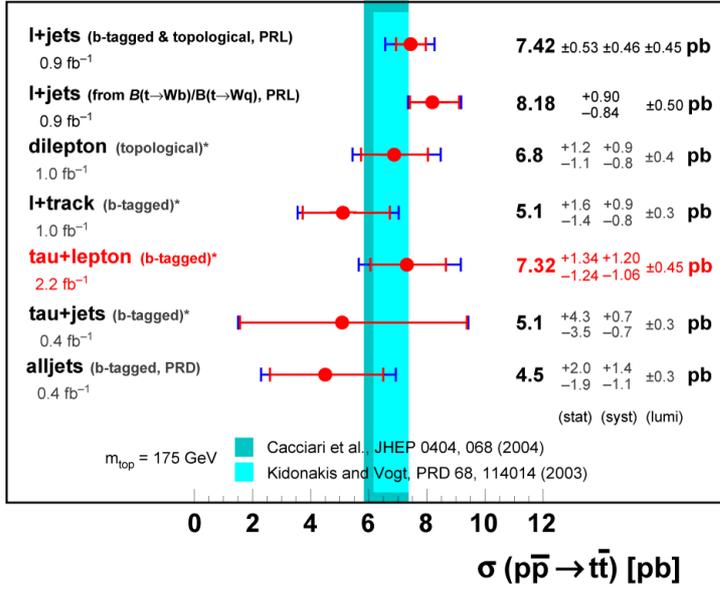
$$\begin{aligned} \sigma_{t\bar{t}, \text{Cacciari et al.}}^{NLO+NLL} &= 908^{+82}_{-85} (\text{échelle } \mu)^{+30}_{-29} (\mathcal{PDF}) \text{ pb} \\ \sigma_{t\bar{t}, \text{Moch et Uwer}}^{NLO+NLL} &= 882^{+95}_{-87} (\text{échelle } \mu) \pm 30 (\mathcal{PDF}) \text{ pb} \end{aligned} \quad (2.3)$$

La figure 2.2 présente les mesures les plus récentes de la section efficace de production de paires de quarks top effectuées par DØ et CDF dans divers états finals.

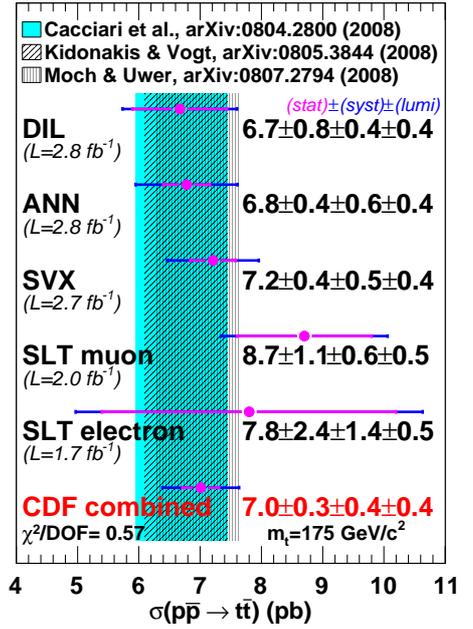
1. A l'heure actuelle, les calculs NNLO demeurent incomplets [19, 20].

DØ Run II preliminary*

July 2008



(a) Mesures effectuées par DØ [21].



(b) Mesures réalisées par CDF [22].

FIGURE 2.2 – Mesures de la section efficace de production de paires de quarks top $\sigma(t\bar{t} \rightarrow p\bar{p})$.

2.2 Modes de désintégration

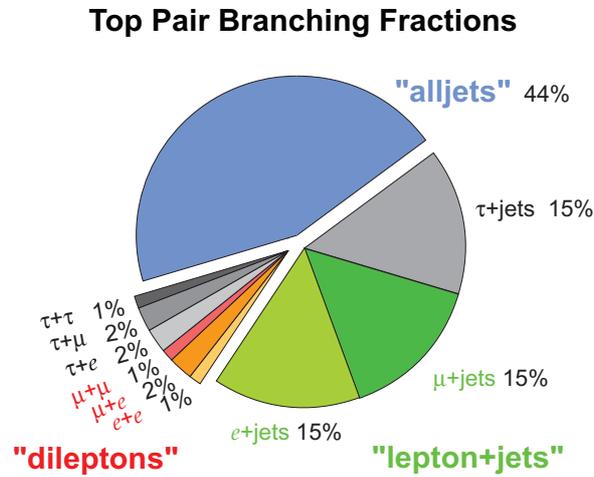


FIGURE 2.3 – Rapports de branchement des états finals accessibles dans la désintégration d'une paire $t\bar{t}$.

Dans le cadre du Modèle Standard, le quark top se désintègre de façon quasi-exclusive en un boson W et un quark b . En effet, en supposant qu'il n'existe que trois générations, l'unitarité de la matrice CKM impose $V_{tb} \simeq 0.999$ et par suite, $\mathcal{BR}(t \rightarrow Wb) \simeq 1$. Ainsi lorsqu'un quark top se désintègre, l'état final obtenu ne dépend que du mode de désintégration du boson W . Dans le cas de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$ on distingue 3 catégories d'états finals, dont les rapports de branchement sont représentés à la figure 2.3 :

- les événements "**dilepton**" : les deux W se désintègrent en leptons ;
- les événements "**lepton+jets**" (ℓ +jets) : un W se désintègre en leptons et l'autre en quarks ;

- les événements "tout hadronique" : les deux W se désintègrent en quarks.

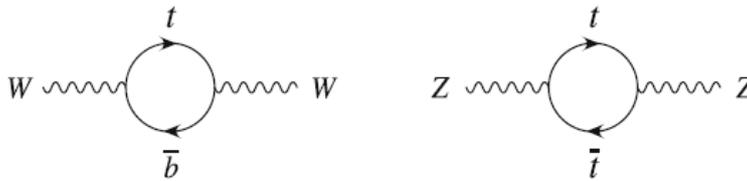
2.3 Masse du quark top

Tout comme la masse du boson de Higgs, la masse du quark top revêt une importance particulière vis-à-vis du secteur électrofaible dans la mesure où elle contribue à la masse des bosons faibles W^\pm et Z par l'intermédiaire de corrections radiatives. La relation entre m_t , m_W , m_Z et m_h est traditionnellement formulée par le paramètre ρ [23] :

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2(1 - \sin^2\theta_W)} \equiv 1 + \Delta r \quad (2.4)$$

A l'ordre dominant (LO), $\rho = 1$. Les corrections d'ordre supérieur sont contenues dans Δr . A l'ordre sous-dominant (NLO), Δr reçoit des contributions provenant de boucles virtuelles de quark top (voir figure 2.4(a)) et de boson de Higgs (figure 2.4(b)) :

$$\Delta r = \frac{3G_F}{8\pi^2\sqrt{2}}m_t^2 + \frac{\sqrt{2}G_F}{16\pi^2}m_W^2 \left[\frac{11}{3}\ln\left(\frac{m_h^2}{m_W^2}\right) + \dots \right] + \dots \quad (2.5)$$



(a) Boucles virtuelles de quark top contribuant à la masse des bosons W et Z.



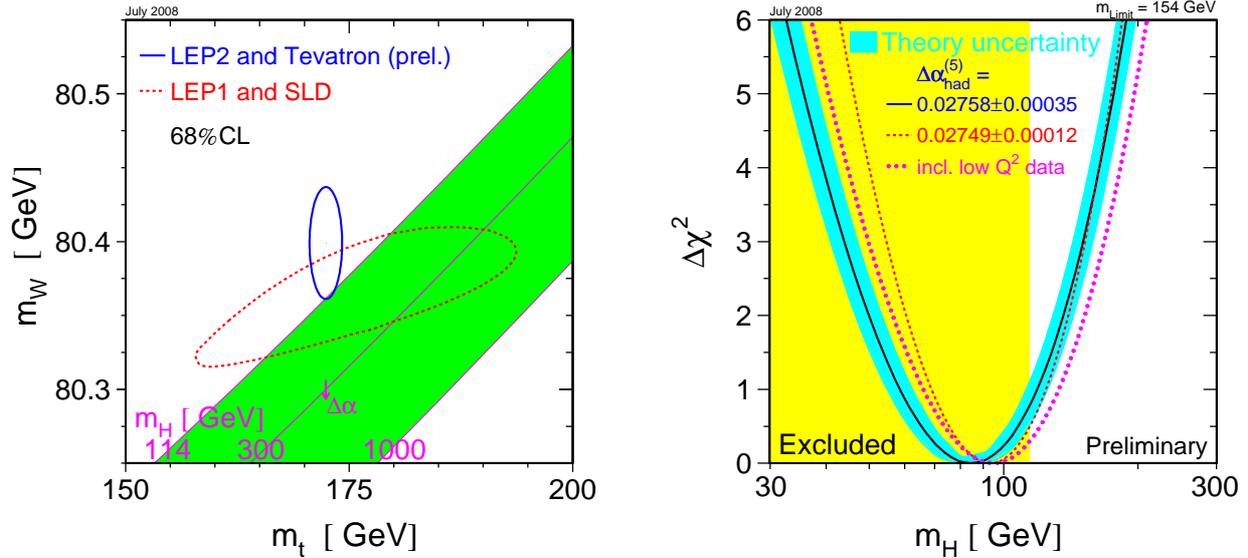
(b) Boucles virtuelles de boson de Higgs contribuant à la masse des bosons W et Z.

FIGURE 2.4 – Corrections radiatives à une boucle pour le paramètre Δr .

Mesure indirecte de m_t et contrainte sur m_h

Étant donné que les observables électrofaibles ont été mesurées avec une très grande précision, les relations ci-dessus ont pu être exploitées pour prédire la masse du quark top avant même que celui-ci ait été découvert au Tevatron [24, 25]. Ainsi en 1994, les expériences du LEP ont déterminé : $m_t = 173^{+12}_{-13} {}^{+18}_{-20}$ GeV [26]. La valeur centrale et la première incertitude ont été obtenues pour la valeur "nominale" $m_h = 300$ GeV, et la seconde incertitude a été calculée en faisant varier m_h dans l'intervalle $60 < m_h < 1000$ GeV. Cette mesure indirecte était par ailleurs en excellent accord avec la première mise en évidence du quark top par CDF en 1994 : $m_t = 174 \pm 10 {}^{+13}_{-12}$ GeV [26].

La mesure indirecte la plus récente est basée sur les mesures de précision électrofaibles de LEP-1, LEP-2, SLD et du Tevatron, et vaut : $m_t = 178.7^{+11.6}_{-8.6}$ GeV [27]. Cette fois, la masse du boson de Higgs est un paramètre libre de l'ajustement au même titre que m_t , et prend la valeur $m_h = 145^{+240}_{-81}$ GeV. La contrainte sur m_h est moins forte que la contrainte sur m_t , car la dépendance de Δr en fonction de m_t est quadratique alors que la dépendance selon m_h est logarithmique. Lorsque l'on inclut dans l'ajustement la mesure directe de la masse du quark top [28], à savoir $m_t = 172.4 \pm 1.2$ GeV, alors la contrainte indirecte sur la masse du boson de Higgs devient : $m_h = 84^{+34}_{-26}$ GeV [13]. Ces contraintes sont illustrées à la figure 2.5.



(a) Intervalles de confiance à 68% C.L. dans le plan (m_t, m_W) : l'ellipse bleue représente les mesures directes, et l'ellipse rouge est obtenue par ajustement des mesures de précision électrofaibles de LEP-1 et SLD. Les lignes obliques mauves correspondent à des lignes $m_h = \text{constante}$.

(b) Détermination indirecte de la masse du boson de Higgs à partir des observables électrofaibles. La masse la plus probable est : $m_h = 84^{+34}_{-26}$ GeV. La bande jaune symbolise la limite d'exclusion à 95% C.L. obtenue par les recherches directes : $m_h > 114$ GeV. En intégrant la densité de probabilité associée à la variable de χ^2 avec un *prior* uniforme en $\log_{10}(m_h)$ [29], la limite supérieure à 95% C.L. vaut $m_h = 154$ GeV.

FIGURE 2.5 – Contraintes sur la masse du boson de Higgs à partir des mesures directes et indirectes des observables électrofaibles [13].

Mesure directe

Les mesures directes de la masse du quark top sont exclusivement effectuées au Tevatron, dont l'énergie dans le centre de masse de la collision ($\sqrt{s} = 1.96$ TeV) est supérieure au seuil de production du quark top. Le résultat combiné de toutes les mesures réalisées par collaborations CDF et DØ au cours du Run I et du Run II est désigné comme la "moyenne mondiale des mesures directes" [28], et vaut (juillet 2008) : $m_t = 172.4 \pm 0.7(\text{stat}) \pm 1.0(\text{syst})$ GeV. L'incertitude totale est de 1.2 GeV, ce qui correspond à une précision relative de 0.7%. Elle est dominée par l'incertitude systématique sur les corrections d'échelle en énergie des jets. Les résultats préliminaires obtenus au Run II ainsi que la moyenne mondiale sont représentés à la figure 2.6.

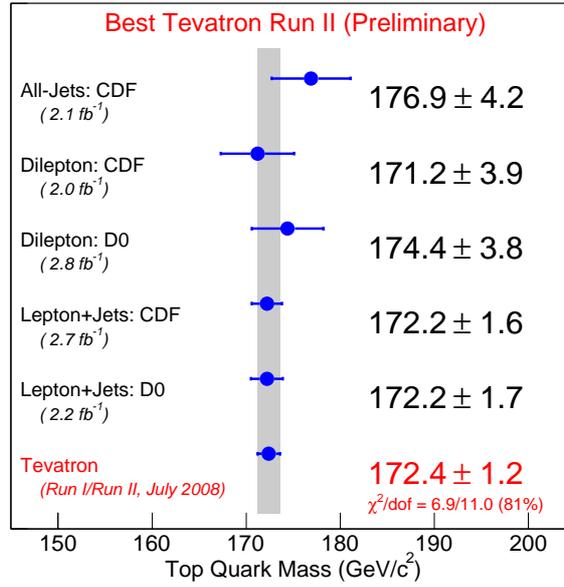


FIGURE 2.6 – Résultats préliminaires des mesures directes de la masse du quark top effectuées par DØ et CDF au Run II, et combinaison des résultats du Run I et du Run II [28]. La mesure combinée tient compte des corrélations entre les incertitudes systématiques (supposées gaussiennes).

Il existe de nombreux moyens pour mesurer la masse du quark top, de par les multiples techniques d'analyse et les différentes observables que l'on peut exploiter (masse invariante Wb , longueur de vol dans le plan transverse des hadrons B produits lors de la désintégration $t \rightarrow W^+b$, impulsion longitudinale du système $t\bar{t}$, ...). Un panorama très détaillé est disponible dans la référence [30]. Nous nous contenterons de présenter deux méthodes d'analyse à titre d'exemple :

- La méthode des éléments de matrice :

Cette technique peut être employée dans tous les états finals : dilepton, ℓ +jets et tout hadronique. Afin d'en expliciter le principe, considérons un événement candidat $t\bar{t}$ dont la configuration cinématique (i.e. les quadrivecteurs des particules de l'état final) mesurée dans le détecteur est représentée par un vecteur \mathbf{x} . La méthode des "éléments de matrice" consiste à évaluer, par un calcul explicite d'éléments de matrice, la probabilité P_{evt} pour qu'un processus $t\bar{t}$ ou un processus de bruit de fond produise l'état final \mathbf{x} :

$$P_{evt}(\mathbf{x}, m_t) = x_t P_s(\mathbf{x}, m_t) + (1 - x_t) P_b(\mathbf{x}) \quad (2.6)$$

x_t désigne la fraction d'événements $t\bar{t}$ dans l'échantillon étudié, $P_s(\mathbf{x}, m_t)$ représente la probabilité qu'un événement $t\bar{t}$ conduise à l'état final \mathbf{x} , et $P_b(\mathbf{x})$ est la probabilité d'observer un événement de bruit de fond dans l'état final \mathbf{x} . La probabilité P_s est calculée de la façon suivante :

$$P_s(\mathbf{x}, m_t) = \frac{1}{\sigma_{obs}(m_t)} \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i(x_1) f_j(x_2) \frac{(2\pi)^4 |\mathcal{M}(\mathbf{y}, m_t)|^2}{4\sqrt{(q_1 \cdot q_2)^2}} d\Phi_6 W(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \quad (2.7)$$

où :

* \mathbf{x} et \mathbf{y} désignent respectivement les vecteurs d'état au niveau reconstruit et au niveau partonique ;

- * $f_i(x_1)$ correspond à la probabilité pour un parton de type i de véhiculer une fraction x_1 de l'impulsion du proton (fonction de densité partonique) ;
- * \mathcal{M} représente l'élément de matrice du processus partonique : $q\bar{q}, gg \rightarrow t\bar{t} \rightarrow \mathbf{y}$;
- * $W(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ est appelée "fonction de transfert", et correspond à la probabilité d'observer un état \mathbf{x} dans le détecteur lorsque le système est dans l'état partonique \mathbf{y} . La fonction de transfert traduit les effets de résolution sur les objets reconstruits ;
- * $d\Phi_6$ est l'élément d'espace de phase de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$ donnant 6 particules dans l'état final. L'intégration sur l'espace de phase revient à intégrer selon \mathbf{y} ;
- * $\sigma_{obs}(m_t)$ représente la section efficace totale du processus $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow \mathbf{y}$ corrigée de l'acceptance du détecteur (qui dépend de m_t), et sert à normaliser la probabilité P_s .

Le calcul de la probabilité du bruit de fond est similaire, excepté le fait que P_b ne dépend pas de la masse du quark top. La masse m_t est déterminée par une méthode de maximum de vraisemblance :

$$\mathcal{L}(m_t) = \prod_{i=1}^{N_{obs}} P_{evt}(\mathbf{x}_i, m_t) \quad (2.8)$$

La quantité $-\ln\mathcal{L}(m_t)$ est calculée pour différentes hypothèses de masse, puis la caractéristique $-\ln\mathcal{L}(m_t)$ est ajustée par une parabole dont le minimum correspond à la masse du quark top.

La méthode présentée ci-dessus est employée dans les canaux dilepton [31, 32, 33]. Dans le cadre des analyses ℓ +jets [34, 35], une méthode sensiblement différente a été développée afin de réduire l'incertitude systématique dominante affectant les corrections d'échelle en énergie des jets. Un nouveau paramètre est introduit dans la fonction de transfert pour recalibrer "in-situ" l'énergie des jets, événement par événement. La procédure de recalibration consiste à multiplier l'énergie des jets par un facteur global noté JES, de sorte que la masse invariante des jets provenant de la désintégration hadronique du boson W soit égale à m_W . Étant donné que la fonction de transfert dépend maintenant du paramètre JES, il en va de même pour P_s , P_b et \mathcal{L} . La masse du quark top est donc déterminée en projetant la fonction de vraisemblance le long de l'axe des m_t :

$$\mathcal{L}(m_t) = \int \mathcal{L}(m_t, JES) dJES \quad (2.9)$$

Quant à l'incertitude associée à l'échelle en énergie des jets, elle est "partiellement absorbée" par le paramètre JES (voir figure 2.7), ce qui a pour effet de diminuer l'incertitude du m_t . Quelques résultats récents obtenus par les collaborations DØ et CDF sont mentionnés ci-dessous :

D0 dilepton $\mathcal{L} \simeq 2.8 \text{ fb}^{-1}$ [33] : $m_t = 172.9 \pm 3.6$ (stat) ± 2.3 (syst) GeV

CDF dilepton $\mathcal{L} \simeq 1.8 \text{ fb}^{-1}$ [32] : $m_t = 170.4 \pm 3.1$ (stat) ± 3.0 (syst) GeV

D0 ℓ + jets $\mathcal{L} \simeq 1.2 \text{ fb}^{-1}$ [34] : $m_t = 173.0 \pm 1.9$ (stat + JES) ± 1.0 (syst) GeV

CDF ℓ + jets $\mathcal{L} \simeq 2.7 \text{ fb}^{-1}$ [35] : $m_t = 172.2 \pm 1.0$ (stat) ± 0.9 (JES) ± 1.0 (syst) GeV

- La méthode "neutrino weighting" :

Cette technique est utilisée dans les canaux dilepton. Le système cinématique des événements $t\bar{t} \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu_\ell \bar{\nu}_\ell b\bar{b}$, qui contient 18 inconnues (6 particules \times 3 composantes de l'impulsion), est sous-contraint expérimentalement du fait de la présence de 2 neutrinos. La mesure des impulsions

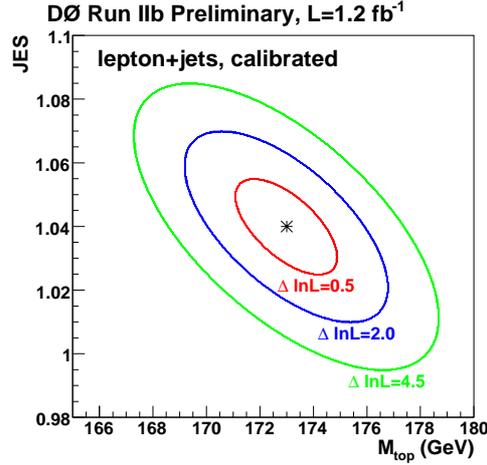


FIGURE 2.7 – Contours à 1σ , 2σ et 3σ de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(m_t, JES)$. Ce résultat provient l’analyse dédiée à la mesure de m_t dans le canal ℓ +jets par la méthode des éléments de matrice [34].

des 2 jets et des 2 leptons chargés n’apporte que 12 contraintes. Il est donc nécessaire de formuler des hypothèses pour fermer le système (les composantes x et y de l’énergie transverse manquante ne sont pas utilisées pour résoudre le système cinématique). Trois contraintes supplémentaires sont apportées par les bilans de masse des deux désintégrations $W \rightarrow \ell \nu_\ell$, et par l’hypothèse $m_t = m_{\bar{t}}$. Les 3 dernières contraintes proviennent d’hypothèses sur la masse du quark top m_t et sur la pseudo-rapacité des neutrinos η_{ν_ℓ} et $\eta_{\bar{\nu}_\ell}$ (formuler des hypothèses sur η_{ν_ℓ} consiste à échantillonner la distribution prédite pour η_{ν_ℓ} dans les événements $t\bar{t}$).

La méthode de *neutrino weighting* consiste à tester la compatibilité cinématique entre un événement observé et un événement $t\bar{t}$. Cette compatibilité est évaluée sous la forme d’un poids ω qui dépend de la masse supposée du quark top, notée m_t^{hyp} :

$$\omega(m_t^{hyp}) = \frac{1}{N_{iter}} \sum_{i=1}^{N_{iter}} \exp\left(\frac{-(E_{x,i}^{calc} - E_x^{obs})^2}{2\sigma_{E_x}^2}\right) \exp\left(\frac{-(E_{y,i}^{calc} - E_y^{obs})^2}{2\sigma_{E_y}^2}\right) \quad (2.10)$$

où :

- * $E_{x,i}^{calc}$ correspond à la composante x de l’énergie transverse manquante pour la solution i du système cinématique, associée à une hypothèse $(\eta_{\nu_\ell}, \eta_{\bar{\nu}_\ell})$ et à un choix d’appariement lepton-jet. Il peut exister jusqu’à 4 solutions réelles pour une configuration cinématique donnée ;
- * E_x^{obs} désigne la composante x de l’énergie transverse mesurée (idem pour la composante y) ;
- * σ_{E_x} représente la résolution sur la composante x de l’énergie transverse manquante, mesurée dans les événements $Z \rightarrow ee + 2$ jets (idem pour la composante y) ;
- * N_{iter} correspond au nombre total de solutions obtenues pour l’ensemble des hypothèses $(\eta_{\nu_\ell}, \eta_{\bar{\nu}_\ell})$.

Pour un événement donné, le poids $\omega(m_t^{hyp})$ est calculé dans l’intervalle $80 < m_t^{hyp} < 330$ GeV. La distribution de poids ainsi obtenue peut être caractérisée par sa moyenne μ_ω et son écart-type σ_ω . Lorsque l’on considère un grand nombre d’événements, l’ensemble des points $(\mu_\omega, \sigma_\omega)$ constitue une densité de probabilité f . Cette densité de probabilité est mesurée par simulation dans les événements $t\bar{t}$ pour différentes masses m_t générées, ainsi que dans les événements de bruit de fond.

Une fois que ces densités de probabilité ont été caractérisées, la masse du quark top est extraite dans les données grâce à une fonction de vraisemblance définie comme suit :

$$\underbrace{\frac{1}{\sigma_b \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(n_b - \mu_b)^2}{2\sigma_b^2}}}_{\mathcal{L}_{Gauss}(n_b, \mu_b, \sigma_b)} \times \underbrace{\frac{(n_s + n_b)^{N_{obs}}}{N_{obs}!} e^{-(n_s + n_b)}}_{\mathcal{L}_{Poisson}(n_s + n_b, N_{obs})} \times \underbrace{\prod_{i=1}^{N_{obs}} \frac{n_s f_s(\mu_{\omega_i}, \sigma_{\omega_i}, m_t) + n_b f_b(\mu_{\omega_i}, \sigma_{\omega_i})}{n_s + n_b}}_{\mathcal{L}_{\omega}(\mu_{\omega_i}, \sigma_{\omega_i}, n_s, n_b, m_t)} \quad (2.11)$$

Dans cette expression,

- * \mathcal{L}_{Gauss} : le nombre d'événements de bruit de fond n_b peut fluctuer selon une densité de probabilité gaussienne de moyenne μ_b (nombre moyen attendu) et d'écart-type σ_b (erreur sur μ_b) ;
- * $\mathcal{L}_{Poisson}$: le nombre d'événements observés N_{obs} est régi par une loi de Poisson dont la moyenne correspond au nombre d'événements attendus : $n_s + n_b$;
- * \mathcal{L}_{ω} : pour les événements de signal (resp. de bruit de fond), les points $(\mu_{\omega_i}, \sigma_{\omega_i})$ sont distribués selon la densité de probabilité f_s (resp. f_b).

Le terme $\mathcal{L}_{Poisson} \times \mathcal{L}_{\omega}$ est appelé "fonction de vraisemblance étendue et non binée" (sa signification sera discutée dans le paragraphe 6.1). La masse du quark top est déterminée en maximisant la fonction de vraisemblance simultanément par rapport à m_t , n_s et n_b .

La mesure la plus récente effectuée par DØ est basée sur l'état final $e\mu$ [36] et utilise un échantillon de données de 1 fb^{-1} : $m_t = 176.0 \pm 5.3 \text{ (stat)} \pm 2.0 \text{ (syst)} \text{ GeV}$. En ce qui concerne CDF, le dernier résultat en date a été obtenu dans l'état final $\ell + \text{trace isolée}$ [37] (état final dilepton où les critères d'identification du second lepton sont relâchés afin d'augmenter l'efficacité de sélection $t\bar{t}$) avec un lot de données de 2.8 fb^{-1} : $m_t = 165.1^{+3.3}_{-3.2} \text{ (stat)} \pm 3.1 \text{ (syst)} \text{ GeV}$.

2.4 Asymétrie avant-arrière

Au Tevatron, les paires de quarks top sont essentiellement produites par annihilation $q\bar{q}$ ($\simeq 85\%$ des cas), et pour le reste par fusion de gluons (à hauteur de $\simeq 15\%$). En raison de la contribution $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} + X$, l'état initial du processus $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} + X$ n'est pas invariant sous l'opérateur de conjugaison de charge \mathcal{C} . Par conséquent, même si l'interaction forte respecte la symétrie \mathcal{C} , l'état final $t\bar{t} + X$ n'est a priori pas symétrique sous \mathcal{C} . Afin d'étudier cette propriété, on définit une asymétrie différentielle $\mathcal{A}(\cos\alpha)$ par la relation :

$$\mathcal{A}(\cos\alpha) = \underbrace{\frac{N_t(\cos\alpha) - N_{\bar{t}}(\cos\alpha)}{N_t(\cos\alpha) + N_{\bar{t}}(\cos\alpha)}}_{\text{Asymétrie de charge}} \stackrel{CP}{=} \underbrace{\frac{N_t(\cos\alpha) - N_t(-\cos\alpha)}{N_t(\cos\alpha) + N_t(-\cos\alpha)}}_{\text{Asymétrie avant-arrière}} \neq 0 \quad (2.12)$$

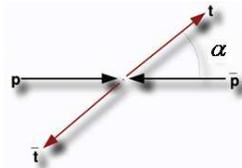


FIGURE 2.8 – Schéma illustrant la convention choisie pour l'angle α .

Dans l'équation 2.12, α désigne l'angle entre l'axe du faisceau et la direction du quark top, comme l'indique le schéma de la figure 2.8. L'asymétrie (i.e. l'angle α) peut être définie dans le référentiel du centre de masse de la collision partonique, ou bien dans le référentiel du détecteur [38, 39, 40]. Les nombres $N_t(\cos\alpha)$ et $N_{\bar{t}}(\cos\alpha)$ correspondent respectivement aux nombres de quarks top et antitop produits selon l'angle α . En supposant que l'interaction forte respecte la symétrie \mathcal{CP} , l'asymétrie de charge peut être mesurée sous la forme d'une asymétrie dite "avant-arrière". Comme le nombre de candidats $t\bar{t}$ n'est pas suffisant pour mesurer une asymétrie différentielle, on définit une asymétrie avant-arrière intégrée que l'on note \mathcal{A}_{fb} ("fb" pour *forward-backward*) :

$$\mathcal{A}_{fb} = \frac{N_f - N_b}{N_f + N_b} \quad (2.13)$$

N_f et N_b désignent les nombres d'événements "forward" (vers l'avant) et "backward" (vers l'arrière) respectivement. Lorsque α est mesuré dans le référentiel du centre de masse, un événement est dit *forward* si la rapidité² du quark top est supérieure à celle de l'antitop : $\Delta y = y_t - y_{\bar{t}} > 0$. Dans le cas où α est mesuré dans le référentiel du détecteur, un événement est qualifié de *forward* si $y_t > 0$. Un événement est *backward* s'il n'est pas *forward*.

À l'ordre dominant, la section efficace différentielle du processus $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ est symétrique vis-à-vis de l'échange $t \leftrightarrow \bar{t}$, si bien que l'asymétrie \mathcal{A}_{fb} est nulle. À l'ordre sous-dominant, des interférences entre diagrammes de Feynman (voir figure 2.9) font apparaître une asymétrie de l'ordre de +5% [41, 42] :

- l'interférence entre le diagramme à l'arbre et le diagramme boîte donne une contribution positive à l'asymétrie [42] : $\mathcal{A}_{fb} \simeq +6\%$;
- l'interférence ISR / FSR (radiation dans l'état initial et final) contribue négativement. À l'ordre NLO [42, 43], le diagramme $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}+g$ donne une asymétrie $\mathcal{A}_{fb} \simeq -7\%$. À l'ordre supérieur (NNLO), elle est fortement réduite [43] : $\mathcal{A}_{fb} \simeq -2\%$.

Au niveau expérimental, il est par conséquent intéressant de mesurer séparément l'asymétrie dans les événements $t\bar{t}$ et $t\bar{t}+\text{jet}$, pour essayer de dissocier les contributions positives et négatives.

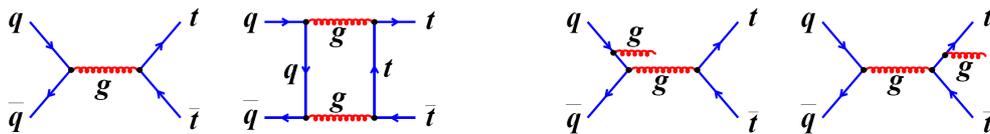


FIGURE 2.9 – Diagrammes de Feynman contribuant à l'asymétrie avant-arrière à l'ordre sous-dominant (NLO). Le diagramme à l'arbre interfère avec le diagramme boîte (à gauche), et le diagramme ISR interfère avec le diagramme FSR (à droite). Chaque diagramme considéré individuellement est invariant par conjugaison de charge, car l'interaction forte est insensible à la charge électrique.

Le résultat d'une mesure d'asymétrie intégrée dépend de deux éléments essentiels : l'acceptance et la "dilution". L'acceptance correspond à la région de l'espace de phase qui est sondée. Elle est principalement conditionnée par l'angle solide couvert par le détecteur (acceptance géométrique), le seuil de sélection sur l'impulsion transverse des jets et le nombre de jets sélectionnés (contributions positives et négatives). Le

2. La rapidité y d'une particule d'énergie E et d'impulsion longitudinale p_z est définie par : $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$.

concept de dilution est lié au fait qu'une mauvaise reconstruction du signe³ de Δy ou du signe de y_t (selon le référentiel choisi) a pour effet de "diluer" l'asymétrie mesurée. La dilution \mathcal{D} est définie par : $\mathcal{D} = 2p - 1$, où p désigne la probabilité de reconstruire correctement le signe de Δy ou y_t . Elle représente la fraction de l'asymétrie qui est effectivement reconstruite dans l'acceptance du détecteur.

DØ a réalisé une mesure de \mathcal{A}_{fb} dans l'état final ℓ +jets, avec un échantillon de données de 0.9 fb^{-1} . La stratégie adoptée par DØ est de mesurer une asymétrie "brute" dans le référentiel du centre de masse partonique, c'est-à-dire non corrigée des effets d'acceptance et de dilution. Ces effets ont été paramétrés afin de permettre la comparaison entre la mesure expérimentale et les prédictions théoriques. Pour un modèle particulier, l'asymétrie "visible dans le détecteur" après reconstruction est calculée de la façon suivante :

$$\mathcal{A}_{fb}^{brute} = \int_0^{+\infty} \mathcal{A}_{fb}(\Delta y) \mathcal{D}(\Delta y) f(\Delta y) d\Delta y \quad (2.14)$$

où $\mathcal{A}_{fb}(\Delta y)$ correspond à la valeur de l'asymétrie prédite pour une différence de rapidité Δy , \mathcal{D} fait référence à la paramétrisation de la dilution, et $f(\Delta y)$ représente la densité de probabilité de Δy à l'intérieur de l'acceptance (f dépend également du modèle). La valeur attendue dans le Modèle Standard est calculée à l'ordre sous-dominant⁴ avec le générateur $MC@NLO$ [44]. Les résultats obtenus pour l'asymétrie intégrée brute inclusive (≥ 4 jets, i.e. contributions $t\bar{t}$ et $t\bar{t} + g$ confondues) sont [39] :

$$\mathcal{A}_{fb}^{données} = 0.12 \pm 0.08 \text{ (stat)} \pm 0.01 \text{ (syst)} \quad , \quad \mathcal{A}_{fb}^{MC@NLO} = 0.08 \pm 0.02 \text{ (stat)} \pm 0.01 \text{ (syst)} \quad (2.15)$$

Par ailleurs, on peut noter que le signe des asymétries exclusives mesurées est en accord avec les prédictions de la QCD perturbative : $\mathcal{A}_{fb}(= 4 \text{ jets}) > 0$ et $\mathcal{A}_{fb}(\geq 5 \text{ jets}) < 0$. D'autre part, la mesure d'asymétrie avant-arrière est sensible à certaines manifestations de nouvelle physique. Par exemple, l'existence d'un boson Z' leptophobic se désintégrant en une paire top-antitop pourrait apparaître sous la forme d'une asymétrie \mathcal{A}_{fb} élevée et positive [39]. Ce type de recherche indirecte présente l'avantage d'être sensible aux résonances étroites comme aux résonances larges, alors que les mesures directes s'intéressent essentiellement aux résonances étroites.

CDF a effectué deux mesures dans l'état final ℓ +jets, avec un échantillon de données de 1.9 fb^{-1} [40]. La première analyse s'intéresse à l'asymétrie dans le référentiel du centre de masse partonique. Cette fois, l'asymétrie est corrigée des effets de reconstruction (dilution), mais pas des effets d'acceptance. Par conséquent, les résultats de DØ et CDF ne peuvent pas être directement confrontés. La valeur inclusive de \mathcal{A}_{fb} mesurée dans les données est comparée à la prédiction de $MC@NLO$:

$$\mathcal{A}_{fb}^{données} = 0.24 \pm 0.13 \text{ (stat)} \pm 0.04 \text{ (syst)} \quad , \quad \mathcal{A}_{fb}^{MC@NLO} = 0.04 - 0.07 \quad (2.16)$$

La deuxième analyse de CDF se place dans le référentiel du détecteur. La mesure d'asymétrie est corrigée à la fois des effets d'acceptance et de reconstruction, et sonde de fait tout l'espace de phase. Elle ne peut

3. Dans les analyses ℓ +jets, le signe du lepton chargé issu de la désintégration leptonique du boson W permet de différencier top et antitop : $t \rightarrow W^+ b \rightarrow \ell^+ \nu_\ell b$ et $\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b} \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \bar{b}$. Ainsi, une mauvaise attribution de la charge du lepton contribue à la dilution. Une reconstruction erronée de la cinématique de l'événement $t\bar{t}$ est une autre source de dilution.

4. D'après les asymétries NLO et NNLO calculées pour le processus $t\bar{t} + g$, la série perturbative n'a pas encore convergé à l'ordre sous-dominant. Or l'acceptance est estimée à l'ordre sous-dominant par $MC@NLO$. Étant donné la forte dépendance de \mathcal{A}_{fb} vis-à-vis des effets d'acceptance, DØ a choisi de ne pas corriger la mesure d'asymétrie.

être comparée aux deux résultats mentionnés ci-dessus. Le calcul de Kühn et Rodrigo [41] est pris comme valeur théorique de référence :

$$\mathcal{A}_{fb}^{données} = 0.17 \pm 0.07 \text{ (stat)} \pm 0.04 \text{ (syst)} \quad , \quad \mathcal{A}_{fb}^{Kühn \text{ et } Rodrigo} = 0.04 \pm 0.01 \quad (2.17)$$

2.5 Charge électrique

La charge électrique des quarks peut être déterminée à partir du rapport :

$$R_{e^+e^-} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \simeq N_c \sum_q e_q^2 \quad , \quad N_c = 3 \quad (2.18)$$

où N_c et e_q représentent respectivement le nombre de couleurs de la symétrie $SU(3)_c$ et la charge du quark q en unité e . La somme porte sur tous les quarks q dont la masse vérifie $m_q < \frac{\sqrt{s}}{2}$. Lorsque l'énergie du faisceau atteint le seuil de production d'un quark Q (i.e. $\sqrt{s} = 2m_Q$), une discontinuité d'amplitude $\simeq 3e_Q^2$ apparaît dans le rapport $R_{e^+e^-}$. Cependant, cette méthode n'a pu être employée pour déterminer la charge du quark top, car l'énergie maximale du LEP-2 (209 GeV) était insuffisante pour créer un paire $t\bar{t}$.

En 1998, une construction théorique [45] a été proposée pour interpréter certaines déviations par rapport aux prédictions du Modèle Standard observées dans le processus $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$. Ce modèle, qui remettait en cause la nature du "quark top" découvert à FNAL, pouvait être confirmé ou infirmé en mesurant la charge électrique du "quark top". Les observables en désaccord avec les prédictions étaient au nombre de trois :

$$R_b = \frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})} \quad , \quad A_{FB}^{0,b} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} \quad , \quad A_b = \frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R} \quad (2.19)$$

R_b est un rapport de largeurs partielles de désintégration, $A_{FB}^{0,b}$ correspond à l'asymétrie avant-arrière au pôle du boson Z (" F " et " B " désignent les quarks b émis vers l'avant et vers l'arrière respectivement) et A_b représente l'asymétrie de polarisation (" L " et " R " font référence aux quarks b d'hélicité gauche et droite respectivement) [46]. Ces trois observables peuvent être réexprimées à partir des constantes de couplage effectives entre le boson Z et les projections chirales gauche et droite du quark b [45] :

$$R_b \sim g_{bL}^2 + g_{bR}^2 \quad , \quad A_{FB}^{0,b} \text{ et } A_b \sim \frac{g_{bL}^2 - g_{bR}^2}{g_{bL}^2 + g_{bR}^2} \quad (2.20)$$

avec :

$$g_{bL} = \left(1 + \frac{\epsilon_1}{2}\right) \left(\frac{1}{3} \sin^2 \theta_{eff} - \frac{1}{2}(1 + \epsilon_b)\right) \quad , \quad g_{bR} = \left(1 + \frac{\epsilon_1}{2}\right) \times \frac{1}{3} \sin^2 \theta_{eff} \quad (2.21)$$

Dans ces définitions, les contributions ϵ_1 et ϵ_b proviennent des corrections radiatives [47] :

$$\epsilon_b \simeq -\frac{G_F m_t^2}{4\pi^2 \sqrt{2}} + \dots \quad , \quad \epsilon_1 \simeq \frac{3G_F}{4\pi^2 \sqrt{2}} \left(\frac{m_t^2}{2} - m_W^2 \tan^2 \theta_W \ln\left(\frac{m_h}{m_Z}\right)\right) + \dots \quad (2.22)$$

Quant à l'angle θ_{eff} , il est défini à partir des constantes de couplage axiale et vectorielle :

$$\frac{g_V}{g_A} = 1 - 4 \sin^2 \theta_{eff} \quad (2.23)$$

La valeur de g_{bL} mesurée dans les données $Z \rightarrow b\bar{b}$ est inférieure en valeur absolue à la valeur prédite par le Modèle Standard ($g_{bL} < 0$), tandis que la valeur de g_{bR} est supérieure à la valeur attendue ($g_{bR} > 0$). Ces observations ont été interprétées de la façon suivante [45] :

- une masse $m_t = 271^{+33}_{-38}$ GeV expliquerait la valeur observée pour g_{bL} . Ceci sous-entendrait que le "véritable quark top" (i.e. le partenaire d'isospin du quark b) n'a pas encore été découvert ;
- pour rendre compte simultanément de l'existence de la particule découverte au Tevatron (baptisée à tort quark top) et de la valeur de g_{bR} , une quatrième famille exotique de quarks et de leptons est introduite⁵. Les quarks lourds Q_1 et Q_4 portent respectivement la charge $-\frac{1}{3}e$ et $-\frac{4}{3}e$, et sont arrangés en un doublet droit $(Q_1, Q_4)_R$ et deux singlets gauches Q_{1L} , Q_{4L} . En supposant que le singlet b_R du Modèle Standard se mélange avec la composante Q_{1R} d'isospin $I_3 = \frac{1}{2}$:

$$b_R \longrightarrow b_R \cos\theta_b - Q_{1R} \sin\theta_b \quad (2.24)$$

alors la constante de couplage g_{bR} devient :

$$g_{bR} = \left(1 + \frac{\epsilon_1}{2}\right) \left(\frac{1}{3} \sin^2\theta_{eff} + \underbrace{\frac{1}{2} \sin^2\theta_b}_{\text{mélange } b_R/Q_{1R}} \right) \quad (2.25)$$

L'angle de mélange θ_b permet "d'absorber" le désaccord entre les valeurs mesurée et attendue de g_{bR} . Dans ce modèle, c'est le quark Q_4 de charge $-\frac{4}{3}e$ qui aurait été découvert à Fermilab. Ce quark se désintégrerait selon $Q_4 \rightarrow W^- b$, contrairement au quark top très massif dont le mode de désintégration est $t \rightarrow W^+ b$.

En vue de tester ce scénario exotique, l'expérience DØ a mesuré la charge électrique du "quark top" avec un échantillon de données de $\simeq 365 \text{ pb}^{-1}$ dans l'état final ℓ +jets. Cette analyse suppose que les charges du top et de l'antitop sont opposées, et s'intéresse donc à la valeur absolue de la charge (deux mesures par événement $t\bar{t}$). Celle-ci est mesurée pour les désintégrations leptoniques " t_ℓ " $\rightarrow W(\rightarrow \ell\nu_\ell)$ " " b_ℓ " et hadroniques " t_h " $\rightarrow W(\rightarrow q\bar{q}')$ " " b_h ", à l'aide de deux estimateurs Q_ℓ et Q_h . Dans l'hypothèse Modèle Standard, les estimateurs sont définis par $Q_\ell^{MS} = |q_\ell + q_{b\ell}|$ et $Q_h^{MS} = |-q_\ell + q_{bh}|$, et pour le modèle exotique, $Q_\ell^{ex} = |-q_\ell + q_{b\ell}|$ et $Q_h^{ex} = |q_\ell + q_{bh}|$. Les charges $q_{b\ell}$ et q_{bh} des jets étiquetés b sont calculées à partir des traces contenues dans le jet :

$$q_{jet} = \frac{\sum_i q_i \times p_{T_i}^{0.6}}{\sum_i p_{T_i}^{0.6}} \quad (2.26)$$

L'exposant 0.6 a été déterminé dans des événements $t\bar{t}$ simulés afin d'assurer une discrimination optimale entre les jets de quark b et \bar{b} . Dans un premier temps, la densité de probabilité P_f de la variable q_{jet} est mesurée pour les jets de saveur $f = b, \bar{b}, c, \bar{c}$ ⁶ dans un lot de données⁷ dijet très enrichi en saveurs lourdes (présence d'un muon dans l'un des deux jets, et d'un vertex déplacé dans chacun des jets). Puis les densités

5. Par ailleurs, cette construction nécessite l'ajout d'un triplet de bosons de Higgs pour s'affranchir de certaines complications apparaissant au niveau des corrections radiatives : celui-ci permet de compenser la contribution de la famille exotique à la variable ϵ_1 , en ajustant la valeur attendue dans le vide du triplet.

6. L'algorithme d'étiquetage sélectionne essentiellement les jets initiés par des quarks b ou \bar{b} , mais peut également retenir des jets de quark c ou \bar{c} .

7. Cette mesure est effectuée dans les données car la simulation ne reproduit assez finement les variables relatives à la qualité des traces, ni l'efficacité de reconstruction des traces au sein des jets.

de probabilité $P_{MS}(Q)$ et $P_{ex}(Q)$ associées respectivement aux charges $Q_{\ell,h}^{MS}$ et $Q_{\ell,h}^{ex}$ sont mesurées dans des événements $t\bar{t}$ simulés. Pour cela, après l'étape d'étiquetage et de reconstruction cinématique de la paire $t\bar{t}$, on identifie la saveur générée des deux quarks à l'origine des jets étiquetés b . Connaissant les vraies saveurs f_ℓ et f_h , les charges $q_{b\ell}$ et q_{bh} des jets étiquetés b "telles que l'on les reconstruirait dans les données" sont déterminées en tirant aléatoirement dans les distributions P_{f_ℓ} et P_{f_h} respectivement. Pour finir, la discrimination entre les hypothèses $Q_t = +\frac{2}{3}e$ et $Q_t = -\frac{4}{3}e$ est effectuée via une méthode de rapport de vraisemblance :

$$\Lambda = \frac{\prod_i P_{MS}(Q_i)}{\prod_i P_{ex}(Q_i)} \quad (2.27)$$

où Q_i représente la charge reconstruite du candidat "quark top" i sélectionné dans les données (estimée par Q_ℓ ou Q_h , selon la nature leptonique ou hadronique de la désintégration du boson W associé). Dans l'échantillon de données, $\Lambda_{obs} = 4.2$. On se place ensuite dans le scénario exotique, pour lequel Λ_{ex} est calculé un très grand nombre de fois grâce au procédé des pseudo-expériences (les valeurs de Q_i sont obtenues en tirant aléatoirement dans la densité de probabilité $P_{ex}(Q)$). Étant donné que la "*p-value*" vaut $\int_{\Lambda_{obs}}^{+\infty} \Lambda_{ex}(x) dx = 0.078$, $D\emptyset$ exclut le scénario exotique avec un niveau de confiance de 92.2% [48].

La technique employée par CDF pour mesurer la charge du "quark top" est similaire [49], mais le traitement statistique du résultat est différent (méthode du profil de vraisemblance), et ne peut donc pas être directement comparé au résultat de $D\emptyset$. Avec un échantillon de données de 1.5 fb^{-1} , CDF exclut le modèle exotique avec un niveau de confiance de 87%, la probabilité de rejeter à tort l'hypothèse nulle (i.e. le Modèle Standard) ayant été fixée a priori à une valeur de 1%.

Chapitre 3

Le Tevatron et le détecteur DØ

Ce chapitre présente le dispositif expérimental auprès duquel les données analysées dans ce manuscrit ont été collectées. Nous détaillerons dans un premier temps le complexe qui accélère les faisceaux de protons et d'antiprotons. Puis nous décrirons les principales caractéristiques du détecteur DØ.

3.1 Le Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL)

Le complexe scientifique FNAL, situé à 45 km à l'ouest de Chicago, a été officiellement inauguré en 1967. Il a été fondé par un consortium regroupant près de 90 universités des États Unis, du Canada, du Japon ou encore d'Italie. Le laboratoire, d'abord appelé National Accelerator Laboratory, a été rebaptisé Fermi National Accelerator Laboratory, plus communément appelé Fermilab (du nom du physicien Fermi, prix Nobel en 1938). Le laboratoire FNAL abrite un grand nombre d'expériences, et est investi dans de nombreuses collaborations scientifiques internationales [50]. Parmi les principales expériences en cours à Fermilab, on peut citer :

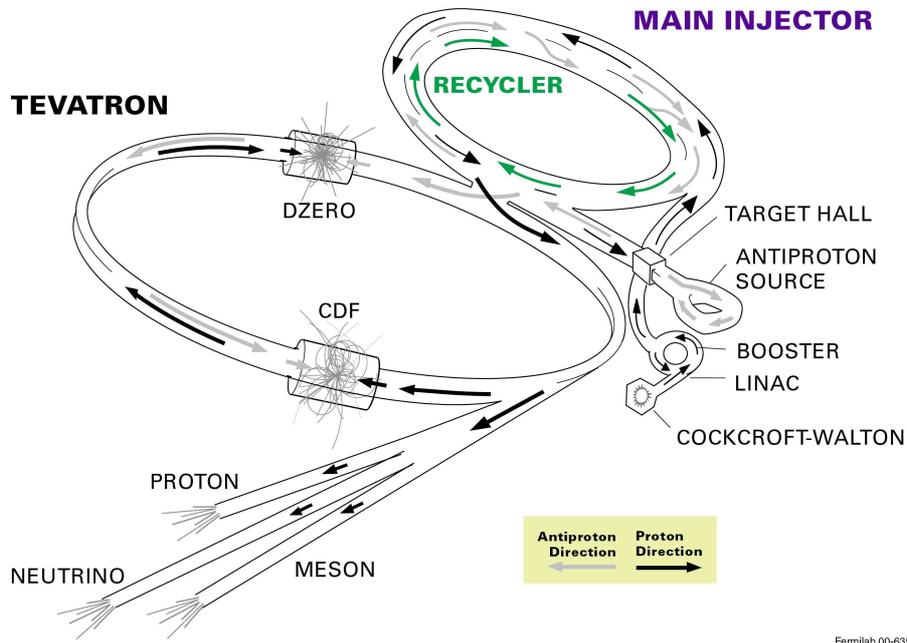
- CDF, DØ, MiniBooNE, Minos, SciBooNE, DONUT, qui utilisent le complexe d'accélération ;
- CDMS, SDSS, SNAP, qui effectuent des recherches en astrophysique.

Le laboratoire Fermilab est doté d'un complexe d'accélérateurs linéaires et circulaires permettant d'accélérer des faisceaux de protons et d'antiprotons à une énergie de 980 GeV. Il représente à ce jour le plus puissant accélérateur en fonctionnement. Le complexe est constitué de quatre principales sections, illustrées à la figure 3.1 : la source de protons, la source d'antiprotons, l'injecteur principal accompagné du recycleur, et enfin l'anneau principal ou Tevatron (TeV faisant référence à Tera électron Volt). Par abus de langage, le mot "Tevatron" est parfois employé pour désigner l'ensemble des accélérateurs.

3.1.1 La source de protons

Pour des raisons qui seront évoquées plus tard, ce sont des ions H^- et non des ions H^+ qui sont utilisés pour créer le faisceau de protons. Au commencement, des bouffées d'hydrogène gazeux sont envoyées dans un dispositif appelé "Magnetron"(figure 3.2(a)). A l'intérieur de la cavité du Magnetron, les atomes d'hydrogène sont ionisés en un plasma de protons et d'électrons, grâce à deux électrodes alimentées par des hautes tensions. Sous l'effet du champ électrique, les protons sont accélérés et viennent frapper la cathode

FERMILAB'S ACCELERATOR CHAIN



Fermilab 00-635

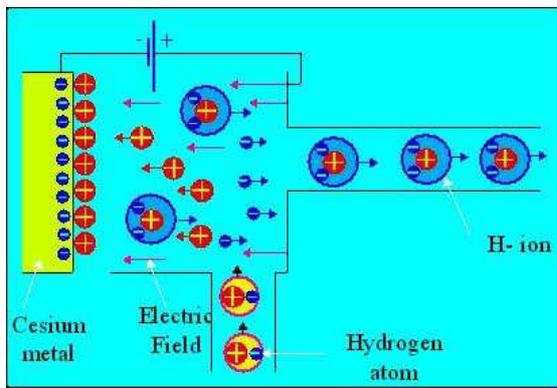
(a) Vue d'artiste représentant les quatre principales sections du complexe d'accélérateurs : la source de protons (constituée des accélérateurs "Cockcroft-Walton", "linac" et "booster") et d'antiprotons, l'injecteur principal avec l'anneau de recyclage, et le Tevatron.



(b) Vue aérienne du FNAL. L'injecteur principal se trouve au premier plan, et le Tevatron est au second plan.

FIGURE 3.1 – Le complexe d'accélérateurs de Fermilab [51].

en césium. Grâce à la faible énergie d'ionisation du césium¹, les protons peuvent capter deux électrons pour devenir des ions H^- . Ils sont alors repoussés par la cathode, et traversent le plasma en sens inverse. En sortant du plasma, les ions H^- interagissent par échange de charge avec des atomes d'hydrogène non ionisés : $H^- + H \rightarrow H + H^-$. Ce processus permet de réduire la dispersion en énergie des ions H^- [52]. La source Magnetron est située à l'intérieur du dôme d'un pré-accelérateur électrostatique de type Cockcroft-Walton (représenté à la figure 3.2(b)). Un système d'extraction pulsé envoie des paquets d'ions H^- hors du dôme vers une colonne accélératrice à une fréquence de 15 Hz. La différence de potentiel entre le dôme et l'extrémité de la colonne est de 750 kV (au-delà), si bien que l'énergie des paquets en sortie du pré-accelérateur est de 750 keV.



(a) Schéma de principe de la source Magnetron utilisée pour produire les ions H^- à partir d'hydrogène gazeux.



(b) Pré-accelérateur Cockcroft-Walton. On distingue le dôme contenant la source Magnetron et la colonne où sont accélérés les ions H^- .

FIGURE 3.2 – Schéma de principe de la source d'ions H^- et premier étage d'accélération du faisceau.

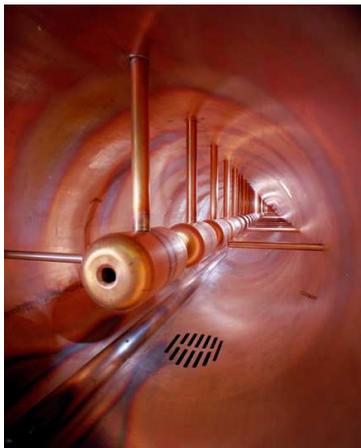
Le faisceau est ensuite porté à une énergie de 400 MeV par un accélérateur linéaire (*linac*) long de 130 mètres. Le *linac* utilise des cavités radio-fréquence pour accélérer les H^- par paquets (les cavités sont représentées à la figure 3.3(a)). Il est constitué de deux sections accélératrices basées sur des technologies différentes. Les cinq premières cavités forment le DTL (*Drift Tube Linac*), et les 7 suivantes forment le SCL (*Side Coupled cavity Linac*). Les cavités DTL sont alimentées par un signal haute fréquence de 201 MHz couplé à des amplificateurs de puissance de type "triode", et l'espacement entre 2 paquets est fixé à 5 ns (1/201 MHz). En sortie du premier tronçon, les particules ont une énergie de 116 MeV. Le signal circulant dans cavités SCL, d'une fréquence quatre fois plus élevée, est produit par des amplificateurs de type "Klystron".

Le faisceau est ensuite injecté dans un premier synchrotron de 75 mètres de rayon, appelé "*boos-*

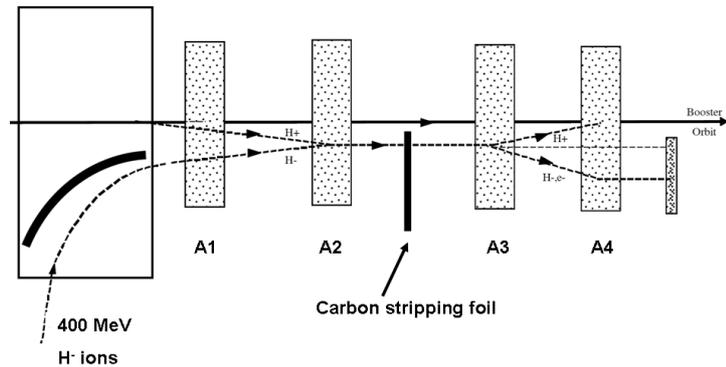
1. Il a été constaté que l'injection de vapeur de césium dans la chambre augmente le taux de production d'ions H^- car le film qui se dépose sur la cathode diminue le travail à fournir pour arracher les électrons. Cinq grammes de césium vaporisés sont suffisants pour une année de fonctionnement.

ter"². Le principe de l'injection est représenté sur la figure 3.3(b). Le faisceau du *linac* est dévié par un premier aimant afin d'être approximativement aligné avec l'axe du *booster*. Après avoir franchi deux nouveaux aimants, les ions H^- sont "épluchés" par une mince feuille de carbone (i.e. débarrassés de leurs deux électrons) et deviennent des protons. Les deux derniers aimants ramènent les protons sur l'orbite stable du *booster* tout en écartant les éventuels ions H^- qui auraient conservé leurs électrons (les atomes H neutres ne sont pas défléchis). Le fait d'utiliser un faisceau de H^- lors de l'injection plutôt qu'un faisceau de protons permet de s'affranchir des répulsions faisceau-faisceau [52, 53], d'où le choix d'une source Magnétron.

Le temps de révolution du *booster* est de $2.2 \mu s$ (à 400 MeV), alors que la durée d'un "train" d'ions H^- (ou *pulse*) provenant du *linac* est de $40 \mu s$, soit $\simeq 18$ tours. Pour des questions de stabilité de faisceau, le temps d'injection est limité à 5 ou 6 tours pour un même train. Après la phase d'injection, l'alimentation des aimants A1,...,A4 est coupée, et le faisceau cesse de traverser la feuille de carbone, ce qui permet de gagner en stabilité. Les protons sont alors accélérés jusqu'à 8 GeV par 17 cavités radio-fréquence. Lors d'une révolution de *booster*, une particule subit 84 accélérations successives. dans des zones appelées *buckets* (une cavité accueille plusieurs *buckets*). L'ensemble des particules contenues dans un *bucket* est appelé un *bunch* ou paquet. Un *batch* désigne l'ensemble des 84 *bunches* que peut contenir le *booster*. Les protons de 8 GeV sont transférés vers l'injecteur principal (*Main Injector*).



(a) Cavités radio-fréquence constituant le *linac* (accélérateur linéaire).



(b) Injection des ions H^- dans le *booster* (décrite dans le texte).

FIGURE 3.3 – Accélération des ions H^- dans le *linac* puis injection du faisceau d'ions dans le *booster*.

3.1.2 La source d'antiprotons

La source d'antiprotons est constituée de trois éléments : la cible, où sont créés les antiprotons, et deux accélérateurs synchrotron triangulaires appelés "*debuncher*" et "*accumulateur*" servant à stocker et refroidir le faisceau d'antiprotons.

2. En sortie du *linac*, le faisceau peut également être employé à des fins médicales. Des neutrons sont produits en bombardant une cible fixe avec le faisceau d'ions H^- , puis sont utilisés pour détruire des cellules cancéreuses.

Les antiprotons sont produits en bombardant³ une cible avec un faisceau de protons de 120 GeV de haute intensité provenant de l'injecteur principal (voir paragraphe suivant), à raison de 1 fois toutes les 1.5 s. La cible est constituée de disques de nickel (choisi pour son point de fusion élevé) et de disques de cuivre (assurant le refroidissement) de 10 cm de diamètre et de 2 cm d'épaisseur [54]. Les particules créées lors des collisions sont focalisées par une lentille au lithium placée derrière la cible (le lithium a été retenu car il constitue le matériau conducteur le moins dense, ce qui permet de minimiser les pertes par diffusion ou absorption). Les antiprotons sont ensuite sélectionnés par un spectromètre de masse (aimant dipolaire de 1.5 T), et envoyés vers le *debuncher*. Le dispositif est représenté à la figure 3.4.

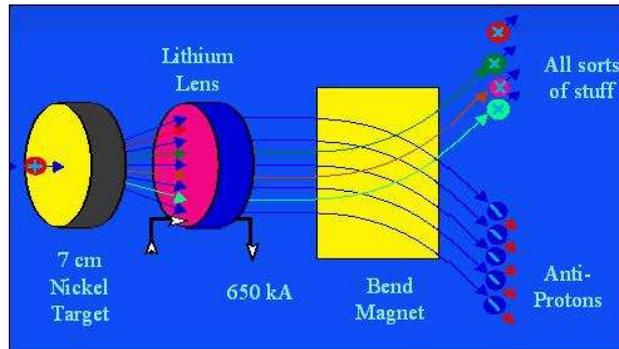


FIGURE 3.4 – Schéma de principe de la production des antiprotons par interaction d'un faisceau de protons sur une cible de nickel.

Le faisceau d'antiprotons entre dans le *debuncher* avec une énergie cinétique moyenne de 8 GeV, et possède la même structure que le faisceau de protons qui bombarde la cible de nickel. Les antiprotons sont regroupés en *bunches* de faible dispersion en temps, mais de grande dispersion en énergie. Le rôle du *debuncher* est de réduire la dispersion en énergie afin d'augmenter la densité du faisceau et d'assurer une bonne efficacité de transfert vers l'accumulateur. Le premier mécanisme mis en œuvre pour "refroidir le faisceau" est représenté à la figure 3.5(a). La trajectoire des antiprotons de plus grande énergie (en bleu) est excentrée par rapport à la trajectoire des antiprotons de plus basse énergie (en rouge). Une cavité radio-fréquence installée dans une section droite du *debuncher* permet d'accélérer les antiprotons moins énergétiques, qui arrivent en premier dans la cavité, et de décélérer les antiprotons plus énergétiques qui traversent la cavité avec un certain déphasage. De ce fait, le faisceau perd sa structure en *bunch*, d'où le nom de "*debuncher*".

Au bout de 100 ms, le faisceau devient suffisamment contrôlable pour que soit appliquée la technique de refroidissement stochastique. Ce processus consiste à corriger "en temps réel" la dispersion du faisceau grâce à une boucle de rétroaction (voir figure 3.5(b)). Des électrodes de "*pickup*" permettent de mesurer la position du faisceau. Si le faisceau est excentré, il induira un courant plus élevé dans une des deux électrodes. Connaissant la déviation du faisceau par rapport à l'orbite de référence, un signal correcteur est envoyé à des électrodes dites "*kicker*". Le signal atteint le *kicker* avant l'arrivée des protons, ce qui permet de corriger à temps leur trajectoire en générant un champ électromagnétique entre les électrodes du *kicker*. Le refroidissement stochastique permet de réduire l'amplitude des oscillations du faisceau dans le plan transverse, et améliore également la dispersion en énergie le long de l'axe du faisceau. Le faisceau

3. La section efficace de la réaction $p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$ est très faible : il faut envoyer environ 50000 protons sur la cible pour recueillir un antiproton de 8 GeV dans le *debuncher*.

d'antiprotons est transféré dans l'accumulateur juste avant l'injection suivante. L'accumulateur est le second synchrotron triangulaire⁴ qui a pour but de stocker les antiprotons à une énergie de 8 GeV, pendant une période de plusieurs heures voire plusieurs jours. Il est également équipé d'un système de refroidissement stochastique. Le faisceau circule en continu, sans structure, et les *bunches* ne sont reformés qu'au moment de l'extraction vers l'injecteur principal. Actuellement, le nombre maximum d'antiprotons ayant été stockés dans l'accumulateur s'élève à 3.1×10^{12} (février 2008), et le nombre maximum d'antiprotons accumulés en une heure atteint 2.7×10^{11} (juin 2008) [55].

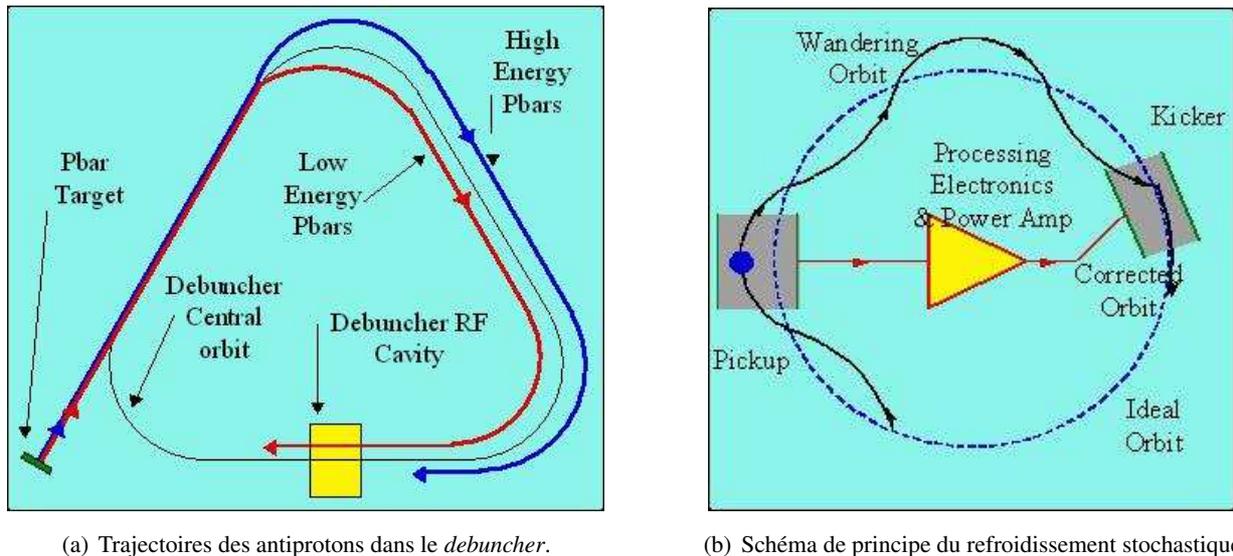


FIGURE 3.5 – Représentation schématique des méthodes de refroidissement employées pour réduire la dispersion en énergie du faisceau d'antiprotons.

3.1.3 L'injecteur principal et le recycleur

L'injecteur principal, construit spécifiquement pour le Run II, est un synchrotron mesurant environ 1 km de diamètre. Il remplit une double fonction :

- il accélère les protons du *booster* de 8 GeV à 120 GeV, puis les envoie sur une cible fixe afin de produire les antiprotons (voir section 3.1.2). Dans ce mode de fonctionnement, deux *batches* entiers du *booster* sont injectés puis accélérés à 120 GeV ;
- il accélère les protons et les antiprotons provenant respectivement du *booster* et de l'accumulateur, de 8 GeV jusqu'à 150 GeV, puis les injecte dans le Tevatron. Dans le cas des protons, 7 paquets du *booster* sont injectés et accélérés à 150 GeV (les 77 *bunches* restants sont détruits). Puis ils sont regroupés en un même *bunch* de haute intensité (phase de coalescence) qui est envoyé dans le Tevatron. Cette phase est répétée 36 fois. La procédure d'injection des antiprotons est sensiblement différente. Le système radio-fréquence de l'accumulateur isole quatre trains d'antiprotons (quatre groupes constitués de plusieurs *bunches*) et les envoie dans l'injecteur principal où ils sont accélérés à 150 GeV. Au cours d'une phase de coalescence, chaque train est regroupé en un unique *bunch*. Les quatre *bunches* d'antiprotons ainsi formés sont injectés dans le Tevatron. Après que l'énergie de

4. L'accumulateur occupe le même tunnel que le *debuncher*.

l'injecteur principal ait été ramenée à 8 GeV, l'opération est effectuée 9 fois au total, de sorte que 36 *bunches* d'antiprotons et 36 *bunches* de protons circulent dans le Tevatron en sens opposé.

Afin d'augmenter les capacités et les performances de stockage des antiprotons, un anneau appelé "recycleur" a été construit dans le même tunnel que l'injecteur principal (voir figure 3.6). Il réceptionne les antiprotons envoyés via l'injecteur principal depuis l'accumulateur. Initialement, il avait été conçu pour récupérer les antiprotons circulant dans le Tevatron à la fin d'une période de collision. Cependant, ce projet a dû être abandonné au démarrage du Run II en raison de difficultés techniques rencontrées lors du ralentissement des antiprotons depuis 1 TeV jusqu'à 8 GeV.

Le recycleur est équipé d'aimants permanents, et constitue un anneau de stockage d'une très grande stabilité, contrairement à l'accumulateur. Il dispose de deux systèmes de refroidissement qui permettent d'accroître la densité du faisceau et par conséquent d'améliorer la luminosité instantanée du Tevatron : un refroidissement stochastique du même type que celui employé dans la source d'antiprotons, et un refroidissement par faisceau d'électrons (ou *electron cooling*). Lorsque le recycleur contient plus de 2×10^{12} antiprotons, le refroidissement stochastique devient inefficace et doit être secondé par l'*electron cooling* [56]. Cette technique, utilisée depuis le mois de septembre 2005, consiste à faire circuler au sein du faisceau d'antiprotons un faisceau d'électrons de haute intensité et de faible dispersion énergétique. Les antiprotons "chauds" se "thermalisent" au contact du faisceau d'électrons "froids" via l'interaction coulombienne.



FIGURE 3.6 – Photo de l'intérieur du tunnel de l'injecteur principal (aimants bleus, en bas) abritant le recycleur (aimants verts, en haut).

3.1.4 Le Tevatron

Le Tevatron est un synchrotron de près d'un kilomètre de rayon, équipé de 8 cavités accélératrices radio-fréquence, 816 aimants dipolaires supraconducteurs et 204 aimants quadrupolaires. Au moment de sa mise en service en 1983, le Tevatron était le premier synchrotron à être équipé d'aimants supraconducteurs. Les dipôles, dont le bobinage est réalisé en alliage niobium-titane, sont refroidis par un système cryogénique à helium liquide opérant à 4.3 K. Les faisceaux provenant de l'injecteur principal sont accélérés de 150 à 980 GeV par l'intermédiaire des cavités radio-fréquence fonctionnant à 53 MHz. A 980 GeV, les dipôles sont parcourus par un courant de 4350 A qui engendre un champ magnétique de 4.2 T. Le temps de révolution est alors de 21 μ s.

Cinq étapes sont nécessaires pour établir les collisions entre les paquets de protons et les paquets d'antiprotons :

- Mise au point (*Tune up*) :

Une mise au point est effectuée au niveau des lignes d'injection des protons et des antiprotons (entre l'injecteur principal et le Tevatron), pour éviter les pertes et maintenir l'intégrité de la structure en paquets lors du transfert des faisceaux. Les alimentations des dipôles et quadrupôles de la ligne d'injection des protons sont tout d'abord ajustées de sorte que l'orbite hélicoïdale d'un faisceau test de protons soit correctement établie. Le faisceau test est ensuite détruit (*beam abort*). Pour régler la ligne d'injection des antiprotons, on utilise des protons pour ne pas "gaspiller" les antiprotons. Cette séquence est appelée "*reverse injection tune up*". La polarité des séparateurs électrostatiques⁵ est inversée si bien que les protons injectés dans le Tevatron (via la ligne d'injection dédiée au protons) se retrouvent sur l'orbite des antiprotons. Ainsi, ces protons peuvent être renvoyés vers l'injecteur principal en utilisant la ligne d'injection des antiprotons (en sens inverse). Le faisceau test est ensuite dévié hors de l'injecteur principal pour être détruit ;

- Injection des *bunches* de protons et d'antiprotons :

Cette phase d'injection des protons puis des antiprotons dans le Tevatron a été évoquée lors de la description de l'injecteur principal. Chaque faisceau comporte 36 paquets regroupés en 3 super-paquets ou "trains" (voir figure 3.7). Au sein d'un super-paquet, les paquets sont espacés de 396 ns (soit 21 *buckets* radio-fréquence). Les super-paquets sont séparés par un intervalle de 2.6 μ s. Ce délai permet de détruire le faisceau en cas d'arrêt d'urgence (*abort gap*), et est également mis à profit pour remettre à zéro l'électronique de lecture des détecteurs ;

- Accélération de 150 à 980 GeV :

Les lignes d'injection sont désactivées, puis le courant circulant dans les dipôles et les quadrupôles est augmenté (séquence *ramp*) pour accélérer les faisceaux de protons et d'antiprotons jusqu'à une énergie de 980 GeV ;

- *Low β squeeze* :

Lors de la phase *go to low beta*, les aimants quadrupolaires de focalisation (*low beta quadrupoles*) sont activés pour assurer la transition entre l'hélice d'injection et l'hélice de collision. Les deux faisceaux sont progressivement rapprochés par des séparateurs situés à proximité des deux points d'interaction appelés B0 et D0, pour finalement se croiser au centre des détecteurs CDF et DØ : c'est le début de la phase de collision ;

- Suppression du halo des faisceaux (*scraping*) :

Des blocs d'acier (*scrapers*) sont déplacés au plus près du tube à vide afin d'éviter que le halo entourant les faisceaux de protons et d'antiprotons n'endommage les détecteurs situés à proximité du tube à vide. Une fois que la séquence *remove halo* est terminée, le *store* peut commencer (un *store* désigne une période stable de collisions). Au cours du *store*, le nombre de protons et d'antiprotons par faisceau diminue, en raison des interactions entre faisceaux ou des interactions entre les faisceaux et le gaz résiduel contenu dans le tube à vide. Le *store* le plus long que le Tevatron ait enregistré a duré plus de 53 heures (juillet 2006) [55].

5. Les séparateurs électrostatiques sont utilisés dans le Tevatron pour créer deux orbites stables disjointes, à l'intérieur desquelles les protons et les antiprotons peuvent circuler en sens opposés sans se croiser.

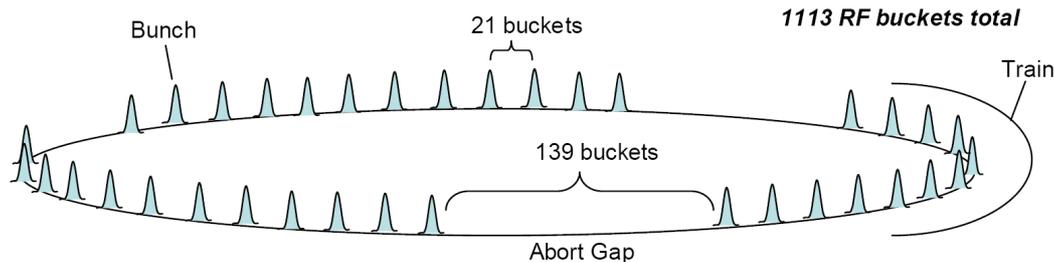


FIGURE 3.7 – Schéma représentant la structure des faisceaux de protons et d’antiprotons dans le Tevatron.

3.2 Le détecteur DØ

Le détecteur DØ est installé auprès de l’anneau du Tevatron au niveau du point de collision D0. Il est constitué de plusieurs sous-systèmes de détection représentés sur la figure 3.8. En s’éloignant de l’axe du faisceau, on rencontre successivement :

- le détecteur de traces à micro-pistes de silicium ;
- le détecteur de traces à fibres scintillantes ;
- l’aimant supraconducteur solénoïdal ;
- le détecteur de pied de gerbe ;
- le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique ;
- le détecteur de muons.

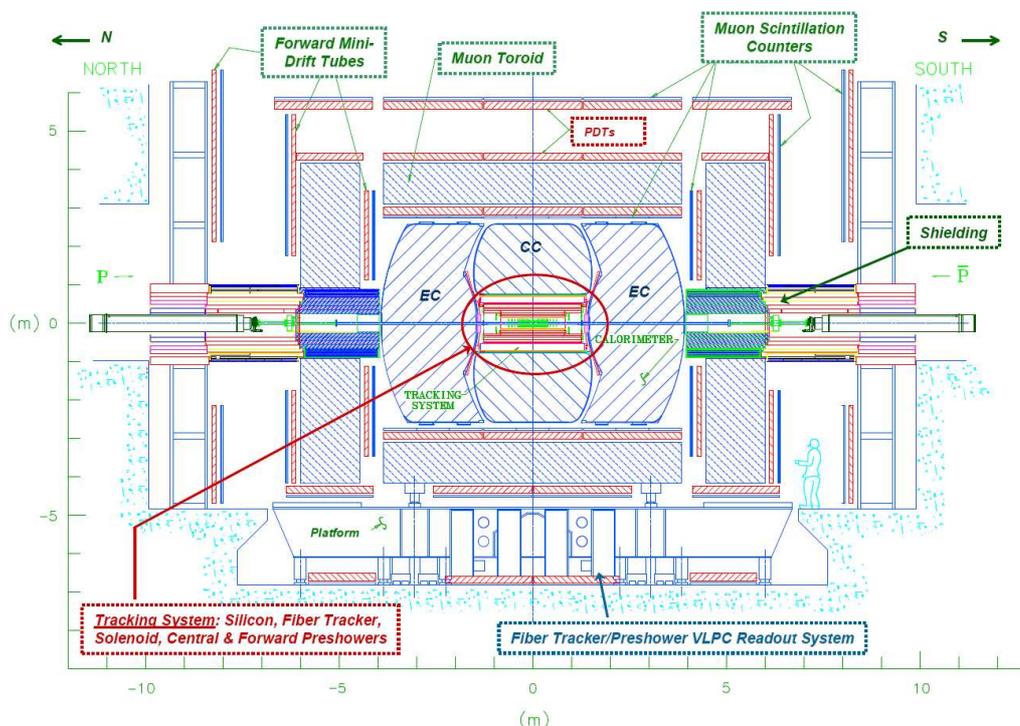


FIGURE 3.8 – Représentation schématique du détecteur DØ.

Le principe de fonctionnement ainsi que les performances de chaque sous-détecteur sont décrits de façon détaillée dans les références [57] et [58]. Nous allons en donner ici les principales caractéristiques.

3.2.1 Le détecteur à micro-pistes de silicium : SMT

Le SMT (*Silicon Microstrip Tracker*) est le détecteur le plus proche du point d'interaction. Il fonctionne sur le principe des diodes à jonction n-p : au passage d'une particule chargée, des paires électron-trou sont créées dans les zones de déplétion des pistes de silicium, puis la dérive des porteurs de charge dans le champ électrique de la jonction induit une impulsion électrique. Le SMT est composé de trois types d'éléments (voir figure 3.9) :

- 6 tonneaux : longs de 12 cm, ils sont formés de 4 double-couches sensibles concentriques (voir la vue en coupe de la figure 3.10), la couche la plus proche étant située à un rayon de 2.7 cm, et la plus distante, à 10.5 cm. Certaines couches sont équipées de capteurs sur les deux faces. Afin d'augmenter l'herméticité du détecteur, un angle est introduit entre les pistes des différentes couches ;
- 12 disques appelés "disques F" : les 6 premiers sont insérés entre les tonneaux (à des distances de $|z| \simeq 12, 25, 38$ cm), les 6 autres sont placés en périphérie (à $|z| \simeq 41, 48, 53$ cm). Les disques F sont des couronnes double-face de rayon interne 2.6 cm et de rayon externe 10 cm. Le dispositif constitué par les tonneaux et les disques F permet de reconstruire des traces jusqu'à $|\eta_{det}| = 2$;
- 4 disques externes, nommés "disques H", positionnés à $|z| \simeq 100, 121$ cm : ils ont pour but d'augmenter l'acceptance du détecteur jusqu'à $|\eta_{det}| = 3$. Un disque H possède un rayon interne de 9.5 cm et un rayon externe de 26 cm. Le fait que le SMT mesure plus de 2.4 mètres de long garantit par ailleurs un excellent recouvrement de la région d'interaction (la position longitudinale du point d'interaction est distribuée selon une gaussienne centrée en $z \simeq 0$ et d'écart-type égal à 25 cm).

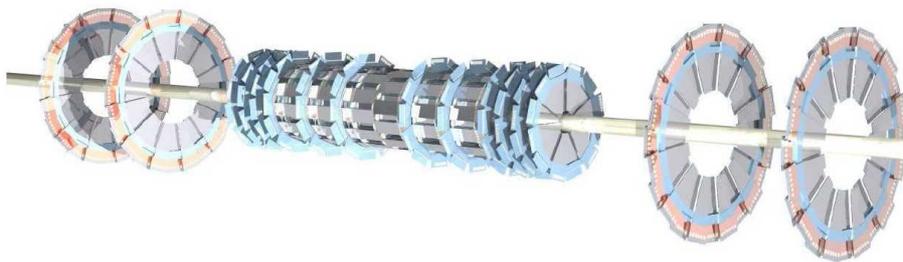


FIGURE 3.9 – Vue en perspective des tonneaux et disques du SMT.

Au total, le SMT représente une surface de silicium d'environ 3 m² et comporte près de 793000 voies de lecture. Le détecteur est refroidi par une circulation d'eau/éthylène-glycol à -10°C, qui assure pour le silicium une température de fonctionnement inférieure à 5°C (ce qui limite les dommages causés par l'importante dose de radiations). En avril 2006, une nouvelle couche de silicium, appelée *layer 0*, a été insérée dans l'espace disponible entre le tube à vide et la couche la plus interne du SMT ($1.6 < r < 2.2$ cm). Elle permet à la fois de compenser les pertes d'efficacité liées au vieillissement du détecteur, d'améliorer d'un facteur 2 la résolution sur le paramètre d'impact des traces, ainsi que d'accroître de 15 % l'efficacité d'étiquetage des quarks *b* [59].

3.2.2 Le détecteur à fibres scintillantes : CFT

Le CFT (*Central Fiber Tracker*) entoure le SMT, et se trouve lui-même à l'intérieur du solénoïde, comme illustré à la figure 3.11. Il est constitué de 8 supports cylindriques concentriques, dont les rayons

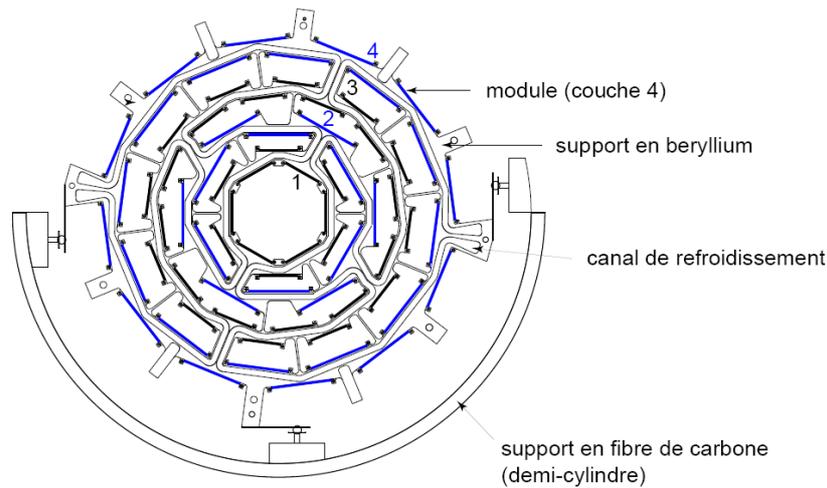


FIGURE 3.10 – Vue en coupe d'un tonneau du SMT.

vont de 20 à 52 cm. Étant donné la taille des "disques H" du SMT, la longueur des deux cylindres les plus internes est limitée à 1.7 mètres, contre 2.5 mètres pour les autres. Sur chaque support sont attachées 4 couches de fibres scintillantes, regroupées en 2 doublets de fibres. Certains doublets (notés z) sont alignés avec l'axe du faisceau. Les autres forment un angle stéréo de $+3^\circ$ (doublets u) et -3° (doublets v). De l'intérieur vers l'extérieur, les doublets sont ordonnés de la façon suivante : " $zu - zv - zu - zv - zu - zv - zu - zv$ ". Le CFT utilise environ 200 km de fibres scintillantes.

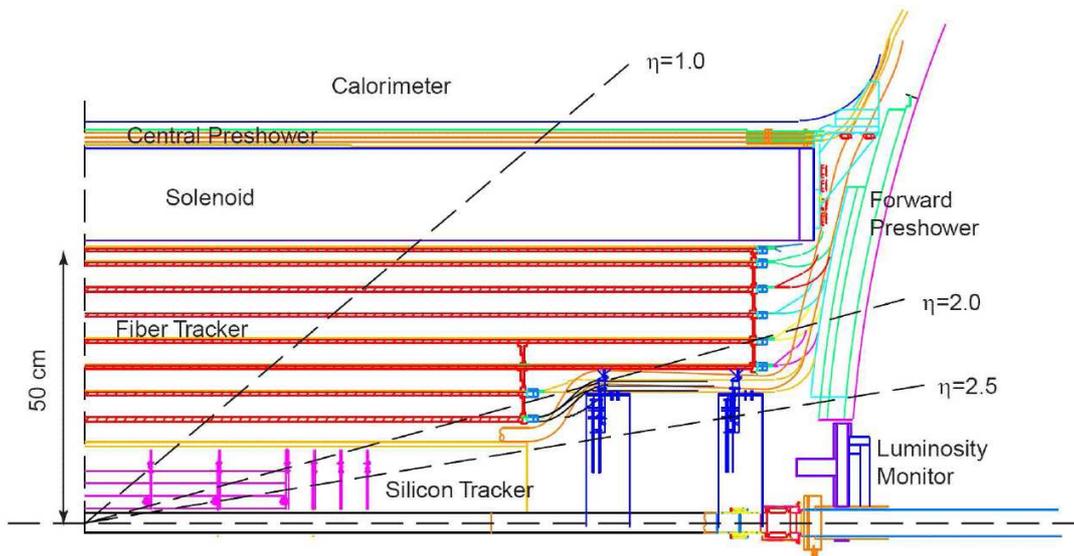


FIGURE 3.11 – Vue en coupe du détecteur de traces interne et des détecteurs de pied de gerbe.

Les fibres, d'un diamètre de $835 \mu\text{m}$, sont constituées de polystyrène dopé par un composé aromatique fluorescent et un composé fluoré. Lorsqu'une particule chargée ionise la fibre en polystyrène, l'excitation est transmise à la substance organique qui se désexcite par fluorescence, en émettant des photons de longueur

d'onde $\lambda = 340$ nm, dont le libre parcours moyen dans le polystyrène ne dépasse pas quelques centaines de μm . Ces photons sont rapidement absorbés par le composé fluoré, qui réémet des photons à $\lambda = 530$ nm qui eux, peuvent se propager. Une gaine d'indice optique $\simeq 1.4$ permet la transmission de la lumière par de multiples réflexions totales à la surface de la fibre. La lumière de scintillation est collectée à une seule extrémité de la fibre (l'autre étant recouverte par un revêtement réfléchissant en aluminium), via un guide de lumière, par un VLPC (*Visible Light Photo Counter*). Les VLPC sont des photo-détecteurs à avalanche, d'efficacité quantique supérieure à 75 %, et de gain élevé ($\sim 10^4$ électrons par photon détecté). Un système de refroidissement cryogénique à hélium liquide permet aux VLPC de fonctionner à 9 K, et limite ainsi le bruit thermique des photo-détecteurs.

Le solénoïde

Le solénoïde supraconducteur, fait d'un alliage Cu-Nb-Ti, constitue le dernier élément du détecteur de traces interne. Sa géométrie a été optimisée pour obtenir la meilleure résolution possible sur la mesure de l'impulsion des particules chargées, tout en introduisant le moins de matière possible en amont du calorimètre ($\simeq 0.9X_0$ en incidence normale⁶). Il mesure 2.73 m de long, pour un diamètre de 1.42 m (figure 3.11), et pèse environ 1.5 tonne. Il produit un champ magnétique de 2 Tesla homogène à 0.5 % près. Compte tenu du courant de 4750 A circulant dans l'aimant et de l'inductance de 0.47 H, l'énergie magnétique stockée dans l'aimant s'élève à : $E_{mag} = \frac{1}{2}Li^2 = 5.3$ MJ.

Performance du détecteur de traces interne

La reconstruction des traces et des vertex sera discutée dans les paragraphes 4.1 et 4.2. Mentionnons ici quelques résultats relatifs aux performances des deux sous-détecteurs de traces SMT et CFT combinés. La résolution sur l'impulsion transverse des particules chargées a été mesurée avec des muons provenant de la désintégration du méson J/Ψ et du boson Z . Elle est paramétrée de la façon suivante [60] :

$$\sigma\left(\frac{1}{p_T}\right) = \frac{1}{p_T} \sqrt{A^2 p_T^2 + B^2 \cosh(\eta)} \quad (3.1)$$

La dépendance explicite en η a été introduite pour rendre compte du processus de diffusion multiple, qui dépend de l'épaisseur de matière traversée. Les termes A et B dépendent de la qualité des traces sélectionnées. Pour un muon central par exemple, la résolution est de l'ordre de 2.5% pour des muons d'impulsion transverse de 5 GeV laissant des impacts dans le SMT, et vaut $\simeq 9\%$ pour des muons de $p_T = 9$ GeV non associés à des coups dans le SMT [60].

La résolution spatiale sur la position longitudinale du vertex primaire est de l'ordre de 35 μm . On peut également citer la résolution sur le paramètre d'impact des traces, meilleure que 15 μm dans le plan $r - \phi$ (pour des particules à $|\eta_{det}| = 0$ et $p_T > 10$ GeV).

3.2.3 Les détecteurs de pied de gerbe : CPS, FPS

Le détecteur de pied de gerbe est composé de 2 modules différents (voir figure 3.11) :

6. X_0 désigne la longueur de radiation. La longueur de radiation intervient dans la formule de la perte d'énergie d'un électron dans la matière par rayonnement de freinage (bremsstrahlung) : $-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems} = \frac{E}{X_0}$.

- le "Central PreShower" (CPS) dans la partie centrale, couvrant la région $|\eta| < 1.3$;
- les "Forward PreShower" (FPS) dans les parties avant et arrière, pour $1.5 < |\eta| < 2.5$.

Avant d'atteindre le détecteur de pied de gerbe, une particule doit traverser la bobine, d'une épaisseur d'environ $0.9X_0$. Ainsi, les gerbes sont initiées dans le solénoïde (matière non instrumentée), et non plus dans le calorimètre comme c'était le cas au Run I⁷, ce qui dégrade la résolution en énergie des objets calorimétriques (en particulier celle des électrons et des photons). En effectuant une mesure juste après la bobine, le détecteur de pied de gerbe remplit une double fonction. D'une part, il permet de corriger l'énergie perdue dans la bobine et d'extrapoler plus précisément les traces reconstruites dans le SMT + CFT jusqu'au calorimètre. D'autre part, il facilite la réjection des jets lors de l'identification des électrons et des photons.

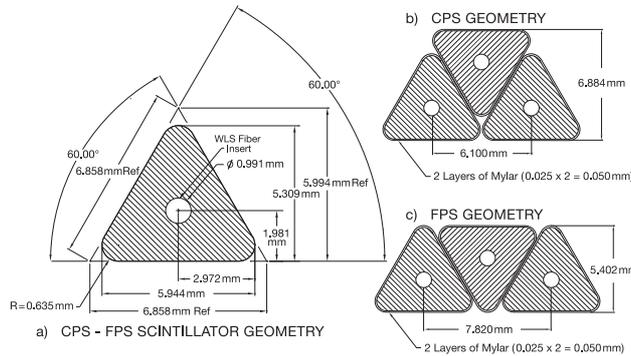


FIGURE 3.12 – Section d'un barreau de scintillateur utilisé dans les détecteurs de pied de gerbe (à gauche), et agencement d'une couche de scintillateurs pour le CPS et le FPS (à droite).

Le CPS est intercalé dans l'espace de 5 cm entre le solénoïde et le calorimètre. Il est constitué d'un radiateur en plomb d'une épaisseur de $1X_0$, et de trois couches cylindriques de barreaux de scintillateur de section triangulaire (voir figure 3.12). Chaque barreau est traversé par une fibre qui collecte et transporte la lumière jusqu'à un guide de lumière, qui assure l'interface entre le matériau sensible et le VLPC. Les barreaux de la première couche sont alignés dans l'axe du faisceau, et les barreaux des deux couches suivantes forment un angle stéréo de $\pm 24^\circ$ avec l'axe z . Chaque couche contient 1280 fibres, interrompues en $z = 0$, ce qui représente 2560 voies de lecture par couche.

Les FPS sont installés sur la paroi externe du cryostat des calorimètres avant et arrière. Un FPS est constitué d'un absorbeur en plomb et acier ($\equiv 2X_0$) entouré par deux plans de détection, eux-même formés par deux couches de scintillateurs. La plupart du temps,

- un électron laissera un signal de type "MIP" (*Minimum Ionizing Particle*) dans le premier plan de scintillateurs, et la gerbe initiée dans l'absorbeur sera mesurée dans le second plan par plusieurs barreaux d'une même couche ;
- un photon ne déposera pas d'énergie dans le premier plan de détection, et sera mesuré dans le second plan de la même manière qu'un électron ;
- un hadron chargé traversera l'absorbeur sans développer de gerbe dans l'absorbeur, et un "MIP" sera relevé dans chaque plan de scintillateurs.

7. Le solénoïde a été installé entre la fin du Run I et le commencement du Run II.

3.2.4 Le calorimètre

Le calorimètre de DØ est constitué de 3 éléments, représentés sur la figure 3.13 et 3.15 :

- le calorimètre central (CC), jusqu'à $|\eta_{det}| < 1$;
- la région inter-cryostat (ICR), entre le calorimètre central et les bouchons : $0.8 < |\eta_{det}| < 1.4$;
- les deux calorimètres bouchons, ou "End Cap" (EC), couvrant jusqu'à $|\eta_{det}| < 4$, où :
 - ★ "ECN" désigne le bouchon Nord ($\eta_{det} < 0$) ;
 - ★ "ECS" correspond au bouchon Sud ($\eta_{det} > 0$).

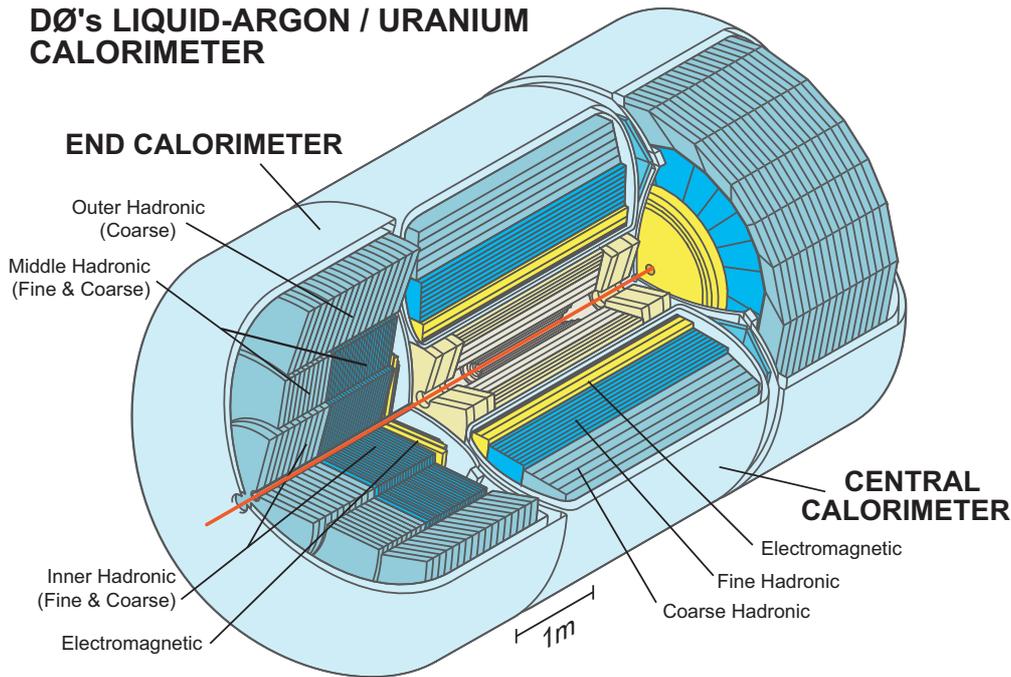


FIGURE 3.13 – Vue artistique du calorimètre de DØ. Les zones en gris, beige et jaune représentent respectivement le SMT, le CFT et le solénoïde.

Le calorimètre de DØ est un calorimètre à échantillonnage : il est constitué d'une alternance de couches absorbantes non instrumentées et de couches sensibles. Nous allons en décrire le principe de fonctionnement au niveau de la cellule calorimétrique, qui représente la plus petite subdivision du calorimètre. Une cellule (figure 3.14) est composée d'une plaque d'absorbeur en regard d'une électrode en cuivre, baignant dans l'argon liquide. Lorsqu'une particule traverse une cellule, elle interagit avec la plaque d'absorbeur de densité élevée. La nature de l'interaction dépend de la nature de la particule incidente et de son énergie. A très haute énergie,

- un électron interagit par rayonnement de freinage, ou "*bremsstrahlung*" (émission de photons) ;
- un photon se matérialise sous forme de paire e^+e^- dans le champ nucléaire ;
- un hadron interagit par diffusion inélastique sur les noyaux, pouvant créer différents types de particules secondaires (π^0, π^\pm , protons, neutrons, fragments de noyaux, ...).

Les particules ainsi créées interagissent à leur tour dans la matière de l'absorbeur, produisant de nouvelles particules d'énergie plus faible, et ainsi de suite : c'est le principe des interactions en cascade. On distingue la cascade électromagnétique (initiée par un photon ou un électron, composée d'électrons et de photons) et la gerbe hadronique (créée par un hadron, constituée non seulement de hadrons mais aussi de photons et d'électrons : $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, puis $\gamma \rightarrow e^+e^-, \dots$).

Après que la gerbe se soit développée dans la plaque d'absorbeur, les particules secondaires déposent leur énergie dans le milieu actif, en ionisant les atomes d'argon. Grâce à la différence de potentiel appliquée entre l'absorbeur (0 V) et l'électrode en cuivre (+2 kV), les charges produites par ionisation dérivent dans le champ électrique de la cellule. Le temps mis par les électrons pour parcourir les 2.3 mm séparant l'absorbeur et l'électrode est de 450 ns, à comparer aux 396 ns entre deux collisions (au Run I, l'intervalle de temps entre deux croisements de faisceaux était de 3500 ns).

Le choix de l'argon liquide en tant que milieu actif est motivé par sa faible énergie d'ionisation [61] (15.76 eV), sa grande résistance aux radiations, l'excellente linéarité de la réponse et la finesse de la segmentation pouvant être atteinte, ou encore les faibles coûts de production associés. L'argon liquide est maintenu à une température nominale d'environ 90 K grâce à des cryostats entourant hermétiquement les modules ECN, CC et ECS. En ce qui concerne le milieu absorbant, il s'agit pour l'essentiel des cellules d'uranium appauvri. Dans certains compartiments, on utilise du cuivre ou encore de l'acier inoxydable (voir les tableaux 3.1 et 3.2). L'uranium possède en effet une courte longueur de radiation $X_0 \simeq 0.32$ cm [64] (à titre de comparaison, $X_0 = 0.56$ cm pour le plomb et 1.76 cm pour l'acier), ainsi qu'une faible longueur d'absorption hadronique $\lambda_a \simeq 10.5$ cm (comparé à 17.6 cm pour le plomb, et 16.8 cm pour l'acier), ce qui confère au calorimètre une plus grande compacité.

Les caractéristiques des cellules (nature et épaisseur de la plaque d'absorbant, distance absorbeur-électrode) ont été ajustées afin que la réponse du calorimètre soit compensée : on souhaite qu'un électron et un pion de même énergie génèrent des signaux de même amplitude dans le calorimètre. Ceci était vérifié au Run I [65]. Au Run II, étant donné la réduction de l'intervalle de temps entre deux collisions, le temps d'intégration du signal provenant de la cellule a été réduit. Comme le temps de collection des charges est sensiblement différent pour les gerbes électromagnétiques et hadroniques, le calorimètre n'est plus exactement compensé [66].

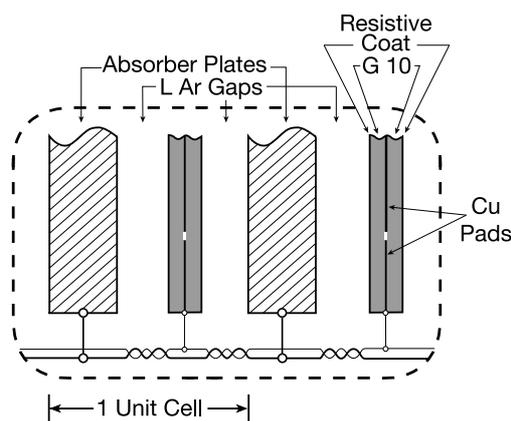


FIGURE 3.14 – Schéma de principe d'une cellule calorimétrique.

Le calorimètre central et les calorimètres bouchons sont constitués de plusieurs couches de cellules, regroupées en trois compartiments : le compartiment électromagnétique (EM), le compartiment hadronique à granularité fine (FH), et le compartiment hadronique grossièrement segmenté (CH). Dans la plupart des couches, les cellules ont une taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$. Dans les calorimètres CC et EC, la segmentation de la troisième couche du compartiment électromagnétique est deux fois plus fine : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$, car

c'est dans cette couche que l'extension latérale des gerbes électromagnétiques est maximale⁸. Les cellules sont regroupées en tours pseudo-projectives de taille $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.1 \times 0.1$ (figure 3.15).

	EM	FH	CH
Absorbeur (épaisseur en mm)	Uranium (3)	Uranium (6)	Cuivre (46.5)
Nombre de couches	4	3	1
Épaisseur en longueur de radiation X_0	$\simeq 20$	$\simeq 96$	$\simeq 33$
Épaisseur en longueur d'absorption λ_a	$\simeq 0.8$	$\simeq 3.1$	$\simeq 3.2$

TABLE 3.1 – Caractéristiques du calorimètre central (CC), pour les compartiments électromagnétique (EM), hadronique à granularité fine (FH), et hadronique grossièrement segmenté (CH) [57, 62, 63].

	EM	IH		MH		OH
		FH	CH	FH	CH	CH
Absorbeur (épaisseur en mm)	U (4)	U (6)	Inox (46.5)	U (6)	Inox (46.5)	Inox (46.5)
Nombre de couches	4	4	1	4	1	1
Épaisseur en longueur de radiation X_0	$\simeq 20$	$\simeq 122$	$\simeq 33$	$\simeq 115$	$\simeq 38$	$\simeq 65$
Épaisseur en longueur d'absorption λ_a	$\simeq 0.9$	$\simeq 4.4$	$\simeq 4.1$	$\simeq 3.6$	$\simeq 4.4$	$\simeq 7$

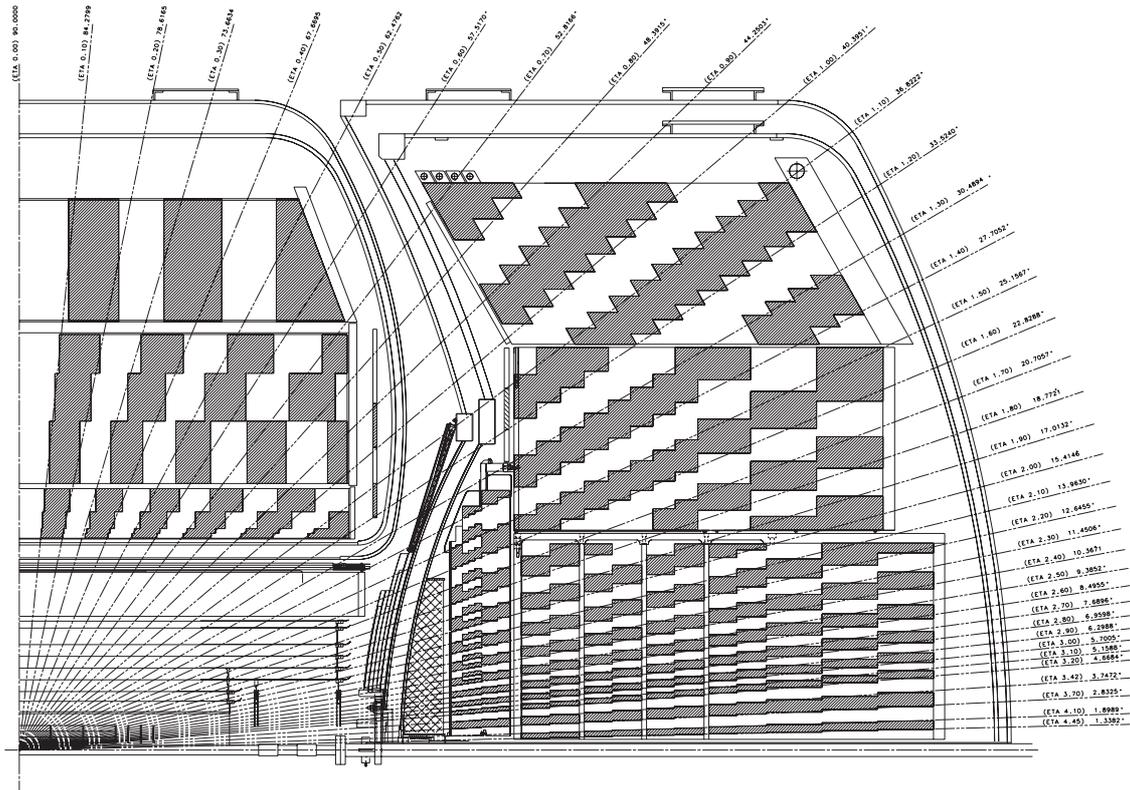
TABLE 3.2 – Caractéristiques d'un calorimètre bouchon (EC) [57, 62, 63]. Dans le tableau, "IH", "MH" et "OH" désignent respectivement les modules hadroniques intérieur, milieu et extérieur du calorimètre EC, représentés sur la figure 3.13.

La région inter-cryostat

Dans la région $0.8 < |\eta_{det}| < 1.4$, l'acceptance du système calorimétrique est réduite à cause des cryostats entourant les calorimètres CC, ECN, ECS. D'autre part, les nombreux cables de lecture et d'alimentation logés dans cette partie du détecteur représentent une épaisseur significative de matière non instrumentée, et dégradent la résolution du calorimètre. C'est pourquoi deux sous-systèmes de détection supplémentaires ont été installés dans cette région :

- les détecteurs sans absorbeur, ou "*Massless Gaps*" (MG) [67] : ils sont situés à proximité de la paroi interne des cryostats, et couvrent les régions $0.8 < |\eta_{det}| < 1.2$ et $1 < |\eta_{det}| < 1.3$ pour les détecteurs dans le cryostat CC et EC respectivement. Les cellules des *massless gaps* ont globalement la même structure que les cellules du calorimètre, mais la plaque d'absorbeur est remplacée par une simple plaque conductrice (cuivre dans le CC, et cuivre + acier dans le EC) ;
- les détecteurs inter-cryostat (ICD) [68] : ils sont installés sur la paroi externe des cryostats EC, dans la région $1.1 < |\eta_{det}| < 1.4$. Les détecteurs ICD sont constitués de tuiles scintillantes de la même taille que les cellules du calorimètre : $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.1 \times 0.1$. Chaque tuile est optiquement isolée de la tuile voisine par un revêtement réfléchissant. Les signaux mesurés dans les tuiles sont envoyés à des photo-multiplieurs par l'intermédiaire de fibres à décalage spectral (ce qui permet d'éloigner les photo-multiplieurs de la région où règne un champ magnétique intense).

8. Au Run II, les gerbes électromagnétiques sont initiées dans le solénoïde et le radiateur en plomb du CPS, si bien que la gerbe atteint son maximum dans la couche EM2, et non plus dans la couche EM3 plus finement subdivisée.



perdue. La charge collectée étant plus faible, elle est plus sensible aux fluctuations. Les termes S et N s'en trouvent affectés ;

- l'électronique d'acquisition du calorimètre est plus bruyante au Run II qu'au Run I, ce qui a pour effet d'augmenter le terme N ;
- l'introduction du solénoïde et des détecteurs de pied de gerbe en amont du calorimètre, d'une épaisseur de 2 à 4 X_0 selon l'angle d'incidence de la particule, induit un accroissement du terme C .

TABLE 3.3 – Paramètres de la résolution du calorimètre au Run I pour les électrons et les pions, déterminés par des tests en faisceau [57, 71] .

	e (CC)	π (CC)	e (EC)	π (EC)
C	0.004 ± 0.001	$\simeq 0.045$	0.003 ± 0.003	0.044 ± 0.001
S (GeV ^{1/2})	0.140 ± 0.003	$\simeq 0.47$	0.157 ± 0.006	0.501 ± 0.008
N (GeV)	0.44 ± 0.02	$\simeq 0.8$	0.29 ± 0.03	$\simeq 0.975$

TABLE 3.4 – Paramètres de la résolution du calorimètre au Run II pour les électrons et les jets (pour un cône de rayon 0.7), déterminés dans des échantillons de données $Z \rightarrow ee$ et dijet respectivement [72, 73] .

	e (CC)	jet ($ \eta < 0.4$)	e (EC)	jet ($2.4 < \eta < 2.8$)
C	0.031 ± 0.001	$\simeq 0.049$	0.028 ± 0.001	$\simeq 0.068$
S (GeV ^{1/2})	0.24 ± 0.01	$\simeq 0.757$	0.27 ± 0.01	$\simeq 0.523$
N (GeV)	0.47 ± 0.09	$\simeq 0.86$	0.73 ± 0.07	$\simeq 0.86$

3.2.5 Le spectromètre à muons

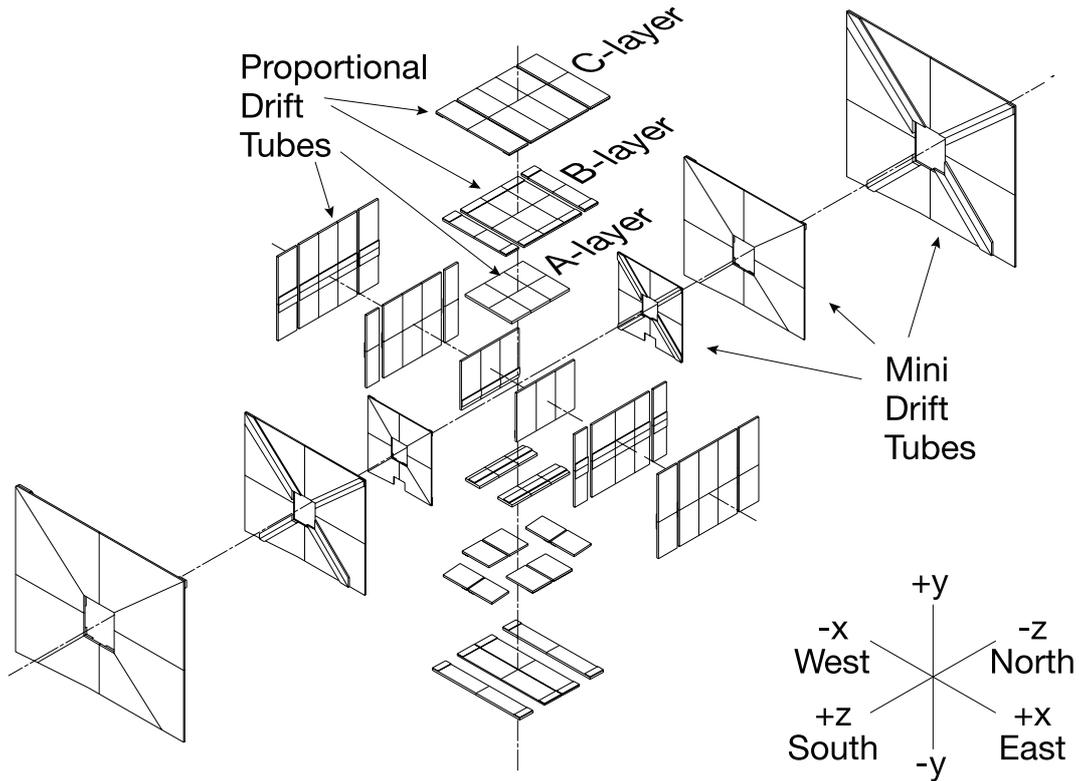
Les muons sont des particules très peu ionisantes. Ils ne déposent que 2 à 3 GeV dans le calorimètre, et sont détectés par le spectromètre à muons. Le spectromètre est constitué de plusieurs éléments [74] :

- les chambres à dérive, représentées à la figure 3.16(a) :
 - ★ les PDTs (*Proportional Drift Tubes*) dans la partie centrale ;
 - ★ les MDTs (*Mini Drift Tubes*) à l'avant et à l'arrière ;
- les compteurs à scintillation, décrits à la figure 3.16(b) ;
- un ensemble d'aimants toroïdaux, générant un champ magnétique de 1.8 T.

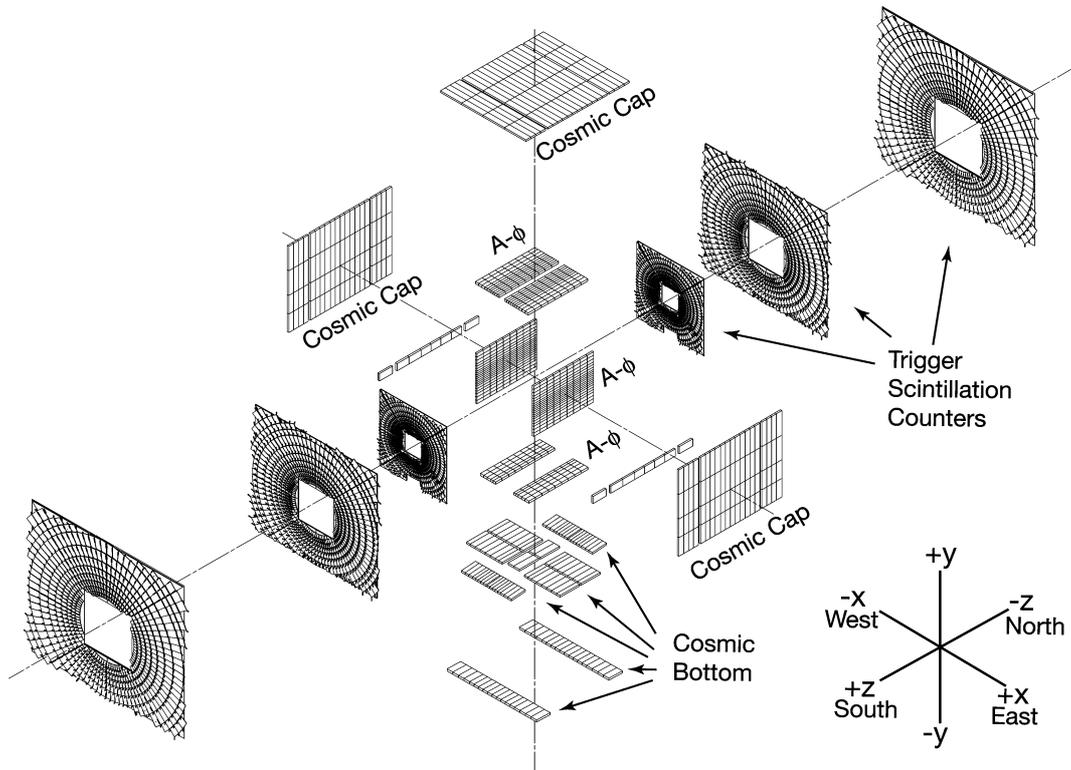
Le système de détection central est constitué de 3 plans de détection appelés couches A, B et C. La couche A est située à l'intérieur du toroïde, contrairement aux couches B et C. Chacune des couches est constituée d'un ensemble des chambres/tubes à dérive (PDT ou MDT) et de scintillateurs.

Les chambres à dérive (PDTs)

Les chambres à dérive (PDTs) sont subdivisées en cellules. Les PDTs de la couche A comptent $4 \times 24 = 96$ cellules (4 cellules dans le sens de l'épaisseur), contre $3 \times 24 = 72$ pour les PDTs des couches B et C. A l'intérieur de chaque cellule se trouvent un fil d'anode, porté à un potentiel de 4.7 kV, et deux cathodes (ou "pads"), au potentiel de 2.3 kV. Au sein d'une même couche de cellules, les fils d'anode sont reliés 2 à 2. Les cellules contiennent un mélange gazeux composé de 84% d'argon, 8% de méthane et 8% de CF_4 , qui



(a) Vue éclatée des chambres à dérive du spectromètre à muons.



(b) Vue éclatée des scintillateurs du spectromètre à muons.

FIGURE 3.16 – Le spectromètre à muons de DØ.

circule avec un débit de 200 litres par minute⁹. Dans ces conditions de fonctionnement, le temps de dérive des électrons produits par ionisation est de l'ordre de 500 ns. Plusieurs informations sont extraites lorsqu'une cellule est traversée par un muon : le temps de dérive des électrons d'ionisation, la charge collectée sur les cathodes, et enfin la différence de temps de propagation du signal d'une extrémité du fil d'anode à l'autre. La précision sur la distance de dérive est de l'ordre de 1 mm. En ce qui concerne la localisation sur le fil d'anode, un impact proche de l'électronique de lecture sera résolu avec une précision moindre qu'un impact plus éloigné¹⁰.

Les mini-tubes à dérive (MDTs)

Les MDTs sont également arrangés sous forme de plans de détection A, B et C. Le plan A est constitué de 4 couches de mini-tubes, alors que les plans B et C n'en contiennent que 3 couches. Les 3 plans de MDTs couvrent la région $1 < |\eta| < 2.15$. Un MDT est constitué d'un compartiment en aluminium divisé en 8 cellules de section carrée $9.4 \text{ mm} \times 9.4 \text{ mm}$ (voir figure 3.17). Le fil d'anode placé au centre de la cellule est connecté à la masse, et la cathode est portée à -3.2 kV . Dans le mélange gazeux $\text{CF}_4 - \text{CH}_4$ (90% – 10%), le temps de dérive des électrons est de l'ordre de 50 ns. La résolution spatiale sur la position du point d'impact est d'environ 0.7 mm.

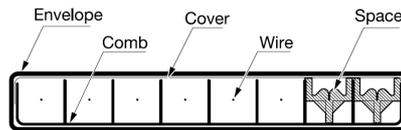


FIGURE 3.17 – Vue en coupe d'un mini-tube à dérive.

Les compteurs à scintillation

Le spectromètre est équipé de trois groupes de compteurs à scintillation :

- les compteurs " $A\phi$ ", dans la partie centrale. Ils sont placés juste en amont de la couche A des PDTs, et couvrent l'intervalle $|\eta| < 1$. Ces 630 scintillateurs sont suffisamment rapides pour participer au déclenchement (leur résolution en temps est de l'ordre de 2 ns). Ils permettent notamment d'identifier les muons qui s'arrêtent dans le toroïde (non détectés par les couches B et C) ;
- les détecteurs de rayons cosmiques (supérieurs, latéraux et inférieurs), dans la partie centrale. Ils sont installés sur la couche de PDTs la plus externe (couche C). Leur temps de réponse rapide permet d'associer le signal d'un PDT avec le bon croisement de faisceau. Ils sont au nombre de 372 ;
- les compteurs des parties avant et arrière du spectromètre, pour $1 < |\eta| < 2$. Ils sont disposés à l'intérieur de la couche A, et à l'extérieur des couches B et C. Ces détecteurs sont utilisés pour le déclenchement.

Les signaux des compteurs à scintillation sont envoyés vers des photo-multiplicateurs. La segmentation en ϕ de ces détecteurs est identique à la segmentation en ϕ du système de déclenchement du CFT, à savoir 4.5° .

9. La circulation du mélange gazeux empêche que les vapeurs émanant des cathodes ne se déposent sur les fils d'anode.

10. Pour des temps de propagation t_1 et t_2 entre le point d'impact et les deux extrémités de l'anode, la différence $\Delta t = t_2 - t_1$ est d'autant mieux déterminée que t_1 et t_2 sont grands.

Le blindage

Trois sources de bruit de fond engendrent des signaux parasites dans le détecteur de muons :

- des fragments de protons (ou d'antiprotons) diffusent dans les parties extrêmes des bouchons du calorimètre ou dans le tube à vide, et interagissent avec la couche de détection interne du spectromètre ;
- les partons spectateurs peuvent interagir dans les aimants quadrupolaires entourant le tube à vide, créant ainsi un signal dans les plans de détections externes ;
- les particules du halo accompagnant les faisceaux de protons et d'antiprotons peuvent également traverser le spectromètre.

C'est pourquoi un blindage a été installé autour du tube à vide et des aimants quadrupolaires, dans la région située entre les bouchons du calorimètre et les murs du hall de collision (voir figure 3.8). Ce blindage permet de réduire l'occupation des détecteurs d'un facteur 2, et l'énergie moyenne déposée d'un facteur 50 à 100. Le blindage est constitué de couches de fer (50 cm), de polyéthylène (12 cm) et de plomb (5 cm). Le fer absorbe les électrons, les photons ($X_0 = 1.76$ cm) et les hadrons ($\lambda_a = 16.8$ cm), le polyéthylène stoppe les neutrons, et le plomb absorbe les photons.

3.2.6 Définition et mesure de la luminosité

Pour un processus de section efficace σ , le nombre d'événements produits par unité de temps est donné par : $\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \times \sigma$, où \mathcal{L} désigne la luminosité instantanée. La luminosité instantanée délivrée par le Tevatron est définie de la façon suivante :

$$\mathcal{L} = \frac{fBN_pN_{\bar{p}}3\gamma_r}{\beta^*(\varepsilon_p + \varepsilon_{\bar{p}})} H \left(\frac{\sigma_l}{\beta^*} \right) \quad (3.3)$$

où :

- f est la fréquence de rotation des paquets de protons et d'antiprotons ;
- B correspond au nombre de paquets dans un faisceau ;
- N_p et $N_{\bar{p}}$ désignent respectivement le nombre de protons et d'antiprotons par paquet ;
- ε_p et $\varepsilon_{\bar{p}}$ représentent les émittances transverses des paquets ;
- γ_r est le facteur relativiste gamma ;
- H est un facteur de forme dit "facteur de forme sablier" (*hourglass factor*) ;
- σ_l correspond à la taille longitudinale des paquets ;
- β^* représente la valeur de la fonction beta au point d'interaction.

TABLE 3.5 – Caractéristiques des faisceaux de protons et d'antiprotons au Run IIa, données pour une luminosité instantanée de $\mathcal{L} \simeq 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ (les émittances sont indiquées en mm.mrad) [75].

f (kHz)	B	N_p	$N_{\bar{p}}$	γ_r	ε_p	$\varepsilon_{\bar{p}}$	σ_l (cm)	β^* (cm)	H
47.713	36	$\simeq 270 \times 10^9$	$\simeq 70 \times 10^9$	1045	20π	15π	37	35	$\simeq 0.7$

Toutefois, cette formule ne peut pas être utilisée car les caractéristiques du faisceau évoluent en permanence au cours du temps, et ne sont pas mesurables avec une précision suffisante. La luminosité instantanée est mesurée par deux compteurs appelés luminomètres, que l'on décrira dans la section suivante. Les luminomètres Nord et Sud sont situés à proximité du faisceau, et détectent les collisions inélastiques. En mesurant la fréquence R_c des coïncidences entre les modules Nord et Sud, il est possible de remonter à la luminosité instantanée grâce à la méthode du "comptage des zéros" [76, 77]. Le nombre de diffusions inélastiques par

croisement de paquets est régi par une loi de Poisson :

$$\mathcal{P}(N) = \frac{\nu^N}{N!} e^{-\nu} \quad , \quad \text{avec} \quad \nu = \frac{\sigma_{inel} \times \mathcal{L}}{f} \quad f : \text{fréquence de croisement des paquets} \quad (3.4)$$

Or le signal des luminomètres est un signal "binaire" : lors d'un croisement, les compteurs sont en mesure de déterminer s'il y a eu ou non interaction, mais ne peuvent distinguer les interactions uniques et les interactions multiples. Autrement dit, seule la probabilité $\mathcal{P}(0)$ peut être caractérisée par les luminomètres, d'où le nom de "comptage des zéros" : $R_c = f [1 - \mathcal{P}_c(0)]$. La probabilité de ne pas mesurer de coïncidence entre les luminomètres Nord et Sud s'exprime de la façon suivante :

$$\mathcal{P}_c(0) = e^{-\frac{\sigma_{NS} \times \mathcal{L}}{f}} \times \left[e^{-\frac{\sigma_N \times \mathcal{L}}{f}} + e^{-\frac{\sigma_S \times \mathcal{L}}{f}} - e^{-\frac{\sigma_N \times \mathcal{L}}{f}} \times e^{-\frac{\sigma_S \times \mathcal{L}}{f}} \right] \quad (3.5)$$

Dans cette expression,

- σ_{NS} est la section efficace associée aux diffusions inélastiques provoquant des coïncidences entre les luminomètres Nord et Sud. C'est une section efficace "effective", i.e. corrigée par l'acceptance et l'efficacité de détection (voir plus bas)
- $\sigma_{N(S)}$ est la section efficace effective associée aux diffusions pour lesquelles seul le luminomètre Nord (Sud) est touché par un ou plusieurs antiprotons (protons) diffusés. Par symétrie, on a : $\sigma_N = \sigma_S \equiv \frac{1}{2} \sigma_{ss}$ ("ss" pour *single sided*).

Ainsi, l'équation ci-dessus prend la signification :

$$\mathcal{P}_c(0) = \underbrace{\mathcal{P}_{NS}(0)}_{0 \text{ diffusion coïncidente}} \times \underbrace{[\mathcal{P}_N(0) + \mathcal{P}_S(0) - \mathcal{P}_N(0) \times \mathcal{P}_S(0)]}_{0 \text{ diffusion fortuite}} \quad (3.6)$$

Les mesures du taux de coïncidences R_c sont segmentées en intervalles de 60 secondes, appelés blocs de luminosité (*Luminosity Blocks*). Le taux R_c est moyenné sur la durée du bloc, car la variation de luminosité instantanée au sein d'un bloc est négligeable. La valeur de R_c est affectée par les coïncidences occasionnées par des particules du halo, et est corrigée en conséquence [76].

On distingue trois catégories de diffusion inélastique :

- les diffusions non diffractives (*ND*), ou diffusions dures ("*Hard Core scattering*") ;
- les diffusions diffractives simples (*SD*), conduisant à la dissociation du proton ou de l'antiproton ;
- les diffusions doublement diffractives (*DD*), où le proton et l'antiproton sont tous deux dissociés.

Comme mentionné précédemment, les sections efficaces utilisées dans le calcul de $\mathcal{P}_c(0)$ sont des sections efficaces effectives, corrigées des effets d'acceptance et d'efficacité des luminomètres :

$$\mathcal{A} \times \sigma_{inel} = \mathcal{A}_{SD} \times \sigma_{SD} + \mathcal{A}_{DD} \times \sigma_{DD} + \mathcal{A}_{ND} \times (\sigma_{inel} - \sigma_{SD} - \sigma_{DD}) \quad , \quad \sigma_{inel}^{eff} = \epsilon \times \mathcal{A} \times \sigma_{inel} \quad (3.7)$$

Le tableau 3.6 répertorie les valeurs numériques des différentes contributions. La section efficace inélastique σ_{inel} , commune aux expériences CDF et DØ, est calculée à partir des résultats de E710, E811 et CDF (mesure effectuée à 1.8 TeV, puis extrapolée à 1.96 TeV). Les acceptances et les efficacités sont calculées par simulation [79]. L'incertitude sur le calcul de la luminosité instantanée est de 6.1% [80]. La contribution dominante provient des incertitudes sur les sections efficaces inélastiques. Une incertitude liée au vieillissement des scintillateurs du luminomètre est également prise en compte.

TABLE 3.6 – Sections efficaces des processus de diffusion inélastiques, et sections efficaces effectives [79]. Les valeurs sont indiquées en mb.

σ_{inel}	σ_{SD}	σ_{DD}	$\sigma_{NS} \equiv \sigma_{NS}^{eff}$	$\sigma_{ss} \equiv \sigma_{ss}^{eff}$
60.7 ± 2.4	9.6 ± 0.5	7.2 ± 2.0	48.0 ± 2.6	9.4

Les luminomètres

Le système de mesure est constitué de deux luminomètres installés de part et d'autre de la zone d'interaction devant les calorimètres bouchons, à $z = \pm 1.4$ m, et couvrent la région $2.7 < |\eta| < 4.4$ (voir figure 3.18). Chaque moniteur est formé d'un disque de scintillateur de 15 cm d'épaisseur, segmenté en 24 secteurs. Chaque secteur est lu par un photo-multiplicateur résistant aux radiations et capable de fonctionner dans un champ magnétique intense. La résolution en temps des détecteurs est de l'ordre de 0.3 ns. Les luminomètres permettent à la fois de mesurer la luminosité instantanée, le taux de halo des faisceaux de protons et d'antiprotons, et la position approximative du vertex le long de l'axe z : $z_V = \frac{c}{2}(t_N - t_S)$.

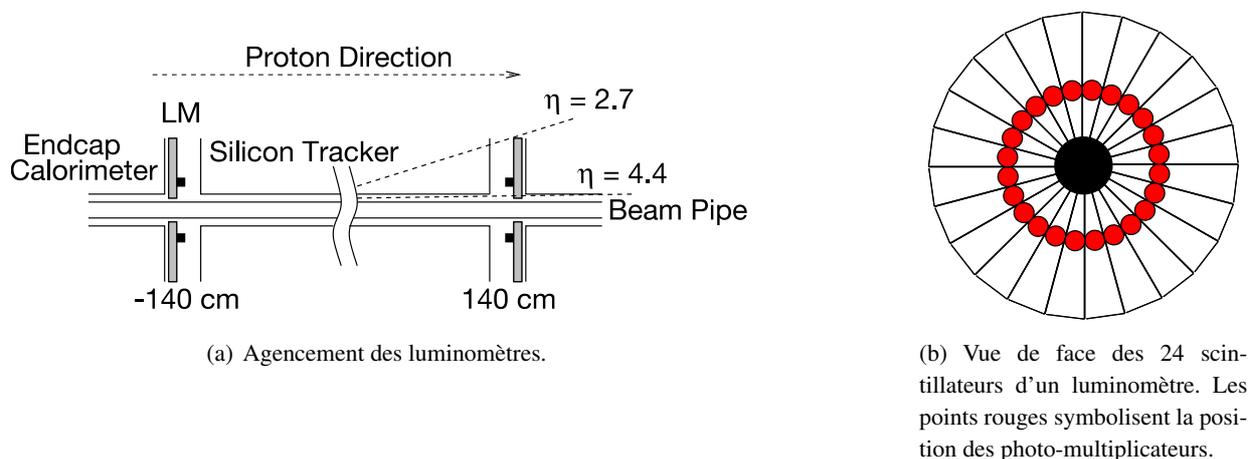


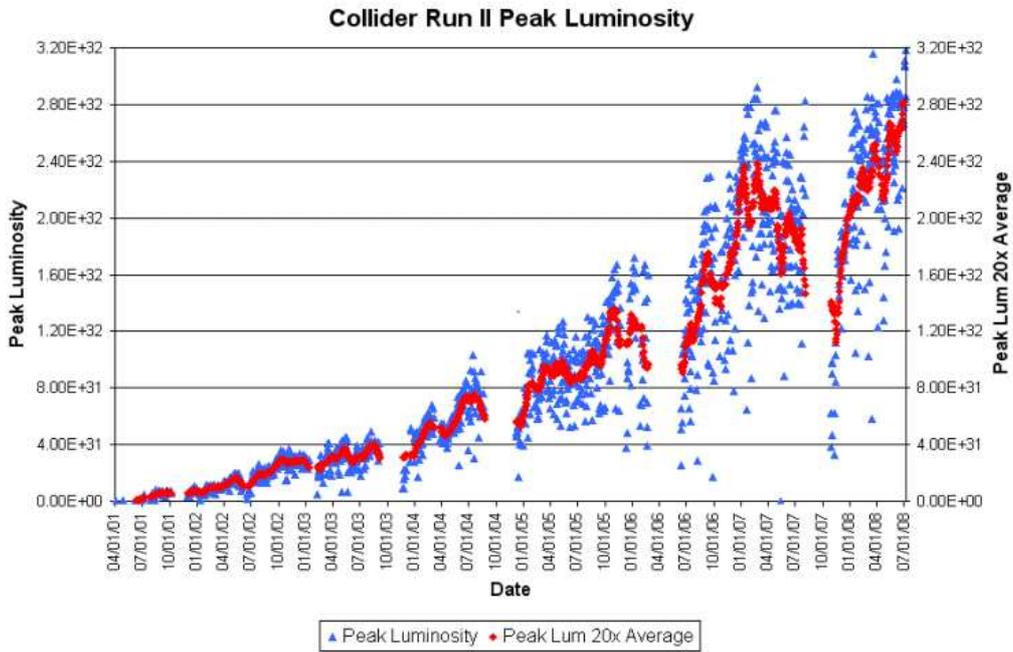
FIGURE 3.18 – Positionnement et représentation schématique des moniteurs de luminosité.

La prise de données du Run II a démarré en avril 2001. Les luminosités instantanée et intégrée délivrées depuis cette date sont respectivement représentées sur les figures 3.19(a) et 3.19(b).

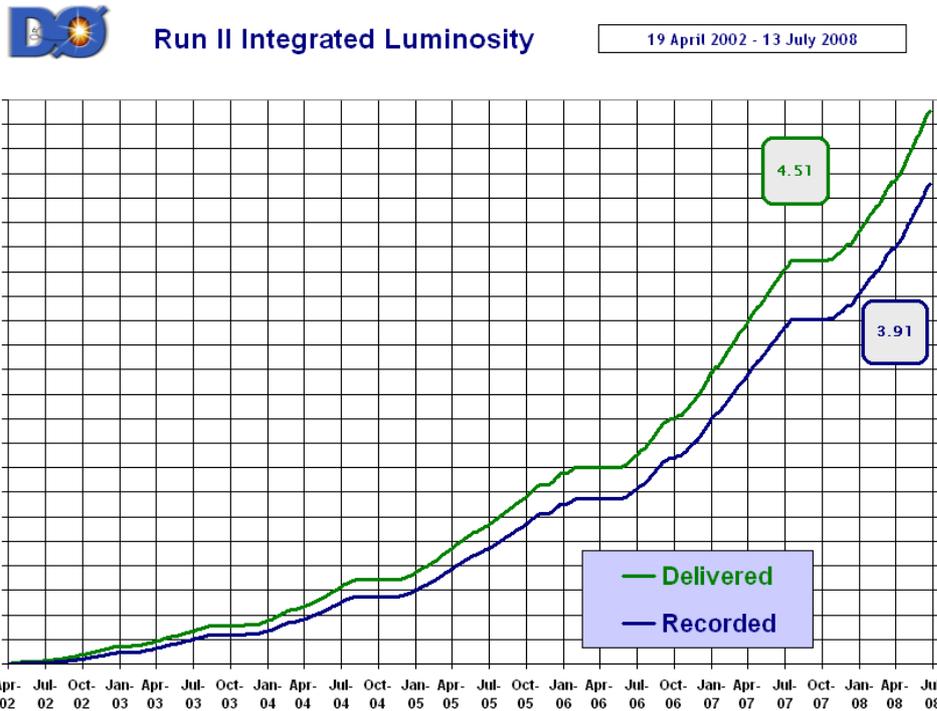
3.3 Le système de déclenchement (*trigger*)

Au Run II, les paquets de protons et d'antiprotons se croisent toutes les 396 ns, ce qui équivaut à une fréquence de croisement de 2.5 MHz. La grande majorité des collisions produisent des événements de type multijet QCD si bien que les événements rares, et par conséquent intéressants du point de vue de la physique, sont difficiles à identifier. Parmi les événements rares, on peut citer les événements mettant en jeu une paire de quarks top, un quark top célibataire (*single top*), une paire de bosons électrofaibles, l'hypothétique boson de Higgs, ou encore les non moins hypothétiques particules supersymétriques.

Le temps de calcul nécessaire à la reconstruction complète des événements ne permet d'enregistrer sur disque que 50 événements par seconde, à comparer aux 2.5 millions de croisements se produisant chaque seconde. Le but du système de déclenchement consiste donc à sélectionner "50 événements rares par seconde". Pour parvenir à un tel facteur de réduction, le système de déclenchement de DØ est organisé en



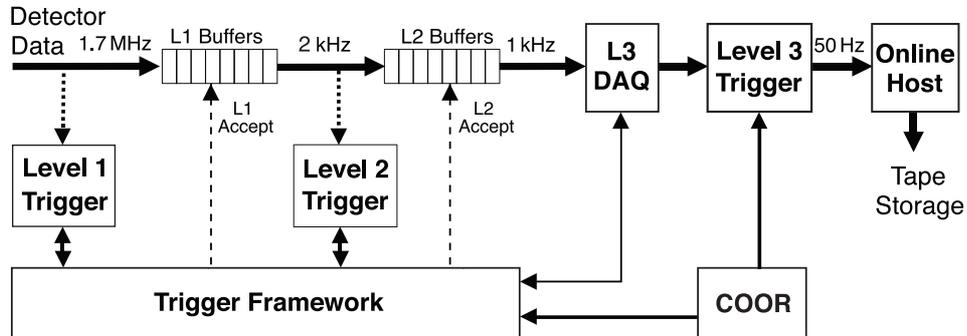
(a) Luminosité instantanée initiale (mesurée en début de *store*).



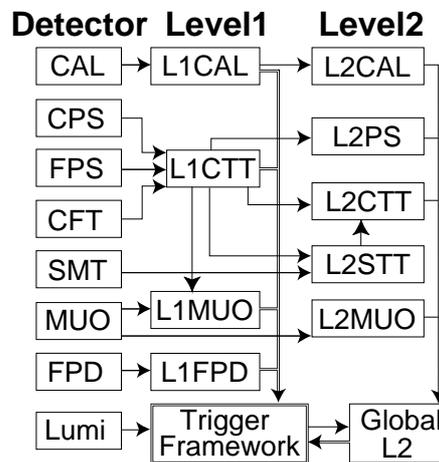
(b) Luminosité intégrée au Run II. Les plateaux correspondent aux périodes d'arrêt du Tevatron (*shutdown*), pendant lesquelles des améliorations sont apportées au complexe d'accélération ainsi qu'aux détecteurs DØ et CDF.

FIGURE 3.19 – Evolution des luminosités instantanée et intégrée en fonction du temps.

trois niveaux, qui effectuent successivement des sélections de plus en plus élaborées. Les trois niveaux sont coordonnés par le *Trigger Framework*. L'architecture du système de déclenchement est représentée par l'organigramme de la figure 3.20(a).



(a) Vue d'ensemble du système de déclenchement.



(b) Représentation schématique des niveaux 1 et 2. Les flèches indiquent le trajet des données.

FIGURE 3.20 – Architecture du système de déclenchement.

Chaque niveau est caractérisé par un ensemble de "conditions de déclenchement". Une condition de déclenchement peut utiliser l'information venant d'un ou plusieurs sous-détecteurs. Les *triggers* sont construits à partir des conditions de déclenchement. En général, un *trigger* possède des conditions de niveau 1, 2 et 3, et peut dans certains cas combiner plusieurs conditions par niveau.

3.3.1 Le niveau 1 (L1)

Afin d'opérer à une cadence très élevée (≈ 2 MHz de données en entrée), le premier niveau de déclenchement est entièrement implémenté au niveau *hardware*. La valeur d'une condition (vrai/faux) est déterminée par des composants pré-programmés qui analysent les signaux analogiques des sous-détecteurs. Le niveau L1 ne peut se permettre d'utiliser des algorithmes¹¹ programmés dans des micro-contrôleurs,

11. Cette remarque n'est plus valable pour le système de déclenchement du Run IIb.

contrairement au niveau 2. Le premier niveau comporte 256 conditions de déclenchement, à partir desquelles sont définies 128 *triggers*. Il faut environ $3.3 \mu\text{s}$ pour que toutes les conditions soient déterminées, ce qui représente près de 9 croisements de faisceaux. Afin de minimiser le temps mort, l'information complète provenant de chaque sous-détecteur est stockée dans une mémoire tampon en attendant la décision prise par le niveau 1 de garder ou rejeter l'événement (voir figure 3.20(a)). En cas de réponse positive, le système transfère l'information au niveau suivant en $\simeq 10 \mu\text{s}$. Ce temps mort fixe une limite supérieure sur la fréquence de déclenchement à 5 kHz. En fonctionnement nominal, la fréquence de déclenchement en sortie du niveau 1 vaut environ 2 kHz.

Le déclenchement calorimétrique utilise des "tours de *triggers*" de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$. Deux types de tours de *trigger* sont définies : les tours EM (incluant les couches électromagnétiques uniquement) et les tours EM+FH (les couches CH, ICD et MG ne sont pas prises en compte par le système de déclenchement). Les tours de *trigger* couvrent la totalité de l'acceptance du calorimètre, i.e. $|\eta_{det}| < 4$, mais seules les tours situées à $|\eta_{det}| < 3.2$ sont utilisées pour le déclenchement. Pour le Run IIa, un événement satisfait une condition de déclenchement s'il existe un nombre N de tours vérifiant : $E_{T,1} > E_{T,1}^{seuil}, \dots, E_{T,N} > E_{T,N}^{seuil}$. Les seuils sont choisis parmi 4 valeurs prédéfinies (pour être plus précis, il existe 4 seuils pour les tours EM, et 4 seuils pour les tours EM+FH). Ces conditions assez basiques ont été remplacées au Run IIb par un algorithme plus performant, que l'on abordera dans la section 3.4.

Le déclenchement sur les traces utilise l'information des fibres axiales du CFT et du CPS, et l'information complète du FPS (le SMT ne participe pas au déclenchement de niveau 1, comme l'indique la figure 3.20(b)). Les impacts sur les fibres du CFT sont comparés à un ensemble de 20000 modèles de traces pré-programmés (une trace ne peut être déclarée compatible avec un modèle que si elle laisse des impacts dans les 8 couches du CFT). Afin d'accélérer la reconnaissance des traces, les comparaisons sont effectuées à l'intérieur de secteurs angulaires de 4.5° , et pour 4 intervalles en impulsion transverse. Pour chaque subdivision, les 6 traces de plus grande impulsion transverse sont ensuite associées à d'éventuels impacts relevés dans le CPS, et enfin dans le spectromètre à muons. Les traces du FPS sont reconstruites de manière indépendante par une méthode similaire.

En ce qui concerne le déclenchement sur les muons, deux opérations sont effectuées. D'une part, les traces reconstruites dans le trajectomètre central au niveau 1 sont associées aux impacts mesurés dans les scintillateurs des couches A et/ou B du spectromètre à muons. D'autre part, les coups mesurés dans les PDTs sont utilisés pour former des ébauches de trace. Les portions de trace sont utilisées pour confirmer les impacts mesurés dans les scintillateurs. Les impacts confirmés des différentes couches sont alors associés. Les *triggers* muons sont construits à partir de ces deux types de traces.

3.3.2 Le niveau 2 (L2)

Les conditions de niveau 2 sont élaborées par des pré-processeurs associés à chaque sous-détecteur. Les pré-processeurs utilisent les informations provenant du niveau 1 ainsi que l'information issue des sous-détecteurs qui a été stockée dans la mémoire tampon. Les objets physiques reconstruits par les pré-processeurs sont envoyés à un processeur de décision appelé "L2Global", qui examine les corrélations entre objets et décide de conserver ou non l'événement. Le temps de décision est de $100 \mu\text{s}$, et la fréquence de déclenchement en sortie du L2 vaut 1 kHz (limite imposée par le temps de numérisation de l'information calorimétrique [83]).

Le déclenchement calorimétrique est basé sur la présence d'électrons, de photons ou de jets reconstruits par des algorithmes simplifiés, ou encore sur l'énergie transverse manquante. Pour reconstruire les jets, l'algorithme ordonne les tours de *trigger* EM+FH par E_T décroissant. Les jets sont définis comme des groupements de 5×5 tours centrés sur les tours vérifiant $E_T > 2$ GeV. Pour reconstruire les électrons et photons, l'algorithme ordonne dans un premier temps les tours EM par E_T décroissant, et ne retient que les tours dépassant 1 GeV. Pour chaque tour EM ainsi sélectionnée, l'algorithme recherche la tour voisine de plus grande énergie transverse. Les tours ainsi appariées définissent les électrons/photons de niveau 2 (un critère d'isolation calorimétrique permet de réduire le bruit de fond). L'énergie transverse manquante au L2 est calculée comme la somme vectorielle des tours de *trigger* sélectionnées au niveau 1. Plusieurs seuils en énergie transverse peuvent être appliqués lors de calcul de \cancel{E}_T , définissant autant de conditions de déclenchement.

Les pré-processeurs des détecteurs de pied de gerbe ont pour vocation de discriminer les électrons et les photons, tout en assurant une grande réjection des hadrons chargés. Ils utilisent les impacts dans la couche axiale du CPS (qui ont été associés ou non à une trace CFT au L1), les impacts dans les fibres stéréo du CPS (non exploités au L1), et les impacts dans le FPS [81]. Les impacts des couches axiales et stéréo ayant des coordonnées (η, ϕ) compatibles avec le passage d'une particule sont regroupés en amas. Si l'impact axial d'un amas est associé à une trace CFT, alors la particule est reconnue comme un électron. Sinon, il s'agit d'un photon.

Au niveau 2, le système de déclenchement des traces exploite en parallèle l'information des détecteurs SMT et CFT. D'une part, le SMT est employé pour affiner la reconstruction des traces CFT de niveau 1. Une enveloppe est tout d'abord construite autour de chaque trace CFT. Un impact SMT est associé à la trace CFT s'il est contenu dans cette enveloppe (seuls les coups enregistrés dans les 4 couches axiales de silicium sont considérés). Lorsqu'au moins 3 impacts SMT sont associés à une trace CFT, celle-ci est réajustée. Le nouvel ajustement est réalisé à partir de tous les impacts laissés dans le SMT, et de seulement 2 des impacts laissés dans le CFT : le plus interne et le plus externe. Grâce à la résolution élevée du SMT, le paramètre d'impact des traces est calculé avec une résolution d'environ $20 \mu\text{m}$, ce qui permet de détecter dès le niveau 2 la présence de hadrons de saveur lourde. Des pré-processeurs calculent l'angle azimutal ϕ et l'isolation de ces traces SMT+CFT. Les caractéristiques d'isolation permettent notamment au système de déclenchement d'identifier les leptons τ . D'autre part, ces mêmes pré-processeurs recalculent de manière indépendante les caractéristiques des traces CFT de niveau 1 : p_T , ϕ , isolation.

Les pré-processeurs dédiés aux muons L2 déterminent les caractéristiques (η, ϕ, p_T, \dots) des muons L1 avec une précision accrue. Pour cela, ils utilisent la calibration du spectromètre et les temps de passage dans les différentes couches du détecteur à muons.

3.3.3 Le niveau 3 (L3)

La fréquence de déclenchement en sortie du niveau 3 est limitée à 50 Hz, car la reconstruction complète d'un événement hors-ligne est effectuée en $\simeq 15$ ms. Au-delà de 50 Hz, la reconstruction hors-ligne ne peut plus suivre la cadence. Lorsqu'un *trigger* de niveau 2 est déclenché, les données de tous les sous-détecteurs sont transférées vers une ferme de PC. Une reconstruction partielle de l'événement y est effectuée. La décision de rejeter ou de conserver l'événement est prise moins de 235 ms après la décision de niveau 2. Un

événement est conservé lorsqu'au moins un *trigger* a été déclenché au niveau 3. Dans ce cas, l'événement est enregistré sur une bande magnétique et pour être ensuite intégralement reconstruit hors-ligne.

Les algorithmes de reconstruction mis en œuvre au niveau 3 sont proches de ceux utilisés dans la reconstruction hors-ligne. Nous nous contenterons d'évoquer quelques aspects de la reconstruction des objets calorimétriques (la reconstruction des traces et des muons est discutée dans la référence [58]) :

- les jets et les électrons sont reconstruits avec un algorithme de "simple cône" (décrit au paragraphe 4.4). Contrairement aux objets L1 et L2, la reconstruction des objets L3 est effectuée à partir de l'énergie calorimétrique mesurée par l'électronique de précision. Deux facteurs permettent d'améliorer notablement la résolution en énergie par rapport aux niveaux de déclenchement inférieurs : la connaissance de la position du vertex (avec une résolution de 0.5 mm selon l'axe z), et dans une moindre mesure la suppression des cellules bruyantes du calorimètre ;
- l'énergie transverse manquante est calculée en deux temps. Au début de la reconstruction, la position du vertex est encore inconnue. Elle est donc fixée à (0,0,0) par défaut. Pour optimiser le temps de calcul, l'algorithme forme des "couronnes en η " en regroupant toutes les cellules EM+FH ayant même pseudo-rapacité. Puis \cancel{E}_T est calculée à partir de ces couronnes, par rapport au vertex (0,0,0). Une fois que la position du vertex a été calculée au niveau 3, l'énergie transverse de chaque couronne peut être corrigée très rapidement, ainsi que l'énergie transverse manquante.

3.4 Le déclenchement calorimétrique de niveau 1 au Run IIb

A l'occasion de la période d'arrêt du Tevatron au printemps 2006 (qui marque la fin du Run IIa), une partie de l'électronique du système de déclenchement calorimétrique de niveau 1 (L1Cal) a été remplacée pour faire face à l'augmentation de la luminosité instantanée¹² [82, 83]. Les performances du nouveau système de déclenchement calorimétrique (L1Cal2b) ont été testées au cours d'une période de *commissioning*. Les résultats qui vont être présentés dans cette section ont été obtenus dans le cadre du *commissioning*, entre les mois de juin et d'août 2006.

L'organigramme de la figure 3.21 représente le dispositif électronique du niveau L1Cal2b utilisé au Run IIb. On y distingue :

- les pré-amplificateurs de charge [84] (en amont, non représentés sur la figure, non modifiés au Run IIb). Ils fournissent un signal électrique dont le temps de montée correspond au temps de dérive des électrons dans l'argon des cellules calorimétriques, à savoir $\simeq 450$ ns, et dont le temps de relaxation vaut $15 \mu\text{s}$;
- les cartes BLS [84] (*Base Line Subtractor*, non modifiées au Run IIb). Le signal provenant des pré-amplificateurs de charge est tout d'abord dédoublé pour être envoyé vers deux voies de lecture indépendantes : la chaîne d'acquisition de précision (encore appelée électronique hors-ligne ou "*off-line*") et la chaîne d'acquisition pour le déclenchement (en ligne, ou "*online*").

Le signal destiné à l'électronique de précision passe dans un module de mise en forme, il est soustrait de la "*base line*" (énergie résiduelle provenant des collisions précédentes, mesurée 396 ns plus tôt), puis est stocké dans une mémoire analogique (SCA pour *Switch Capacitor Array*) en attendant

12. Le temps de croisement initialement prévu pour le Run IIb était de 132 ns. Le système de déclenchement du Run IIb a donc été conçu pour fonctionner avec un temps de croisement 3 fois plus court qu'au Run IIa.

la décision du niveau 1 de déclenchement.

Dans la voie de lecture destinée au déclenchement, des filtres RC passe-haut sont utilisés pour raccourcir les temps de montée (120 ns) et de descente (400 ns) des impulsions de tensions. Dans le système de déclenchement, les cellules sont regroupées en tours de déclenchement ("TT" pour tours de *trigger*). Une tour de déclenchement rassemble 4 tours géométriques pseudo-projectives, formant un pavé de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$. On compte 1280 tours EM et 1280 tours FH, contenant respectivement des cellules des compartiments EM et FH du calorimètre. Les signaux analogiques des tours de *trigger*, obtenus en ajoutant les signaux des cellules appropriées, sont synchronisés pour arriver simultanément dans les différentes cartes ADF ;

- les cartes ADF [90, 91] (*Analog to digital converter and Digital Filter board*, remplacent les cartes *Calorimeter Trigger Front End* utilisées au Run IIa). Les énergies des tours de *trigger* y sont d'abord numérisées par des modules ADC (*Analog to Digital Converter*). Le signal numérique en "coups ADC bruts" est envoyé dans un filtre numérique qui supprime les bruits haute fréquence (introduits par l'électronique) et basse fréquence (liés aux variations lentes de la *base line*). L'énergie en "coups ADC bruts" est enfin convertie en énergie transverse, mesurés en "coups ADC", de sorte que 1 coup ADC corresponde à une énergie transverse de 0.25 GeV ;
- les cartes TAB [83, 85] (*Trigger Algorithm Board*, ajoutées au Run IIb). Chacune des 8 cartes TAB reçoit des données de la part de 30 cartes ADF, et traite 40×12 tours dans l'espace $\eta \times \phi$. Dans cette portion de l'espace, la carte TAB reconstruit les électrons, jets et taus à partir des signaux numérisés de tours de *trigger*. L'algorithme de reconstruction, implémenté dans des composants programmables de type *FPGA* (*Field-Programmable Gate Array*), est appelé algorithme de "fenêtre glissante" (*sliding windows*) et sera présenté à la section suivante ;
- une carte GAB (*Global Algorithm Board*, ajoutée au Run IIb) : elle centralise les informations envoyées par les différentes cartes TAB. Le GAB construit les conditions de déclenchement relatives aux électrons, jets, taus et E_T , puis les envoie au *trigger framework* où sont élaborés les *triggers*.

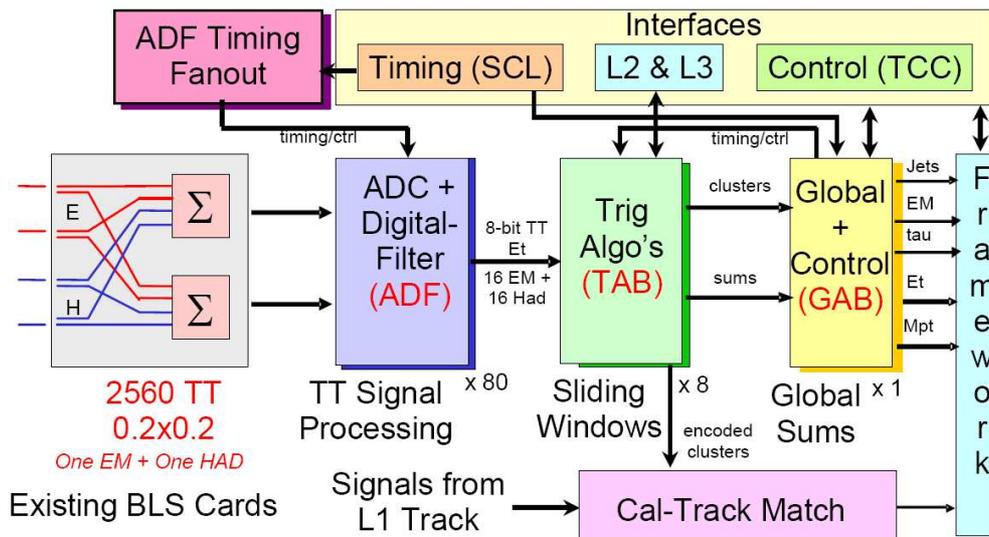


FIGURE 3.21 – Schéma de principe du système de déclenchement L1Cal2b. Le rôle des cartes BLS, ADF, TAB et GAB est explicité dans le texte.

3.4.1 L'algorithme de fenêtre glissante (*sliding windows*)

Le principe d'un algorithme de fenêtre glissante, initialement développé par la collaboration ATLAS [86], consiste à balayer l'espace des tours de *trigger* à la recherche de maxima d'énergie transverse. Le balayage est effectué au moyen d'une fenêtre mobile appelée "région d'intérêt" (ROI) qui se déplace dans l'espace (η, ϕ) . Un objet L1 est reconstruit lorsque l'énergie contenue dans la fenêtre présente un maximum local. Le principe de fonctionnement de l'algorithme est décrit dans la figure 3.22(a), dans le cas particulier de la reconstruction des jets. Les spécificités des algorithmes de reconstruction des électrons et des leptons τ sont abordées dans les références [91, 85], et ne seront pas discutées ici. Un algorithme de fenêtre glissante est caractérisé par trois paramètres : la taille de la région d'intérêt, l'espacement minimal entre 2 maxima locaux (i.e. entre 2 objets L1), et enfin la dimension de l'objet L1. L'algorithme de reconstruction des jets L1 est un algorithme de type "2,1,1" (voir figure 3.22(c)) :

- la région d'intérêt est un carré de 2×2 tours ;
- deux jets L1 doivent être espacés de plus de 1 tour ;
- lorsqu'une ROI est identifiée comme un maximum local, un jet L1 est construit à partir des tours contenues dans la ROI ainsi que dans une couronne de 1 tour de largeur autour de la ROI.

3.4.2 Mesure de l'efficacité de déclenchement des jets

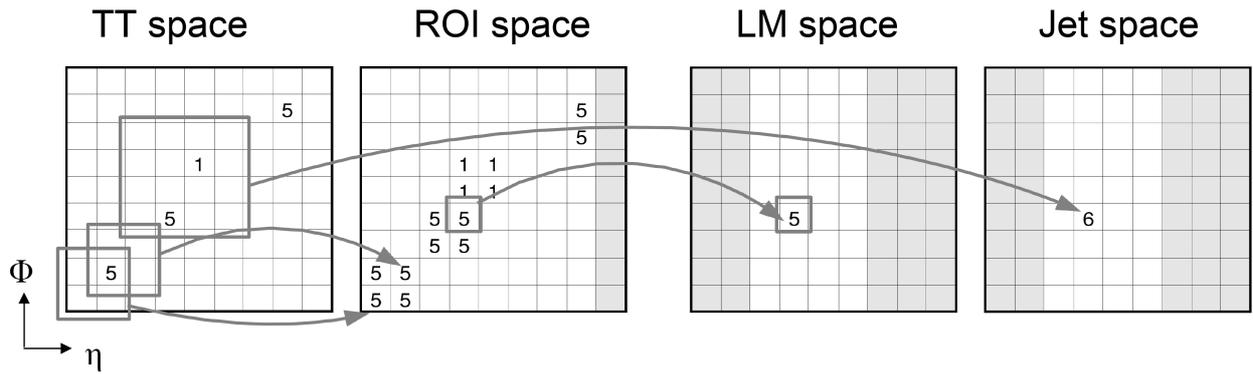
Au Run IIb, les conditions de déclenchement sur les jets de niveau 1 sont appelées "CSWJT(n,x,y)" :

- "C", "SW" et "JT" font allusion à "*Calorimeter*", "*Sliding Windows*" et "*JeT*" ;
- "n" désigne le nombre de jets reconstruits par l'algorithme au-dessus du seuil de déclenchement ;
- "x" correspond au seuil de déclenchement sur l'énergie transverse des jets L1 (en GeV) ;
- "y" indique la borne supérieure sur la pseudo-rapacité des tours de *trigger* utilisées.

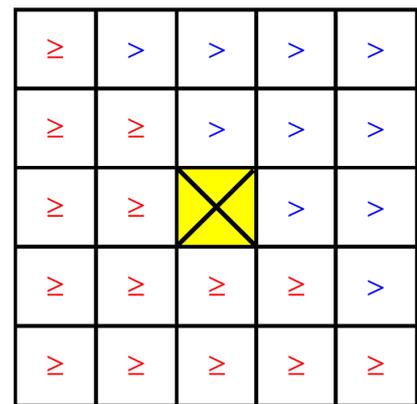
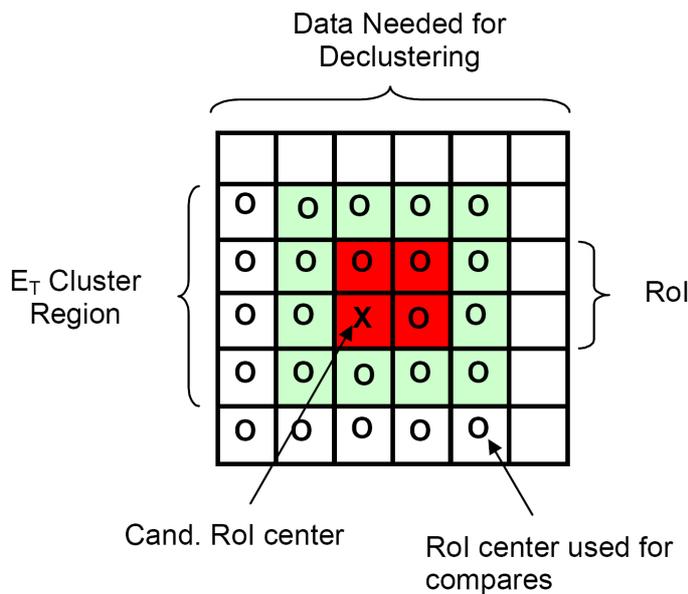
Afin de s'assurer du bon fonctionnement de l'algorithme de fenêtre glissante, il convient de mesurer l'efficacité de déclenchement des conditions CSWJT(n,x,y). Dans l'étude présentée ci-dessous, on se restreindra aux conditions de type "CSWJT(1,x,3.2)", où le seuil x peut prendre les valeurs suivantes : 8, 10, 15, 20, 25, 30 et 45 GeV.

L'efficacité de déclenchement ε est définie comme la probabilité qu'un jet reconstruit *offline* déclenche la condition CSWJT(1,x,3.2). Pour calculer cette efficacité, on procède en deux temps. Tout d'abord, on sélectionne les jets *offline* reconstruits par l'algorithme de cône Run II (voir section 4.4). Ces jets doivent ensuite vérifier des critères d'identification : ceci permet de rejeter les jets engendrés par des bruits dans l'électronique de précision. Comme les critères d'identification spécifiques au Run IIb n'étaient pas encore disponibles, les critères développés au Run IIa ont été utilisés, exception faite de la "confirmation L1" (voir paragraphe 4.5 pour de plus amples informations). Un jet est dit "confirmé au niveau 1" lorsque l'énergie du jet mesurée par l'électronique L1 est au moins égale à la moitié de l'énergie mesurée par l'électronique de précision. L'utilisation de jets "confirmés au niveau 1" conduirait à surestimer très fortement l'efficacité de déclenchement.

Puis, pour chaque jet *offline* de coordonnées (η_{off}, ϕ_{off}) , on détermine si la condition de déclenchement de niveau 1 a été satisfaite. Pour cela, on utilise l'ensemble des jets L1 reconstruits par l'algorithme de fenêtre glissante. S'il existe un jet L1 représenté par (η_{L1}, ϕ_{L1}) vérifiant simultanément $E_T^{L1} > x$ et $\Delta R = \sqrt{(\eta_{off} - \eta_{L1})^2 + (\phi_{off} - \phi_{L1})^2} < 0.5$, alors on considère que le jet *offline* a déclenché la condition CSWJT(1,x,3.2). Étant donné que les coordonnées (η_{L1}, ϕ_{L1}) des jets L1 sont calculées par rapport au centre du détecteur, on adoptera le même choix pour repérer les jets *offline*.



(a) Illustration du fonctionnement de l'algorithme de *sliding windows* [91]. La figure de gauche représente l'énergie transverse des tours de *trigger* (TT). L'algorithme construit les régions d'intérêt (figure intitulée "ROI space"). Le contenu de la ROI de coordonnées (n, m) est obtenu en positionnant le centre de la fenêtre glissante sur la tour (n, m) , et en sommant l'énergie transverse des 4 tours contenues dans la fenêtre (représentée en rouge sur la figure 3.22(b)). Ensuite, les maxima locaux ("LM") sont déterminés dans l'espace "ROI" en appliquant le masque illustré à la figure 3.22(c). La dernière étape consiste à construire les jets L1 : leur position en (η, ϕ) est donnée par la position des maxima locaux, et leur énergie transverse est calculée en sommant l'énergie transverse des tours contenues dans les régions rouge et verte entourant les maxima locaux (voir figure 3.22(b)). Dans les trois figures de droite, les régions grisées représentent les régions inaccessibles pour l'algorithme.



(b) Régions utilisées par l'algorithme de *sliding windows* pour reconstruire les jets L1. Chaque cellule correspond à une tour de *trigger*. La région d'intérêt est représentée en rouge (son centre est symbolisé par une croix). Les régions vertes et rouges interviennent dans le calcul de l'énergie transverse des jets L1. Pour déterminer si une ROI est un maximum local, on compare l'énergie transverse de la ROI avec celle des ROIs voisines centrées sur les ronds (voir la légende des figures 3.22(a) et 3.22(c)).

(c) Motif utilisé pour déterminer les maxima locaux. Une ROI (croix jaune) est définie comme un maximum local si son énergie transverse est strictement supérieure à celle des ROI bleues, et supérieure ou égale à l'énergie transverse des ROI rouges. Le choix du motif fixe l'espacement minimal entre deux maxima locaux (ici ≥ 2 tours).

FIGURE 3.22 – Description de l'algorithme de fenêtre glissante (*sliding windows*) utilisé pour reconstruire les jets au niveau 1.

L'efficacité de déclenchement ε dépend essentiellement de l'énergie transverse du jet *offline* et de sa localisation dans le calorimètre. C'est pourquoi on étudiera les efficacités dans 3 régions différentes en η_{det} :

$$CC : |\eta_{det}| < 0.6 \quad , \quad ICR : 1.1 < |\eta_{det}| < 1.5 \quad , \quad EC : 1.6 < |\eta_{det}| < 2.7 \quad (3.8)$$

Il reste à discuter de la paramétrisation $\varepsilon(E_T)$. Dans le cas idéal où $E_T^{offline} = E_T^{L1}$, $\forall E_T^{offline}$ (ce qui sous-entend que l'énergie L1 et l'énergie *offline* peuvent être mesurées avec une précision arbitrairement élevée), l'efficacité de déclenchement est nulle pour des jets *offline* d'énergie transverse inférieure au seuil de déclenchement, et le déclenchement est 100% efficace au-dessus du seuil. La courbe $\varepsilon(E_T)$ se résume alors à une simple distribution de Heaviside (ou "*step function*"). La prise en compte de la résolution gaussienne sur la mesure de l'énergie revient à convoluer la distribution de Heaviside par une distribution gaussienne. La fonction analytique $\varepsilon(E_T)$ ainsi obtenue est appelée "courbe de *turn-on*", et dépend de 3 paramètres :

$$\varepsilon(E_T) = \frac{\varepsilon_0}{2} \left(1 + \text{Erf} \left(\frac{E_T - \mu}{\sigma\sqrt{2}} \right) \right) \quad (3.9)$$

Dans l'équation 3.9, *Erf* désigne la "fonction erreur" définie comme la fonction de répartition de la distribution gaussienne :

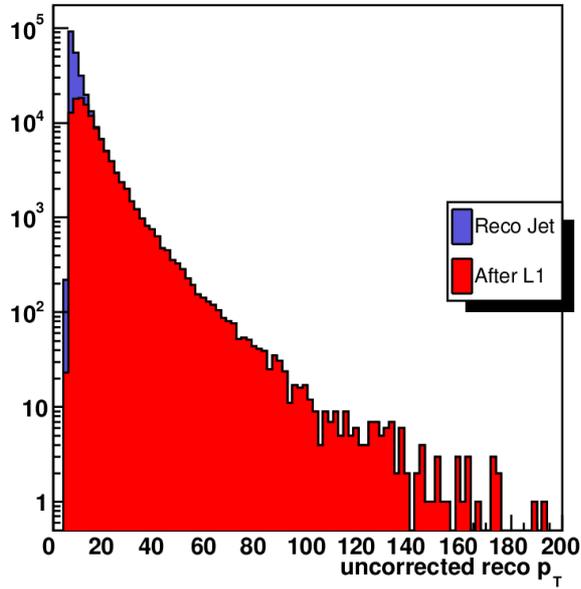
$$\text{Erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-x^2} dx \quad (3.10)$$

ε_0 correspond à la valeur asymptotique de l'efficacité (pour $E_T \gg 1$), μ est le point d'inflexion de la courbe de *turn-on*, et σ indique la rapidité avec laquelle l'efficacité transite de 0 à ε_0 au voisinage du point d'inflexion. La valeur du paramètre μ est d'autant plus proche du seuil de déclenchement que les chaînes d'acquisition L1 et *offline* sont calibrées avec précision. Quant au paramètre σ , il est gouverné par "les effets de résolution". Sa valeur est conditionnée par la calibration de l'électronique, mais également par les performances de l'algorithme de reconstruction des jets L1. Le choix de l'algorithme de *sliding windows* a d'ailleurs été motivé par les courbes de *turn-on* "abruptes" qu'il permet d'obtenir (faible valeur de σ). Le caractère abrupt d'un *turn-on* est primordial pour la fréquence de déclenchement des *triggers* jets, en raison de la décroissance exponentielle de la section efficace de production multijet QCD en fonction de l'énergie transverse du jet.

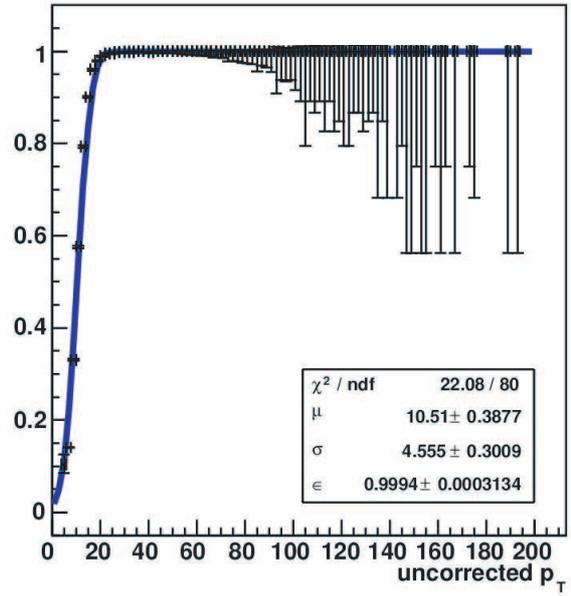
3.4.3 Efficacité de déclenchement avant calibration L1Cal2b

Dans cette étude, on distinguera trois périodes de prise de données :

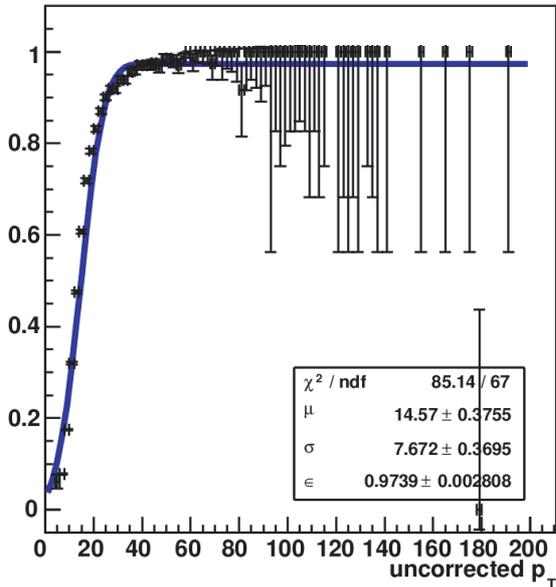
- la période A : elle s'étend du *run* 222484 (22 juin 2006) jusqu'au *run* 222782 (2 juillet 2006). Ce sont les toutes premières données enregistrées au Run IIb. La nouvelle électronique du système L1Cal2b (cartes ADF et TAB) n'est donc pas encore calibrée. Grâce aux données de la période A, une calibration préliminaire a pu être déterminée [88], et a été implémentée le 13 juillet ;
- la période B : elle commence au *run* 223216 (13 juillet) et s'achève au *run* 223284 (17 juillet). Suite à la calibration préliminaire, des résultats inattendus ont été observés dans les données de la période B (voir sections 3.4.4 et 3.4.5). Entre la période B et le début de la période C, l'électronique a été recalibrée par itérations successives ;
- la période C : elle correspond aux *runs* 223637, 223638 et 223639 (27 juillet), enregistrés avec la calibration "finale".



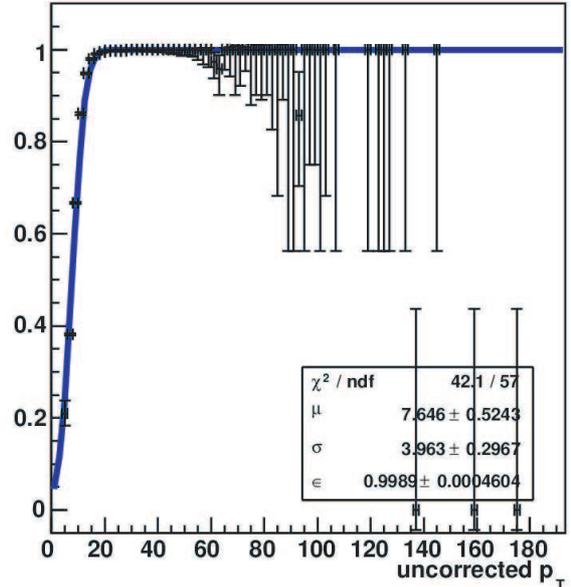
(a) Spectre en impulsion transverse non corrigée des jets *offline* : en bleu, pour tous les jets *offline*, et en rouge pour les jets *offline* associés à un jet L1 CSWJT(1,8,3.2).



(b) Efficacité de déclenchement du *trigger* CSWJT(1,8,3.2) en fonction de p_T^{jet} pour les jets CC (rapport des histogrammes rouge et bleu de la figure 3.23(a)).



(c) Efficacité de déclenchement du *trigger* CSWJT(1,8,3.2) en fonction de p_T^{jet} pour les jets ICR.



(d) Efficacité de déclenchement du *trigger* CSWJT(1,8,3.2) en fonction de p_T^{jet} pour les jets EC.

FIGURE 3.23 – Efficacités de déclenchement du *trigger* CSWJT(1,8,3.2) pour les jets CC, ICR et EC, mesurées pour la période A (avant la calibration de l'électronique du système L1Cal2b).

Les mesures d'efficacité de déclenchement vont être présentées par ordre chronologique. Pour commencer, la figure 3.23 illustre les résultats obtenus avec les données de la période A pour la condition de déclenchement CSWJT(1,8,3.2). Plusieurs remarques peuvent être formulées ici.

Les inefficacités de déclenchement observées dans les figures 3.23(c) et 3.23(d) pour certains jets *offline* de grande énergie transverse sont causées par des bruits dans l'électronique de lecture. En effet, des jets *offline* peuvent être engendrés par des "tours chaudes" ¹³, mais ils ne sont pas associés à des jets L1 car les chaînes d'acquisition L1 et *offline* sont totalement dissociées, et ne sont pas affectées par les mêmes bruits. Mises à part ces pertes d'efficacité ponctuelles, le déclenchement CSWJT(1,8,3.2) est 100% efficace pour les jets de grande énergie transverse. Dans l'ICR, la résolution en énergie du calorimètre n'est pas exactement gaussienne [73], si bien que l'efficacité de déclenchement $\varepsilon(E_T)$ ne suit pas exactement une courbe de *turn-on*. Ceci explique la valeur "erronée" de l'efficacité asymptotique $\varepsilon_0 \simeq 97.4\%$ obtenue par ajustement.

Pour un seuil de déclenchement de 8 GeV, le point d'inflexion μ de la courbe de *turn-on* est situé à 10.5 GeV pour les jets CC, 14.6 GeV pour les jets ICR et 7.6 GeV pour les jets EC. Comme les données de la période A ont été enregistrées avant la calibration de l'électronique du système L1, ces décalages ne sont pas inattendus.

D'autre part, l'absence de calibration ou plus exactement l'absence d'inter-calibration entre les tours de *trigger* influe directement sur la résolution en énergie des jets L1. Une bonne résolution en énergie se traduit, pour la courbe de *turn-on*, par une faible valeur du paramètre σ . On s'attend donc à ce que la calibration opérée à la fin de la période A ait pour effet de diminuer σ . La calibration de l'électronique *offline* conditionne également la valeur de ce paramètre. C'est ce qui explique que σ_{ICR} (7.7 GeV) soit nettement supérieure à σ_{CC} (4.6 GeV) et σ_{EC} (4.0 GeV) : la région de l'ICR est peu instrumentée (voir paragraphe 3.2.4). Cette observation est confirmée par la figure 3.24.

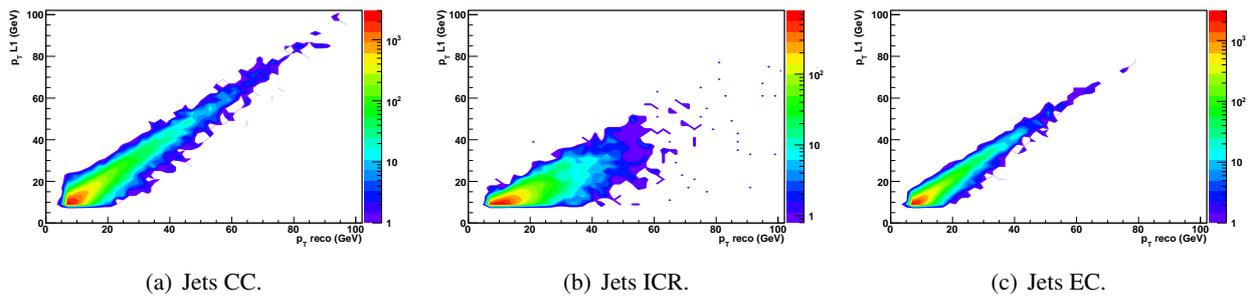


FIGURE 3.24 – Corrélation entre l'énergie transverse *offline* (mesurée par l'électronique de précision) et l'énergie transverse L1 (mesurée par l'électronique du système L1Cal2b), pour les jets *offline* associés à un jet L1 CSWJT(1,8,3.2).

13. Une tour est qualifiée de "chaude" lorsque son énergie moyenne est élevée même en l'absence de collision.

3.4.4 Calibration préliminaire

Les données enregistrées au cours de la période A ont été utilisées pour calibrer l'électronique du système L1Cal2b. La procédure de calibration est décrite de façon détaillée dans la référence [88]. Elle consiste à déterminer pour chaque tour de *trigger* une constante de calibration \mathcal{C} , dont le but est de corriger l'étalonnage de l'énergie L1 par rapport à l'énergie *offline* (que l'on suppose parfaitement calibrée) :

$$E_T^{L1,\mathcal{C}} \equiv \mathcal{C} \times E_T^{L1} = \left\langle \frac{E_T^{offline}}{E_T^{L1}} \right\rangle \times E_T^{L1} \simeq E_T^{offline} \quad , \quad \langle \quad \rangle : \text{valeur moyenne} \quad (3.11)$$

Pour une tour donnée, le rapport $\frac{E_T^{offline}}{E_T^{L1}}$ suit une distribution gaussienne, dont la moyenne correspond à la constante de calibration \mathcal{C} .

D'après ce qui a été discuté au paragraphe 3.4.3, l'impact de la calibration sur l'efficacité de déclenchement des *triggers* CSWJT(1,x,3.2) se manifeste à deux niveaux : d'une part le point d'inflexion du *turn-on* devrait se rapprocher du seuil de déclenchement x , et d'autre part la largeur σ devrait diminuer. Comme il s'est écoulé plus d'une dizaine de jours entre le moment où la calibration a été déterminée et le moment où elle a été implémentée au niveau des cartes ADF, l'effet de la calibration a pu être "anticipé" grâce à la simulation. On dispose pour cela de l'échantillon de données enregistré pendant la période A, des constantes de calibration déterminées avec ces mêmes données, ainsi que d'un logiciel permettant de simuler le fonctionnement des cartes TAB. Ce logiciel, baptisé "l1cal2b_sliding_windows", reproduit à l'identique l'algorithme de fenêtre glissante implémenté dans les cartes TAB.

Le logiciel "l1cal2b_sliding_windows" a été modifié de telle sorte que l'énergie transverse des tours de *trigger* puisse être multipliée par les constantes de calibration \mathcal{C} appropriées. Il est important de noter qu'en pratique, la calibration des cartes ADF est effectuée sur le signal analogique provenant des cartes BLS, avant numérisation (voir figure 3.21). Ici, la calibration est simulée au niveau des cartes TAB recevant un signal numérisé. Prenons l'exemple d'une tour de *trigger* dont l'énergie transverse vaut $E_T^{L1} = 2$ coups ADC. Si la constante de calibration de cette tour est égale à $\mathcal{C} = 1.2$, alors l'énergie calibrée devient : $E_T^{L1,\mathcal{C}} = \mathcal{E}(2 \times 1.2) = 2.4$. Il est nécessaire de ne conserver que la partie entière (" \mathcal{E} ") de l'énergie calibrée, car l'algorithme de fenêtre glissante fonctionne avec des énergies en coups ADC. L'amélioration attendue de la résolution en énergie sera sans doute moins significative qu'avec la vraie calibration analogique. Enfin, l'algorithme de *sliding windows* est appliqué sur les tours calibrées afin de reconstruire les jets CSWJT(1,x,3.2).

Comparons à présent les efficacités de déclenchement obtenues par simulation et les efficacités mesurées dans les données, avant la calibration (période A) et après la calibration (période B). Les tableaux 3.7 et 3.8 ainsi que la figure 3.25 présentent les paramètres μ et σ des courbes de *turn-on*, pour les jets CC et EC. On constate que pour les jets EC, la position μ_{EC} du point d'inflexion a très peu évolué entre les périodes A et B : elle était et reste proche du seuil de déclenchement du *trigger* CSWJT(1,x,3.2). Par ailleurs, la calibration améliore très nettement la résolution σ_{EC} en énergie, et comme attendu, l'amélioration observée est plus significative que celle prédite par simulation.

En ce qui concerne les jets CC, les valeurs calibrées de μ_{CC} sont vraiment éloignées des valeurs attendues. Elles semblent indiquer que l'énergie mesurée par le système L1Cal2b calibré est systématiquement

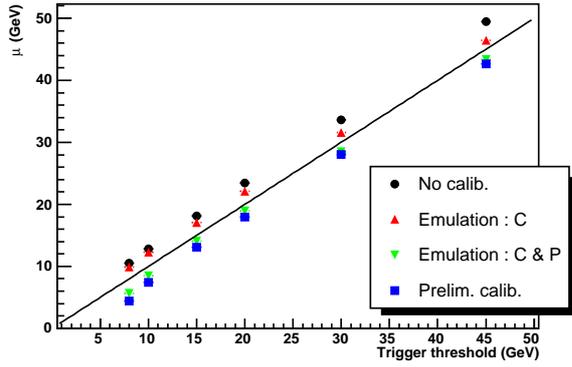
surestimée : les jets L1 "passent trop facilement" le seuil de déclenchement en énergie transverse. Ces observations ont été corroborées par une augmentation anormalement élevée des taux de déclenchement des *triggers* CSWJT(1,x,3.2) au cours de la période B (de l'ordre de 30%). Après de nombreuses tentatives infructueuses, le comportement observé a pu être finalement reproduit par la simulation (voir section suivante). L'origine du problème ayant été identifiée, la calibration défectueuse a été corrigée en conséquence.

Seuil de déclenchement (GeV)	8	10	15	20	30	45
μ_{CC} (GeV) période A	10.5 ± 0.4	12.9 ± 0.3	18.1 ± 0.4	23.4 ± 0.3	33.6 ± 0.3	49.4 ± 0.3
μ_{CC} (GeV) période A + simu. C	9.9 ± 0.4	12.3 ± 0.3	17.1 ± 0.3	22.1 ± 0.3	31.6 ± 0.3	46.5 ± 0.4
μ_{CC} (GeV) période B	4.4 ± 0.4	7.4 ± 0.3	13.1 ± 0.3	18.0 ± 0.3	28.0 ± 0.3	42.6 ± 0.4
σ_{CC} (GeV) période A	4.6 ± 0.3	4.4 ± 0.2	4.4 ± 0.2	4.6 ± 0.2	4.6 ± 0.2	5.2 ± 0.2
σ_{CC} (GeV) période A + simu. C	4.4 ± 0.3	4.4 ± 0.2	4.3 ± 0.2	4.5 ± 0.2	4.3 ± 0.2	4.7 ± 0.3
σ_{CC} (GeV) période B	5.5 ± 0.2	4.8 ± 0.2	4.1 ± 0.2	4.1 ± 0.2	4.8 ± 0.2	4.8 ± 0.3

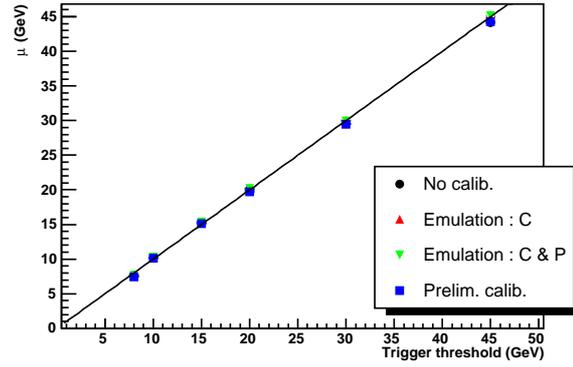
TABLE 3.7 – Efficacités de déclenchement des *triggers* CSWJT(1,x,3.2) pour les jets CC : μ_{CC} et σ_{CC} désignent respectivement le point d'inflexion et la largeur de la courbe de *turn-on* utilisée pour paramétrer l'efficacité en fonction de $E_T^{offline}$.

Seuil de déclenchement (GeV)	8	10	15	20	30	45
μ_{EC} (GeV) période A	7.7 ± 0.5	10.2 ± 0.5	15.3 ± 0.3	20.1 ± 0.4	29.5 ± 0.3	44.2 ± 0.4
μ_{EC} (GeV) période A + simu. C	7.6 ± 0.5	10.2 ± 0.5	15.4 ± 0.4	20.2 ± 0.4	30.0 ± 0.4	45.0 ± 0.4
μ_{EC} (GeV) période B	7.4 ± 0.5	10.1 ± 0.4	15.1 ± 0.4	19.7 ± 0.4	29.5 ± 0.4	44.3 ± 0.5
σ_{EC} (GeV) période A	4.0 ± 0.3	3.7 ± 0.3	3.8 ± 0.2	4.0 ± 0.2	4.1 ± 0.2	5.2 ± 0.3
σ_{EC} (GeV) période A + simu. C	4.0 ± 0.3	3.6 ± 0.3	3.7 ± 0.2	3.8 ± 0.2	4.0 ± 0.3	4.7 ± 0.3
σ_{EC} (GeV) période B	3.4 ± 0.3	3.2 ± 0.2	3.2 ± 0.2	2.9 ± 0.2	3.1 ± 0.3	3.3 ± 0.4

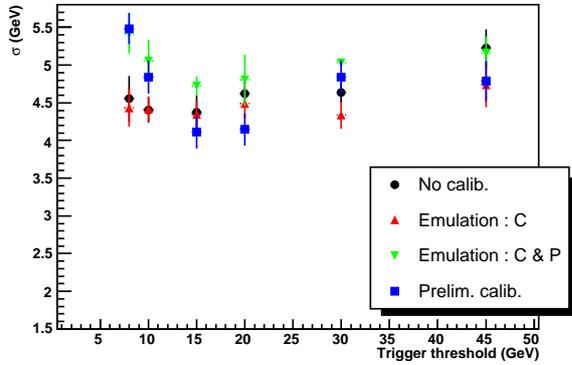
TABLE 3.8 – Efficacités de déclenchement des *triggers* CSWJT(1,x,3.2) pour les jets EC.



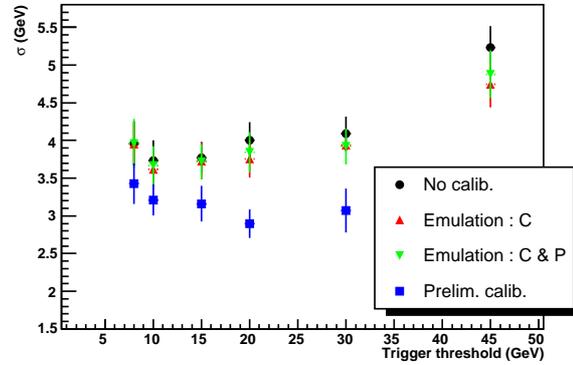
(a) Point d'inflexion μ_{CC} des courbes de *turn-on* en fonction du seuil de déclenchement du *trigger*, pour les jets CC.



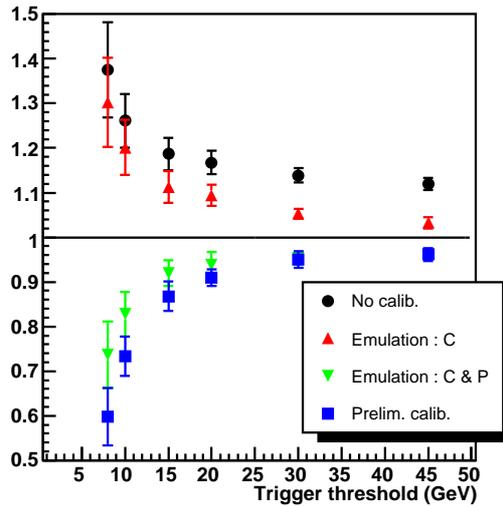
(b) Point d'inflexion μ_{EC} des courbes de *turn-on* en fonction du seuil de déclenchement du *trigger*, pour les jets EC.



(c) Largeur σ_{CC} des courbes de *turn-on* en fonction du seuil de déclenchement du *trigger*, pour les jets CC.



(d) Largeur σ_{EC} des courbes de *turn-on* en fonction du seuil de déclenchement du *trigger*, pour les jets EC.



(e) Rapport des points d'inflexion μ_{CC}/μ_{EC} en fonction du seuil de déclenchement x du *trigger* CSWJT(1,x,3.2).

FIGURE 3.25 – Caractéristiques μ et σ des courbes de *turn-on* associées à l'efficacité de déclenchement des *triggers* CSWJT(1,x,3.2). "No calib." et "Prelim. calib." font référence aux périodes A et B respectivement. "Emulation : C" désigne les efficacités mesurées en appliquant, par simulation, les constantes de calibration aux données de la période A. Les efficacités "Emulation : C & P" ont été obtenues en simulant non seulement les constantes de calibration mais aussi les piédestaux (voir section 3.4.5).

3.4.5 Modélisation du décalage des piédestaux

Le piédestal d'une tour correspond à l'énergie moyenne mesurée en l'absence de collision : le piédestal représente "le niveau d'énergie zéro". Par convention, les tours de *trigger* sont étalonnées de manière à mesurer 8 coups ADC en l'absence de faisceau : cette opération est effectuée entre les *stores*, en ajustant une tension au niveau des cartes ADF. En réalité, compte tenu des fluctuations statistiques, le nombre de coups ADC enregistré hors collision suit une distribution gaussienne centrée sur 8.

Les piédestaux ne peuvent être déterminés en temps réel pendant les périodes de prises de données. Ainsi, au moment de soustraire le piédestal, la carte ADF ne peut que "supposer" que sa valeur est effectivement de 8 coups ADC :

$$E_T^{L1}(GeV) = \frac{E_T^{L1}(ADC) - 8}{4} \quad (1 \text{ coup ADC} = 0.25 \text{ GeV}) \quad (3.12)$$

Si l'on se réfère aux résultats de la simulation présentés au paragraphe 3.4.4, les seules constantes de calibration ne suffisent pas à expliquer la position des points d'inflexion μ_{CC} observée dans les données de la période B. Il était donc naturel de suspecter une mauvaise calibration des piédestaux. Afin de confirmer cette hypothèse, un *run* spécial a été enregistré en l'absence de faisceau. La figure 3.26 compare les piédestaux mesurés au cours de ce *run* et ceux mesurés avant la calibration.

Pour démontrer explicitement que le comportement des efficacités de déclenchement était effectivement dû à une mauvaise calibration des piédestaux, le logiciel "l1cal2b_sliding_windows" a été une nouvelle fois modifié de sorte que le piédestal fixé par défaut à 8 GeV puisse être spécifié pour chaque tour. Connaissant la constante de calibration \mathcal{C} et le décalage des piédestaux $\Delta\mathcal{P} = \mathcal{P}_B - \mathcal{P}_A$ entre les périodes A et B, l'énergie calibrée d'une tour de *trigger* est calculée de la façon suivante :

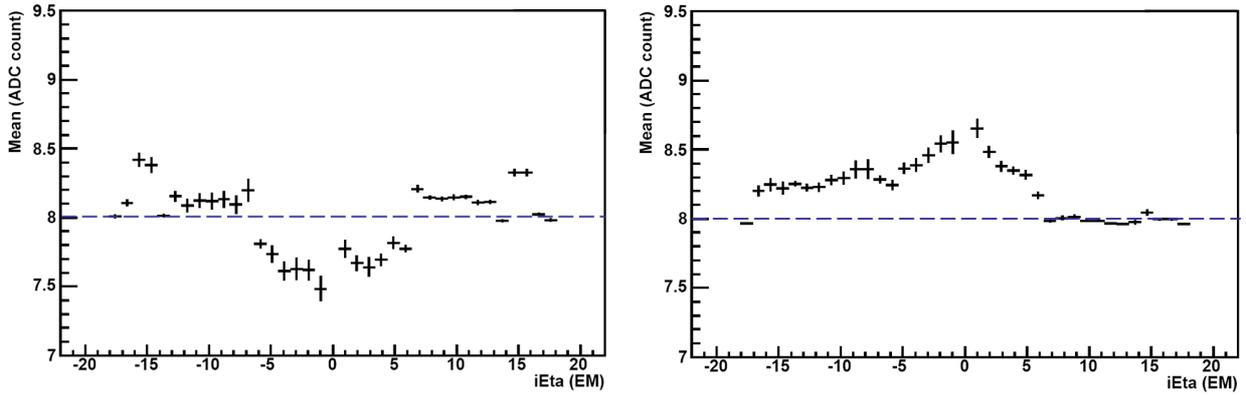
$$E_T^{L1,\mathcal{C},\mathcal{P}}(GeV) = \mathcal{E} \left(\mathcal{C} \times \frac{E_T^{L1}(ADC) - 8 + \Delta\mathcal{P}}{4} \right) \quad , \quad \Delta\mathcal{P} = \mathcal{G}(\mu_B, \sigma_B) - \mathcal{G}(\mu_A, \sigma_A) \quad (3.13)$$

où \mathcal{E} désigne toujours la partie entière. Les piédestaux \mathcal{P}_A et \mathcal{P}_B sont tirés aléatoirement dans des distributions gaussiennes afin de tenir compte de la dispersion statistique (les moyennes $\mu_{A,B}$ et les écart-types $\sigma_{A,B}$ ont été déterminés pour chaque tour lors des études de calibration [88]). L'efficacité de déclenchement d'un *trigger* CSWJT(1,x,3.2) est très sensible à la calibration des piédestaux, dans la mesure où un jet L1 est constitué d'un ensemble de 4×4 tours EM et de 4×4 tours FH. Pour un jet L1 très central par exemple, la figure 3.26 indique que les piédestaux des tours EM ont été décalés d'environ 1 coup ADC : $\Delta\mathcal{P}_{EM} \simeq 0.25 \text{ GeV}$, tandis que $\Delta\mathcal{P}_{FH} \simeq 0$. Dans ces conditions, en omettant l'effet des constantes de calibration,

$$E_T^{L1,\mathcal{C},\mathcal{P}} \simeq E_T^{L1} + 4 \times 4 \times 0.25 = E_T^{L1} + 4 \text{ GeV} \quad (3.14)$$

D'après ce calcul sommaire, l'énergie transverse d'un jet CC de niveau 1 mesurée à la période B est supérieure de 4 GeV à l'énergie transverse du même jet mesurée à la période A. C'est effectivement l'ordre de grandeur que l'on constate dans le tableau 3.7 : $\mu_{CC}^A \simeq \mu_{CC}^B + 4 \text{ GeV}$. Une interprétation graphique de l'effet induit par le décalage des piédestaux est donnée à la figure 3.27.

Les efficacités de déclenchement mesurées en appliquant par simulation la calibration complète sur les données de la période A (incluant les constantes de calibration et le décalage des piédestaux) sont représentées à la figure 3.25 sous la dénomination "Emulation : \mathcal{C} & \mathcal{P} ". La simulation reproduit en bonne approximation la position des points d'inflexion observée pour les jets CC dans les données de la période B. En conclusion, l'étude des efficacités de déclenchement des *triggers* CSWJT(1,x,3.2) a permis de déceler le décalage dans les piédestaux qui a été introduit le 13 juillet 2006 lors de la calibration du système L1Cal2b.



(a) Piédestaux des tours EM mesurés pour la période A, en fonction de $i\eta \cong 10 \times \eta_{det}$. (b) Piédestaux des tours EM mesurés pour la période B, en fonction de $i\eta \cong 10 \times \eta_{det}$.

FIGURE 3.26 – Piédestaux des tours de *trigger* EM mesurés pendant les périodes A et B en l’absence de collision [88]. La ligne en pointillés symbolise la valeur de référence (8 coups ADC) implémentée comme "niveau d’énergie zéro" dans l’algorithme de *sliding windows*. Les piédestaux des tours FH sont proches de 8 coups ADC pour les périodes A et B.

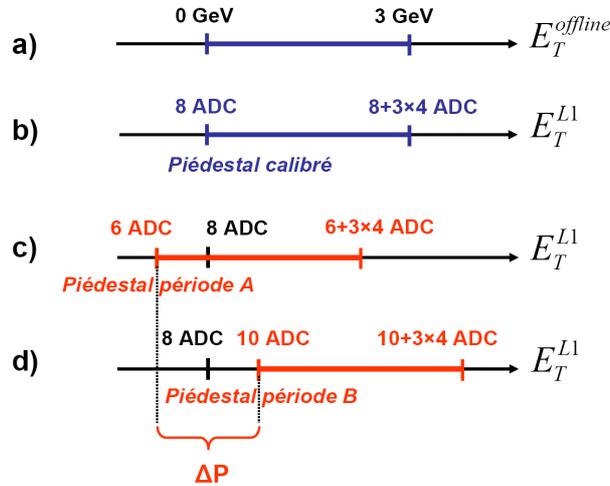


FIGURE 3.27 – Illustration de l’effet induit par le décalage des piédestaux. Considérons le cas d’une particule déposant une énergie transverse de 3 GeV dans une tour de *trigger*. On supposera que les constantes de calibration ont été correctement étalonnées : $\mathcal{C} \equiv 1$. L’énergie transverse numérisée par l’électronique L1Cal2b est donc incrémentée de 3×4 coups ADC par rapport au piédestal. a) L’électronique de précision mesure un dépôt d’énergie de 3 GeV. b) Le piédestal est correctement ajusté à sa valeur nominale de 8 coups ADC. L’énergie transverse après soustraction du piédestal est égale à $(8+3 \times 4)-8=12$ coups ADC, soit 3 GeV. c) Le piédestal est inférieur à 8 coups ADC (période A, voir figure 3.26(a)). Après soustraction du piédestal, $E_T=(6+3 \times 4)-8=10$ coups ADC, soit 2.5 GeV. d) Cas de figure opposé : le piédestal est supérieur à 8 coups ADC (période B, voir figure 3.26(b)). Après soustraction du piédestal, $E_T=(10+3 \times 4)-8=14$ coups ADC, soit 3.5 GeV.

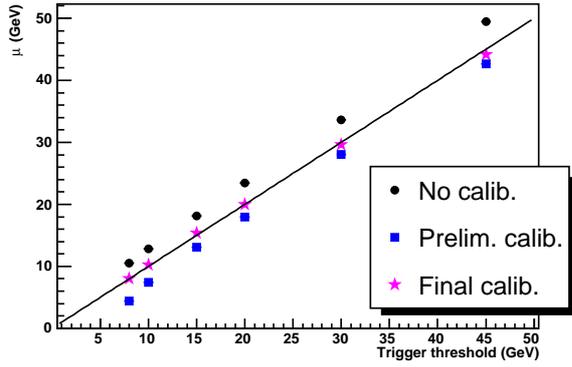
3.4.6 Calibration finale

Plusieurs itérations ont été nécessaires pour ajuster précisément les piédestaux et les constantes de calibration des tours de *trigger* : les piédestaux sont mesurés en l'absence de collisions, puis implémentés dans les cartes ADF. Les constantes de calibration sont alors calculées, ce qui permet d'ajuster le gain des cartes ADF. L'opération est répétée jusqu'à ce que les piédestaux soient stabilisés à 8 coups ADC et que les constantes de calibration soient suffisamment proches de 1.

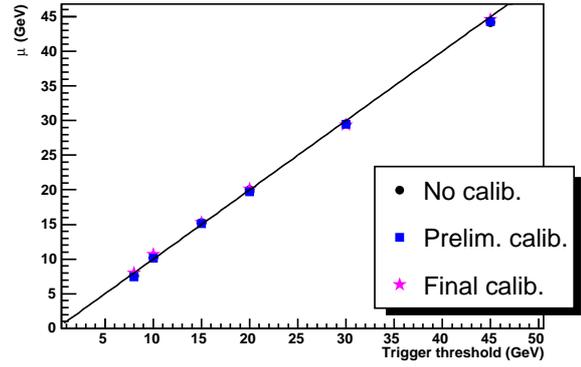
Les efficacités de déclenchement des *triggers* CSWJT(1,x,3.2) ont été mesurées après cette phase de calibrations successives. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.9 et dans la figure 3.28. Les points d'inflexion sont des courbes de *turn-on* sont maintenant très proches des seuils de déclenchement, et la résolution a été nettement améliorée par rapport aux données des périodes A et B (tableaux 3.7 et 3.8), preuve de la calibration réussie de l'électronique du système L1Cal2b.

Seuil de déclenchement (GeV)	8	10	15	20	30	45
μ_{CC} (GeV)	8.1 ± 0.5	10.3 ± 0.4	15.4 ± 0.1	20.0 ± 0.4	29.7 ± 0.4	44.2 ± 0.5
μ_{EC} (GeV)	8.0 ± 0.5	10.7 ± 0.2	15.3 ± 0.4	20.1 ± 0.4	29.4 ± 0.5	44.6 ± 0.8
σ_{CC} (GeV)	3.6 ± 0.2	3.8 ± 0.2	3.9 ± 0.3	3.8 ± 0.2	3.9 ± 0.3	4.0 ± 0.4
σ_{EC} (GeV)	2.9 ± 0.3	2.7 ± 0.2	2.7 ± 0.3	2.8 ± 0.1	2.7 ± 0.4	2.6 ± 0.7

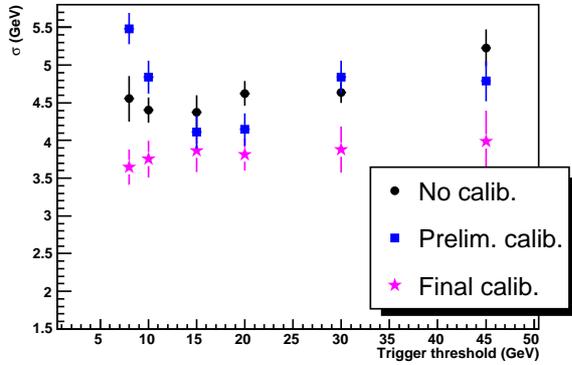
TABLE 3.9 – Efficacités de déclenchement des *triggers* CSWJT(1,x,3.2) mesurées pour la calibration finale. On remarque que pour un seuil de déclenchement donnée, le paramètre σ_{CC} est systématiquement supérieur à σ_{EC} . Ce résultat est compatible avec les mesures réalisées lors de la calibration [88], qui révèlent que le bruit électronique est sensiblement plus élevé dans les tours centrales (aussi bien dans les tours EM que FH).



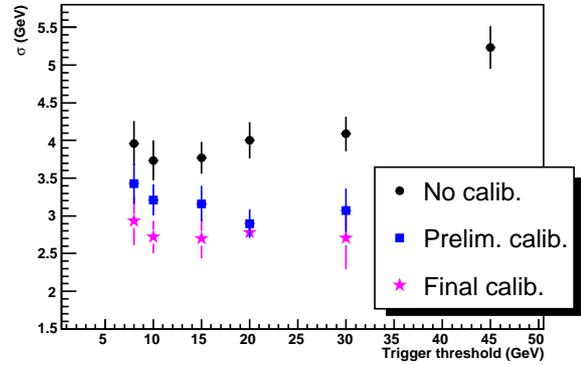
(a) Point d'inflexion μ_{CC} des courbes de *turn-on* en fonction du seuil de déclenchement du *trigger*, pour les jets CC.



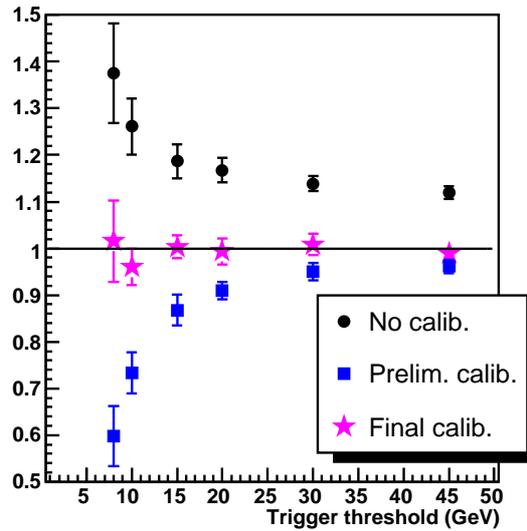
(b) Point d'inflexion μ_{EC} des courbes de *turn-on* en fonction du seuil de déclenchement du *trigger*, pour les jets EC.



(c) Largeur σ_{CC} des courbes de *turn-on* en fonction du seuil de déclenchement du *trigger*, pour les jets CC.



(d) Largeur σ_{EC} des courbes de *turn-on* en fonction du seuil de déclenchement du *trigger*, pour les jets EC.



(e) Rapport des points d'inflexion μ_{CC}/μ_{EC} en fonction du seuil de déclenchement x du *trigger* CSWJT(1,x,3.2).

FIGURE 3.28 – Caractéristiques μ et σ des courbes de *turn-on* associées à l'efficacité de déclenchement des *triggers* CSWJT(1,x,3.2). "No calib.", "Prelim. calib." et "Final calib." font référence aux périodes A, B et C respectivement.

Chapitre 4

Reconstruction et identification des objets dans DØ

Ce chapitre est dédié à la description des méthodes de reconstruction et d'identification des objets physiques utilisés dans les analyses (traces, vertex, électrons, jets, muons et énergie transverse manquante).

4.1 Reconstruction des traces

Les trajectoires de particules chargées sont reconstruites à partir des impacts laissés dans les détecteurs de traces SMT et CFT. Étant donné le très grand nombre d'impacts à traiter, la reconstruction est effectuée en 2 temps. D'abord, deux algorithmes appelés *Histogram Track Finder (HTF)* et *Alternative Algorithm (AA)* effectuent une reconnaissance rapide des traces de l'événement. Puis un algorithme d'ajustement fin baptisé *Global Track Finder (GTF)* détermine avec précision les propriétés de ces traces. Décrivons à présent le fonctionnement des trois algorithmes.

- *Histogram Track Finder* [92] :

Cette approche est basée sur une transformation mathématique appelée "transformée de Hough". Pour en comprendre le principe, considérons le cas d'une trace provenant d'un vertex situé en $(x, y) = (0, 0)$, et laissant un impact unique (x_I, y_I) dans le détecteur de traces. Comme l'indique la figure 4.1(a), la trajectoire réelle de la particule ne peut être déterminée à partir d'un seul point d'impact : il existe une infinité de "trajectoires solutions" passant par le vertex et le point d'impact. Chaque solution est caractérisée par un couple $(\phi_\alpha, \rho_\alpha)$, où ρ_α désigne le rayon de courbure de la trace α et ϕ_α l'angle azimutal évalué au vertex. On définit la transformée de Hough du point d'impact (x_I, y_I) comme l'ensemble des valeurs permises pour $(\phi_\alpha, \rho_\alpha)$. En supposant que la position du point d'impact est mesurée avec une très grande précision, la transformée de Hough se résume à une courbe dans le plan (ϕ, ρ) (voir figure 4.1(b)). En réalité, compte tenu des incertitudes expérimentales, la transformée de Hough du point $(x_I \pm \sigma_{x_I}, y_I \pm \sigma_{y_I})$ est une bande dans le plan (ϕ, ρ) , et non une simple courbe.

L'algorithme *HTF* exploite une propriété remarquable de cette transformation mathématique qui est illustrée à la figure 4.1(c) : lorsqu'une trace dépose plusieurs impacts dans le détecteur, les transformées de Hough des différents impacts convergent vers un même point dans le plan (ϕ, ρ) , dont les coordonnées permettent d'accéder directement au rayon de courbure et à l'angle azimutal de la trace.

En pratique, les traces sont donc reconnues en tant que "point de convergence des transformées de Hough". Pour chaque point d'impact (x_I, y_I) mesuré dans le détecteur de traces,

- * l'algorithme calcule la transformée de Hough dans l'espace des paramètres (ϕ, ρ)
- * la bande ainsi obtenue est stockée dans un histogramme à deux dimensions (d'où le nom *Histogram Track Finder*)

Les traces de l'événement sont aisément identifiées par les pics qui apparaissent dans l'histogramme, comme l'indique la figure 4.1(d). Si l'on souhaite maintenant déterminer les caractéristiques "longitudinales" de la trace, à savoir l'origine z_0 de la trace le long de l'axe z et l'inclinaison dz/dr , il suffit d'opérer les changements suivants :

- * espace des coordonnées : $(x, y) \longrightarrow (r, z)$
- * espace des paramètres : $(\phi, \rho) \longrightarrow (z_0, \frac{dz}{dr})$

La transformée de Hough est donc un outil puissant, adapté à la reconnaissance rapide des traces. Cet algorithme présente toutefois quelques limitations. On peut citer par exemple la difficulté de reconstruire les traces de grande impulsion (i.e. de faible rayon de courbure), car le recouvrement des différentes transformées de Hough dans l'espace (ϕ, ρ) est moins localisé. Par ailleurs, l'algorithme suppose que le vertex est situé en $(0, 0)$. Les traces issues d'un vertex éloigné de l'axe z sont donc reconstruites avec une plus faible efficacité.

- Alternative Algorithm [93] :

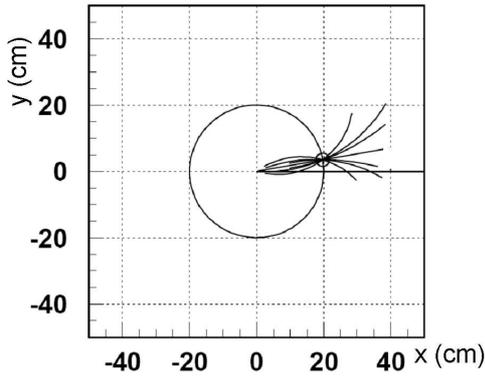
La reconstruction d'une trace dite AA se déroule en deux étapes. Tout d'abord, une ébauche de trace est construite à partir de 3 impacts laissés dans le SMT. La trace peut être initiée par n'importe quel coup mesuré dans le SMT. Les deux impacts suivants sont choisis dans des couches de plus en plus excentriques. La portion de trace définie par ces 3 impacts doit vérifier certaines conditions géométriques, telle qu'un rayon minimum de 30 cm (\equiv impulsion transverse supérieure à 180 MeV), ou encore un χ^2 d'ajustement maximal de 16.

La trace est ensuite extrapolée dans la couche suivante du SMT. Si dans cette nouvelle couche, un impact se trouve effectivement à proximité de l'impact extrapolé, il est associé à la trace à condition que l'augmentation du χ^2 soit inférieure à 16. Si plusieurs impacts vérifient cette condition, chaque trace solution est retenue. Au cas où aucun impact n'est identifié dans la région extrapolée, le nombre "d'impacts manquants" associé à la trace est incrémenté d'une unité. La construction est interrompue si ce nombre devient trop grand.

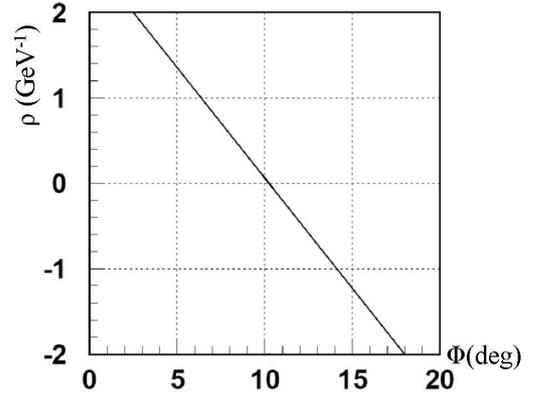
Lorsque l'algorithme identifie plusieurs traces compatibles avec les 3 impacts initiaux, les traces candidates sont classées par qualité décroissante (la qualité d'une trace étant fixée par un ensemble de critères : nombre d'impacts associés, nombre d'impacts manquants, χ^2). Le candidat de plus grande qualité est retenu, sauf s'il partage un grand nombre d'impacts avec une trace sélectionnée au cours d'une précédente itération. Dans ce cas, on passe à la trace suivante.

Après cette phase de reconstruction, et de sélection le cas échéant, on procède à une reconstruction sommaire des vertex de l'événement (voir section suivante). On reconsidère alors les configurations présentant plusieurs traces solutions, en attribuant 2 "impacts fictifs"¹ supplémentaires au candidat le plus proche d'un vertex. Les candidats sont à nouveau classés selon leur qualité, et une nouvelle fois sélectionnés. Cette itération permet de réduire de façon significative le taux de mauvaise identi-

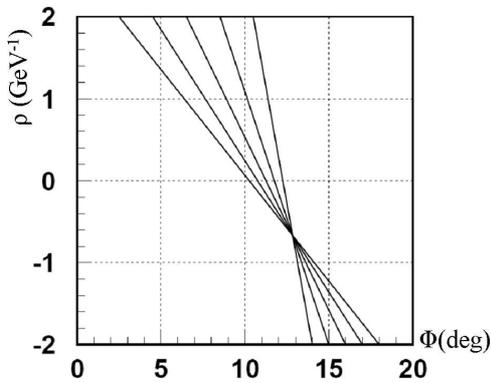
1. Ces impacts sont "fictifs" au sens où ils ne correspondent pas à des impacts mesurés dans le détecteur. Leur seule vocation est d'indiquer à l'algorithme qu'une trace proche du vertex doit être considérée comme de meilleure qualité.



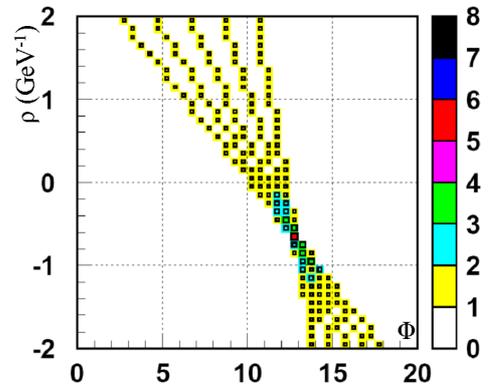
(a) Famille de courbes passant par le vertex primaire et le point d'impact dans le détecteur, dans le plan transverse (x,y) .



(b) Figure 4.1(a) transposée dans le plan (ϕ, ρ) obtenu par transformée de Hough.



(c) Caractéristiques dans le plan (ϕ, ρ) de 5 points d'impact d'une même trace.



(d) Figure 4.1(c) représentée sous forme d'histogramme. Le pic qui apparaît dans l'histogramme indique les caractéristiques (ρ, ϕ) de la trace.

FIGURE 4.1 – Détermination du rayon de courbure ρ et de l'angle azimutal ϕ d'une trace grâce à l'algorithme "Histogram Track Finder".

fication des traces.

- *Global Track Finder* [94] :

Cette méthode de reconstruction nécessite un temps de calcul important, et n'est utilisée que pour affiner la reconstruction des traces *HTF* et *AA*, dont les caractéristiques $(p_T, \phi, \rho, z, \dots)$ sont utilisées comme conditions initiales pour la reconstruction des traces *GFT*. A partir de ces conditions initiales, l'algorithme extrapole la trace jusqu'à la première couche du SMT en simulant la propagation de la particule au sein de la matière du détecteur (voir paragraphe suivant). Compte tenu de la position de l'impact effectivement mesurée dans le SMT, les caractéristiques de la trace sont réajustées par une technique dite de filtrage Kalman [95]. La procédure d'extrapolation / correction est réitérée pour les couches suivantes, jusqu'à ce que la particule soit arrêtée ou bien sorte du détecteur.

Pour simuler la propagation des particules, chaque sous-détecteur est grossièrement modélisé par un ensemble de surfaces délimitant des volumes de matière homogène (densité et longueur de radiation constante en première approximation). A l'intérieur de ces zones homogènes, les interactions entre

particule et matière sont décrites en termes de perte d'énergie et de diffusions multiples [96]. La particule chargée est également soumise à la force de Lorentz (la carte de champ magnétique utilisée pour le calcul permet de tenir compte les inhomogénéités du champ).

4.2 Reconstruction des vertex, identification du vertex primaire

La localisation du vertex primaire constitue une étape importante du processus de reconstruction, dans la mesure où l'impulsion des objets reconstruits (électrons, muons, jets, et énergie transverse manquante) est calculée par rapport à la position du vertex primaire. La reconstruction des vertex de l'événement se déroule en trois étapes :

- sélection des traces :
seules les traces d'impulsion transverse supérieure à 0.5 GeV laissant au moins deux impacts dans le SMT participent à la reconstruction des vertex. Pour faciliter la phase de reconstruction, les traces sont au préalable regroupées par paquets d'épaisseur $\Delta z = 2$ cm. Ces ensembles de traces distantes de moins de 2 cm selon l'axe z seront appelés "amas de traces".
- reconstruction des vertex [97] :
un vertex est reconstruit pour chaque amas de traces. Dans un premier temps, l'algorithme détermine la position du vertex par une minimisation de χ^2 . Cette méthode d'ajustement permet d'estimer la position du vertex et de réajuster simultanément l'impulsion des traces provenant du vertex. Afin d'améliorer la convergence de la minimisation, une trace présélectionnée n'est comptabilisée dans la variable de χ^2 que si elle vérifie : $\frac{DCA}{\sigma_{DCA}} < 100$, où DCA représente la distance de moindre approche² calculée par rapport à l'axe du faisceau (la position du vertex étant inconnue à ce stade), et σ_{DCA} désigne l'erreur associée.

Précisons maintenant la façon dont est définie la variable de χ^2 . Dans le cas simplifié d'un amas contenant 2 traces, le χ^2 se met sous la forme [97] :

$$\chi^2 = \begin{pmatrix} m_1 - m_1(\vec{x}, \vec{p}_1) & m_2 - m_2(\vec{x}, \vec{p}_2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1 & 0 \\ 0 & V_2 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} m_1 - m_1(\vec{x}, \vec{p}_1) \\ m_2 - m_2(\vec{x}, \vec{p}_2) \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

Dans cette équation matricielle³, m_k représente le vecteur à 5 dimensions⁴ caractérisant la trace k , et $V_k = cov(m_k)$ désigne la matrice de covariance associée, de dimension 5×5 . Ces informations

2. La distance de moindre approche (DCA pour "*Distance of Closest Approach*"), encore appelée paramètre d'impact, correspond à la distance minimale séparant la trace et la droite parallèle à l'axe z passant par le vertex

3. On rencontrera une écriture matricielle similaire dans la section 4.8 dédiée aux critères d'identification des électrons.

4. Une paramétrisation fréquemment choisie pour m_k est explicitée ci-dessous :

- * DCA : la distance de moindre approche
- * z_0 : la position longitudinale de la trace au point d'impact
- * ϕ : l'angle azimutal de la trace dans le plan transverse au point d'impact
- * $\tan \theta$: l'angle polaire de la trajectoire
- * ρ : le rayon de courbure, dont le signe est fixé par la charge de la particule

sont calculées en amont par l'algorithme *GTF*. La minimisation du χ^2 est effectuée par rapport aux coordonnées $\vec{x} = (x, y, z)$ du vertex et aux impulsions \vec{p}_k des traces. Le terme $m_k(\vec{x}, \vec{p}_k)$ représente la trace k obtenue après ajustement. La définition de la variable de χ^2 se généralise ensuite facilement pour un ensemble de N traces.

L'étape suivante consiste à retirer de manière itérative la trace contribuant le plus au χ^2 . La position du vertex et l'impulsion des traces restantes sont alors réajustées. Puis la trace la moins compatible avec le vertex réajusté est enlevée, et ainsi de suite, jusqu'à ce que la condition $\chi^2/ndf < 10$ soit satisfaite. A ce niveau de reconstruction, on dispose d'une première estimation de la position du vertex.

L'algorithme entame alors une seconde phase de reconstruction. Une nouvelle sélection est établie sur le paramètre d'impact des traces, calculé cette fois par rapport à la position estimée du vertex dans le plan transverse. Une trace est retenue si elle vérifie : $\frac{DCA}{\sigma_{DCA}} < 5$. La détermination précise de la position du vertex est réalisée par une technique dite d'ajustement adaptatif [98]. A la différence de la méthode précédente, dans laquelle les traces sont rejetées si leur contribution au χ^2 est supérieure à 10, l'ajustement adaptatif fait usage de toutes les traces sélectionnées. Cette technique consiste à attribuer un poids w_k à la trace k en fonction de sa contribution χ_k^2 au χ^2 global :

$$w_k(\chi_k^2) = \frac{1}{1 + e^{\frac{\chi_k^2 - \chi_{cut}^2}{2T}}}, \quad \text{avec } w_k(\chi_{cut}^2) = 0.5 \quad (4.2)$$

où T est un paramètre appelé "température" (par analogie avec la fonction de Fermi) qui contrôle la forme de la fonction. Le poids w_k est pris en compte dans le χ^2 global via la matrice d'erreur de la trace k , de sorte qu'une trace de χ^2 élevé contribue peu à la minimisation. L'ajustement est effectué par itérations successives, jusqu'à ce que les poids convergent vers une valeur fixe. L'utilisation de l'algorithme adaptatif en complément de la méthode de χ^2 possède de nombreux avantages : amélioration significative de la résolution sur la position du vertex, réduction des biais introduits par les traces à grand paramètre d'impact provenant de vertex déplacés, augmentation de l'efficacité de reconstruction pour les vertex éloignés selon l'axe z .

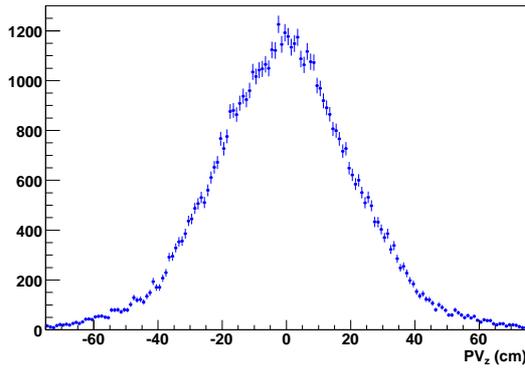
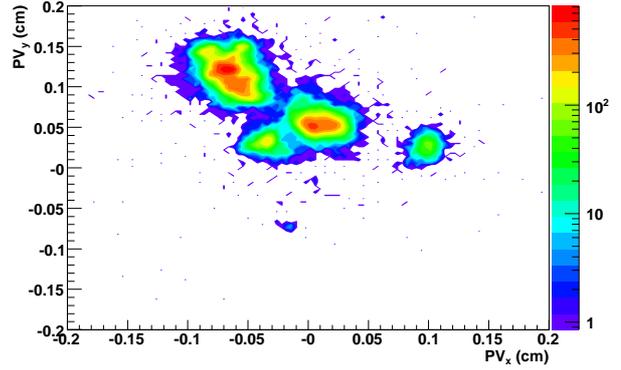
- identification du vertex primaire [99] :

lorsqu'un paquet de protons croise un paquet d'antiprotons, il se produit en moyenne 3 interactions $p\bar{p}$, définissant autant de vertex. Le vertex primaire (PV pour "*Primary Vertex*") est associé à l'interaction créant les particules de plus grande impulsion transverse. Les autres interactions sont appelées interactions de biais minimum (MB pour "*Minimum Bias*"), et mettent en jeu des particules de faible impulsion transverse.

La détermination du vertex primaire est effectuée par un calcul probabiliste. L'algorithme évalue la probabilité pour que les impulsions transverses $\{p_{T1}, \dots, p_{TN}\}$ des N traces associées à un vertex soient compatibles avec la distribution en p_T des traces produites dans les interactions de biais minimum. Le vertex le moins compatible avec l'hypothèse d'une interaction de biais minimum est défini comme le vertex primaire. La figure 4.2 représente les positions longitudinale et transverse du vertex primaire reconstruit dans l'échantillon de données utilisé pour l'analyse (voir chapitre 7).

4.3 Reconstruction des muons

Les muons sont reconstruits grâce à deux sous-détecteurs : le spectromètre à muons et le trajectomètre interne (SMT+CFT). La reconstruction basée sur la seule information calorimétrique est en cours de déve-


 (a) Profil longitudinal PV_z du vertex primaire.


(b) Localisation du vertex primaire dans le plan transverse. On distingue nettement les différentes périodes de prises de données.

 FIGURE 4.2 – Coordonnées PV_x , PV_y et PV_z du vertex primaire reconstruit dans le lot de données *2EM-highpt* utilisé dans l'analyse (voir chapitre 7).

loppement (mais actuellement, l'efficacité de reconstruction dans le calorimètre ne dépasse pas 50%). La reconstruction des muons est effectuée comme suit :

- tout d'abord, des fragments de trajectoire sont reconstruits dans les couches A, B et C du spectromètre à muons, sous forme de segments de droite (la courbure de la trace à l'intérieur d'une même couche est négligée) ;
- l'algorithme tente ensuite de prolonger les segments B et C pour former des segments BC. Si l'association échoue, les segments B et C sont abandonnés. Dans le cas contraire, les segments A et BC sont associés à leur tour, en tenant compte de la déflexion des muons entre les couches A et BC induite par le champ magnétique toroïdal. Lorsqu'un segment ABC est reconstruit, la courbure de la trace permet d'estimer l'impulsion du muon. En cas d'échec, les segments sont cette fois conservés ;
- pour bénéficier du "bras de levier" que constitue le détecteur de traces interne, les segments A, BC, et ABC précédemment reconstruits sont extrapolés en vue d'être associés à une trace reconstruite dans le détecteur de traces interne. Lorsqu'une trace est reconstruite simultanément dans les deux sous-détecteurs, les caractéristiques cinématiques du muon sont données par la trace reconstruite dans le SMT+CFT plutôt que par l'ajustement global SMT+CFT+spectromètre (qui dégrade sensiblement la résolution). La qualité de l'ajustement global est mesurée par une variable de χ^2 .

Les critères d'identification des muons sont basés sur le nombre de segments reconstruits, le nombre d'impacts relevés dans les scintillateurs et les chambres à dérive du spectromètre, les caractéristiques de la trace SMT+CFT si elle existe (χ^2 d'ajustement global, nombre d'impacts dans le détecteur de traces interne), l'isolation calorimétrique, l'isolation vis-à-vis des autres traces de l'événement, et enfin les temps de passage du muon dans les couches de scintillateurs (utilisés pour rejeter les rayons cosmiques). Les critères de qualité sont discutés en détail dans la référence [100].

4.4 Reconstruction des jets de particules

Une description très complète de l'algorithme de reconstruction utilisé par DØ est disponible dans la référence [101]. Seules les grandes lignes seront abordées ici. Trois étapes sont nécessaires pour recons-

truire les jets. Tout d'abord, les cellules touchées par une gerbe calorimétrique sont regroupées sous forme de "tours calorimétriques reconstruites" (définies au paragraphe 4.4.1). Puis ces tours sont elles mêmes assemblées en pré-amas par un algorithme dit de "simple cône". Enfin, "l'algorithme de cône du Run II" procède à la construction des jets calorimétriques à partir des pré-amas. Les deux premières phases ont pour but de réduire la quantité d'information traitée par l'algorithme de cône du Run II, le plus gourmand en temps de calcul.

Conformément aux recommandations du *Workshop on the QCD and Weak Boson Physics in Run II*, l'algorithme de reconstruction des jets doit satisfaire plusieurs exigences [102] :

- la formation des jets doit être insensible à l'émission d'un parton infiniment "mou" au cours de la cascade de partons (*parton shower*) : c'est le concept de "sûreté infrarouge" ;
- la substitution d'un parton par deux partons colinéaires (à impulsion totale constante) ne doit pas créer d'instabilité dans le processus de reconstruction : c'est la propriété de "sûreté colinéaire" ;
- le résultat de la reconstruction doit être invariant vis-à-vis d'un *boost* le long de l'axe du faisceau, car le référentiel du détecteur dans lequel est effectuée la reconstruction ne coïncide pas avec le référentiel du centre de masse de la collision partonique ;
- la reconstruction doit être aussi indépendante que possible de l'environnement dans lequel l'algorithme est utilisé : caractéristiques du détecteur, luminosité instantanée, ...

La collaboration DØ a fait le choix d'un algorithme de cône. Le principe de reconstruction de ce type d'algorithme consiste à regrouper les ensembles de particules collimés à l'intérieur de cônes de taille fixe dans l'espace (Y, Φ) ⁵. On considère qu'une particule est géométriquement contenue dans le cône d'un jet si sa distance par rapport à l'axe du cône est inférieure au rayon du cône :

$$\Delta R \equiv \sqrt{\Delta Y^2 + \Delta \Phi^2} = \sqrt{(Y_{part} - Y_{axe})^2 - (\Phi_{part} - \Phi_{axe})^2} < R_{cône} \quad (4.3)$$

Pour la quasi-totalité des analyses, ce rayon vaut : $\mathbf{R}_{cône} = 0.5$. Dans l'algorithme de cône, l'invariance vis-à-vis des *boosts* longitudinaux est assurée à deux niveaux. D'une part, le contenu d'un cône dans l'espace (Y, Φ) est invariant sous ces transformations⁶. D'autre part, le schéma de combinaison qui définit les variables cinématiques du jet à partir des variables cinématiques des objets le composant est également invariant de Lorentz. L'algorithme fait appel au schéma "*E-scheme*", dans lequel le quadrivecteur de l'objet combiné (le jet) est calculé comme la somme des quadrivecteurs des objets contenus dans le cône :

$$\mathcal{P}_{jet} = (E_{jet}, \vec{p}_{jet}) = \sum_i (E_i, p_{x_i}, p_{y_i}, p_{z_i}) \quad (4.4)$$

Bien que l'algorithme de cône remplisse le critère de "sûreté collinéaire", il présente une faiblesse vis-à-vis de la "sûreté infrarouge". Ce point sera discuté dans le paragraphe 4.4.3.

5. Y désigne la rapidité.

6. Pour s'en convaincre, considérons deux particules de l'état final ayant pour coordonnées (Y_1^*, Φ_1^*) et (Y_2^*, Φ_2^*) dans le référentiel du centre de masse partonique, tel que $\sqrt{(Y_1^* - Y_2^*)^2 + (\Phi_1^* - \Phi_2^*)^2} < R_{cône}$. Ce référentiel se déplace en translation rectiligne uniforme par rapport au référentiel du détecteur. Un *boost* longitudinal permet donc de passer de l'un à l'autre. Comme toute variable "transverse", l'angle azimutal Φ est invariant par rapport à un *boost* longitudinal : $\Phi^* = \Phi_{det}$. Par ailleurs, la rapidité est une grandeur additive selon l'axe du faisceau : $Y_{det} = Y^* + Y_{boost}$. On vérifie ainsi que $\Delta R^* = \Delta R_{det}$: les deux particules sont dans un même cône, que l'on se place dans le référentiel du laboratoire ou dans le référentiel du centre de masse de la collision.

4.4.1 Des cellules aux tours

La cellule calorimétrique constitue la plus petite subdivision du calorimètre. Les cellules sont géométriquement organisées sous forme de "tours géométriques pseudo-projectives", qui résultent d'un découpage du calorimètre en pavés de largeur $\Delta\eta_{det} \times \Delta\Phi_{det} = 0.1 \times 0.1$.

La première phase de la formation des jets consiste à choisir, au sein d'une tour géométrique, les cellules énergétiques qui vont être retenues pour former une "tour calorimétrique reconstruite", élément de base utilisé par l'algorithme de reconstruction. Dans la suite du manuscrit, sauf mention explicite, une "tour" désignera une "tour reconstruite". Une cellule est exclue de la tour reconstruite si :

- $|E_{cell}| < 2.5 \sigma_{cell}$, où σ_{cell} correspond à la dispersion en énergie⁷ occasionnée par le bruit de l'électronique de lecture ;
- $|E_{cell}| > 2.5 \sigma_{cell}$, mais aucun autre dépôt d'énergie n'est mesuré dans le voisinage immédiat de la cellule. Ces cellules sont identifiées par l'algorithme *NADA* [103] ;
- $E_{cell} < 4 \sigma_{cell}$, et aucune des cellules voisines ne dépasse le seuil de $4 \sigma_{cell}$. Ces cellules sont détectées par l'algorithme *T42* [104].

Une fois que les cellules d'une tour géométrique ont été sélectionnées, la tour reconstruite est définie via le schéma *E-scheme*. Autrement dit, le quadrivecteur énergie-impulsion de la tour reconstruite est calculé comme la somme des quadrivecteurs \mathcal{P}_{cell} des cellules sélectionnées, avec :

$$\mathcal{P}_{cell} = (E_{cell}, E_{cell} \vec{u}_{cell}) \quad (4.5)$$

\vec{u}_{cell} représente le vecteur unitaire ayant pour origine le vertex primaire et pour extrémité le centre géométrique de la cellule.

4.4.2 Formation des pré-amas

Un pré-amas désigne un groupement de tours calorimétriques reconstruites. Ce regroupement est effectué par l'algorithme de "simple cône". Les tours sont d'abord ordonnées par énergie transverse décroissante. La construction d'un premier pré-amas est alors initiée à partir de la tour la plus énergétique. Les tours d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV situées dans un cône de rayon $\Delta R = 0.3$ sont ajoutées au pré-amas. Après chaque ajout, la nouvelle position du pré-amas est calculée selon la prescription *E-scheme*.

Lorsque la construction du pré-amas est terminée, la procédure est réitérée avec les tours restantes. On notera que seules les tours d'impulsion transverse supérieure à 0.5 GeV sont utilisées pour initier la formation de pré-amas. Les pré-amas ne sont retenus pour la phase suivante que si leur impulsion transverse dépasse 1 GeV, et s'ils contiennent au moins deux tours.

4.4.3 Formation des jets

La seule utilité des pré-amas est d'indiquer à l'algorithme de cône du Run II où rechercher les jets dans le calorimètre. La reconstruction des jets est un processus itératif, qui est exécuté sur la liste des pré-amas ordonnée par impulsion transverse décroissante. Dans un premier temps, l'algorithme calcule la distance la

7. La notation $|E_{cell}|$ sous-entend que l'énergie d'une cellule peut être négative. En effet, l'énergie E_{cell} est mesurée en "coups ADC". L'énergie zéro correspond à un nombre non nul de coups ADC appelé "piédestal". Lorsque le nombre de coups ADC relevé dans une cellule est inférieur à la valeur du piédestal, l'énergie de la cellule apparaît négative.

plus faible entre le pré-amas considéré et les jets qui ont été formés lors d'itérations précédentes. Si cette distance est inférieure à $\frac{1}{2}R_{cone}$, alors les tours qui constituent le pré-amas ont déjà été comptabilisées dans un jet. Le pré-amas est alors ignoré et on passe au suivant.

Dans le cas contraire, on initie la construction d'un nouveau jet centré sur le pré-amas. Toutes les tours reconstruites à l'intérieur d'un cône de rayon R_{cone} sont combinées selon la prescription *E-scheme*. Ce faisant, l'axe du cône ne coïncide plus avec la direction initiale du pré-amas : le cône "dérive" dans l'espace (Y, Φ) . Après combinaison, si de nouvelles tours apparaissent à l'intérieur du cône, elles sont combinées avec le jet en cours de construction, et ainsi de suite. La construction du jet est interrompue si :

- l'axe du jet se décale de moins de $\Delta R = 10^{-3}$ entre deux itérations (configuration stable), ou si l'on atteint le nombre maximal d'itérations, égal à 50. Le jet est alors retenu pour la dernière phase de la reconstruction ;
- l'objet issu de la combinaison possède une énergie transverse inférieure à $\frac{1}{2}E_{Tmin}$, où E_{Tmin} désigne le seuil de reconstruction en énergie transverse des jets, fixé à 6 GeV. Dans ce cas, le jet n'est pas conservé.

La procédure recommence alors pour le pré-amas suivant, jusqu'à ce que la liste soit épuisée. A ce stade, le processus de reconstruction n'est pas encore achevé. En effet, certains jets peuvent se recouvrir (i.e. contenir des tours communes), et nécessitent un traitement spécifique. D'autre part, un jet de particules peu énergétique qui n'est pas situé à proximité d'un pré-amas ne peut être reconstruit par l'algorithme. Ces deux cas de figure sont discutés ci-dessous.

L'émission de particules de faible impulsion peut engendrer des instabilités lors de la formation des jets, empêchant par exemple l'algorithme de converger vers une configuration stable. Pour rendre la construction sûre du point de vue infrarouge, on définit en plus des pré-amas de nouveaux points de recherche dans l'espace (Y, Φ) : les *midpoints*, ou points médians [101]. Un point médian est défini pour chaque paire de jets reconstruits. Ses coordonnées sont calculées comme la somme pondérée (au sens de l'énergie transverse) des coordonnées des deux jets considérés. La reconstruction est répétée à partir de tous les points médians. Toutefois, une étude récente [105] a montré que l'ajout de point médians ne résout totalement le problème de la sûreté infrarouge.

Lors de la formation d'un jet à partir d'un pré-amas ou d'un *midpoint* donné, l'algorithme combine toutes les tours calorimétriques à l'intérieur du cône stable, qu'elles soient ou non associées à un jet déjà reconstruit. Il est donc relativement fréquent que deux jets reconstruits partagent un certain nombre de tours. La dernière phase de l'algorithme de reconstruction consiste à déterminer à quel jet appartiennent les tours communes : c'est la procédure de scission – fusion ("*split and merge*"). Pour cela, on examine les jets par énergie transverse décroissante. Lorsqu'un jet d'énergie transverse E_{T1} partage de l'énergie avec un jet voisin d'impulsion transverse $E_{T2} < E_{T1}$,

- si l'énergie transverse commune est supérieure à $\frac{1}{2}E_{T2}$, les deux jets sont combinés selon la prescription *E-scheme* (les deux jets "fusionnent" en un jet unique) ;
- dans le cas contraire, chaque tour partagée est attribuée au jet le plus proche en ΔR .

Pour finir, seuls les jets dépassant le seuil en énergie transverse $E_{Tmin} = 6$ GeV sont conservés.

A titre informatif, mentionnons qu'il existe un autre algorithme de reconstruction qui satisfait aux exigences énumérées au début du paragraphe 4.4 : "l'algorithme k_T ". Contrairement à l'algorithme de cône, l'algorithme k_T ne considère pas un jet comme un objet de géométrie prédéfinie. Il regroupe les pré-amas

de manière à augmenter progressivement l'énergie transverse du jet en formation. L'algorithme fait appel au concept de "distance" dans le plan transverse, défini de la manière suivante :

- la distance entre le pré-amas i et l'axe z vaut $d_i = p_{T_i}$
- la distance entre les pré-amas i et j est calculée comme :

$$d_{ij} = \min(p_{T_i}, p_{T_j}) \frac{\sqrt{(Y_i - Y_j)^2 + (\Phi_i - \Phi_j)^2}}{D} \quad (4.6)$$

où D fait office de "rayon de cône", ou plutôt de taille caractéristique du jet dans l'espace (Y, Φ) .

Les pré-amas sont classés par impulsion transverse décroissante. Pour le pré-amas i le plus énergétique, l'algorithme calcule les distances d_{ij} entre i et chacun des pré-amas j . Si la plus petite distance d_{ij}^{min} entre le pré-amas i et le plus proche voisin j_{min} est inférieure à la distance d_i entre i et l'axe z , alors i et j_{min} sont combinés selon la prescription *E-scheme*. Dans le cas contraire, la construction du jet s'achève et on passe au pré-amas suivant. Ainsi, la forme géométrique du jet reconstruit par l'algorithme k_T est dictée par la localisation géographique des dépôts d'énergie dans le calorimètre. Par conséquent, l'algorithme est sensible à la sous-structure en hadrons à l'intérieur du jet, qui est indécidable pour un algorithme de cône. Par ailleurs, les jets reconstruits ne se recouvrent pas : chaque tour est assignée de manière non ambiguë à un jet unique.

4.5 Identification des jets hadroniques

Certains jets reconstruits par l'algorithme de cône du Run II peuvent être artificiellement créés par des bruits dans l'électronique de lecture. Ces bruits, éliminés par les algorithmes *NADA* et *T42* s'ils concernent localement quelques cellules du calorimètre (voir paragraphe 4.4.1), ne sont pas détectés lorsqu'ils affectent collectivement les cellules d'une même tour. Les cellules du compartiment hadronique grossièrement segmenté (CH) constituent également une source importante de bruit pouvant engendrer des jets non physiques. Une série de critères d'identification permet de déceler ces "jets de bruit", qui apparaissent préférentiellement dans certaines zones du calorimètre. Ces jets ne seront pas utilisés dans les analyses de physique.

Le premier critère d'identification consiste à confirmer le jet reconstruit "hors ligne" (avec de l'information de l'électronique de précision) par la présence d'un jet reconstruit "en ligne", au premier niveau du système de déclenchement (L1). Les deux systèmes de lecture sont indépendants, et ne sont donc pas sujets aux mêmes bruits. Les cellules des couches CH n'étant pas incluses dans le système de déclenchement, on définit le rapport [106, 107] :

$$L1_{ratio} = \frac{L1SET}{p_T^{jet}(1 - CHF)} \quad (4.7)$$

où $L1SET$ est calculée comme la somme scalaire de l'énergie transverse des tours de niveau 1 contenues dans le cône du jet reconstruit, CHF (*Coarse Hadronic Fraction*) représente la fraction d'énergie du jet contenue dans les couches CH, et p_T^{jet} désigne l'énergie transverse du jet reconstruit "hors ligne". Dans la plupart des régions du calorimètre, on demande que $L1_{ratio}$ soit supérieur à 0.5. Cette coupure est réajustée pour les jets reconstruits dans les calorimètres bouchons (End Caps), et particulièrement aux grandes rapidités, car la granularité des tours de *trigger* change au-delà de $|\eta| > 3.2$.

Un second critère assure la réjection des jets "trop hadroniques". Un jet est considéré comme tel lorsqu'une large fraction de son énergie provient des couches CH du calorimètre. Du fait de la granularité

grossière de cette région, le volume sensible de ces cellules est plus important qu'ailleurs, et l'énergie mesurée peut subir d'importantes fluctuations. La réjection des jets de bruit est basée sur la variable CHF . Dans la plupart des régions du calorimètre, on exige : $CHF < 0.4$. Dans la région inter-cryostat (ICR), les jets rencontrent moins de matière avant d'interagir avec le calorimètre, donc ils ont tendance à déposer une proportion plus grande de leur énergie dans les couches CH. Le critère d'identification est légèrement adapté en conséquence [107].

Le dernier critère porte sur la fraction électromagnétique (EMF), qui représente la fraction d'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique. Pour se prémunir contre les jets trop hadroniques, en plus de la condition sur CHF_{max} , on requiert que le jet dépose au minimum 5% de son énergie dans le calorimètre électromagnétique. Comme précédemment, ce critère est sensiblement différent pour les jets reconstruits dans l'ICR ou bien à grande rapidité [107]. Par ailleurs, la fraction électromagnétique ne doit pas excéder 95% : ceci constitue un véto rudimentaire contre les électrons reconstruits en tant que jets. Les critères d'identification ne sont pas destinés à effectuer une discrimination plus poussée entre électrons et jets. Celle-ci est assurée au sein des analyses de physique, où l'on est libre de choisir différents critères d'identification pour l'électron.

Les conditions d'identification sont établies dans les données, en comparant les caractéristiques de jets provenant de deux lots distincts : un échantillon dijet contenant essentiellement de vrais jets, et un lot riche en jets de bruit non physiques. Dans les analyses, les critères d'identification sont appliqués à la fois aux jets des données et aux jets simulés (à l'exception de la confirmation L1⁸, car l'électronique du système de déclenchement n'est pas simulée dans DØ). Il convient donc de mesurer l'efficacité d'identification des jets dans les données et la simulation, et de corriger la simulation si nécessaire. La mesure de l'efficacité d'identification ainsi que la mesure préalable de l'efficacité de reconstruction des jets sont discutées en détail dans le chapitre 5. Dans la suite du manuscrit, les "bons jets" désigneront les jets qui satisfont l'ensemble des critères d'identification.

4.6 Corrections d'échelle en énergie des jets

Une description exhaustive de l'étalonnage en énergie des jets est disponible à la référence [108]. Dans la section précédente, nous avons abordé la reconstruction des jets dans un contexte purement calorimétrique. Cependant l'algorithme de cône RunII permet de reconstruire des jets à différents niveaux, c'est-à-dire pour différents stades de développement du jet, représentés dans la figure 4.3 :

- initialement, un parton de haute impulsion transverse est émis lors de l'interaction dure. Conformément aux lois d'évolution (DGLAP par exemple, voir chapitre 1), le parton émet une succession de radiations formant une cascade de partons⁹ (*Final State Radiations*). Dans la simulation, le cône contenant cet ensemble de partons collimés constitue un jet de partons ;

8. Dans les données, l'efficacité de la confirmation L1 pour les jets physiques est de l'ordre de 99.5%, si bien que l'absence de ce critère dans la simulation n'est pas préjudiciable.

9. Les émissions peuvent être ordonnées par impulsion transverse décroissante, ou encore par ouverture angulaire décroissante, selon le type de loi d'évolution implémenté dans le générateur [7, 8].

- les partons, connectés via leur charge de couleur, se recombinent sous forme de hadrons. Dans la simulation, le jet de particules désignera le flot de hadrons contenu dans le cône ;
- le jet de hadrons interagit avec la matière du tube à vide, du trajectomètre, du solénoïde, du détecteur de pied de gerbe et enfin du calorimètre, dans lequel on reconstruit un jet calorimétrique (défini pour les données et la simulation).

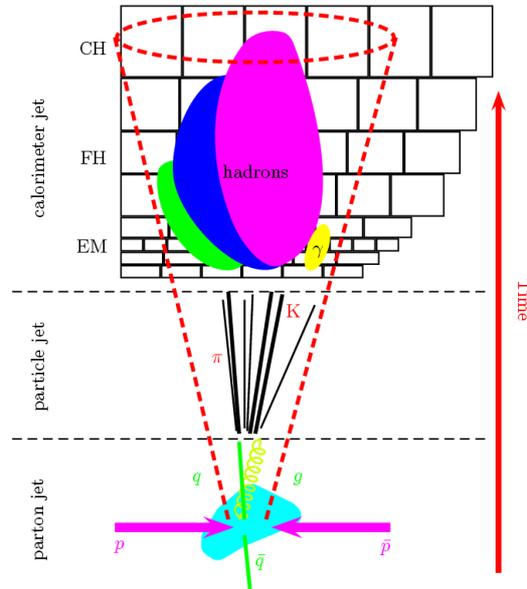


FIGURE 4.3 – Représentation schématique d'un jet à différents stades de son développement, depuis l'émission d'un jet de partons lors de l'interaction dure jusqu'à l'interaction du jet de hadrons avec le calorimètre.

L'énergie calorimétrique E_{jet}^{mes} contenue dans le cône d'un jet calorimétrique diffère de l'énergie E_{jet}^{part} associée au jet de particules, elle-même différente de l'énergie initiale du parton émis lors de l'interaction dure. Par conséquent, les prédictions théoriques effectuées au niveau des jets de partons ou des jets de particules ne peuvent pas être comparées directement aux mesures effectuées dans le calorimètre de DØ. Le but des corrections d'échelle en énergie consiste à inférer l'énergie du jet de particules à partir de l'énergie du jet mesurée dans le calorimètre. La calibration de l'énergie des jets calorimétriques n'est pas corrigée des éventuelles "fuites d'énergie" sous forme de radiations à grand angle émises lors du développement de la cascade de partons. La procédure de calibration comporte plusieurs corrections :

$$E_{jet}^{part} = \frac{E_{jet}^{mes} - E_{off}}{R_{jet} \times F_{\eta} \times S_{cone}} k_{biais} \quad (4.8)$$

Chacun des termes est explicité ci-dessous :

- E_{off} désigne l'énergie "d'offset" contenue dans le cône du jet, et fait référence à l'énergie calorimétrique qui ne provient pas de l'interaction dure. Divers phénomènes y contribuent : le bruit dû à l'électronique et aux désintégrations radioactives des noyaux d'uranium des plaques d'absorbeur, les interactions $p\bar{p}$ additionnelles, et l'empilement (énergie résiduelle déposée lors de précédentes collisions). Les interactions entre partons spectateurs du proton et de l'antiproton, appelé événement sous-jacent, sont considérées comme faisant partie intégrante de la collision dure. L'énergie associée n'est donc pas comptabilisée dans le terme d'offset. La correction d'offset est mesurée grâce à deux échantillons de données :

- ★ les événements de biais nul (*Zero Bias*, ZB). La condition de déclenchement pour ce lot de données est un simple "top d'horloge" se produisant lors des croisements de paquets $p\bar{p}$, sans qu'il y ait eu nécessairement une interaction (ce déclenchement n'utilise aucune information provenant du détecteur). L'échantillon *Zero Bias* permet d'isoler la contribution du bruit de l'électronique et de l'uranium ;
- ★ les événements de biais minimum (*Minimum Bias*, MB), dont l'acquisition est déclenchée lorsque les luminomètres détectent en coïncidence une collision inélastique $p\bar{p}$. Ce lot d'événements donne accès aux contributions restantes : les interactions multiples et l'empilement.

La correction est paramétrée en fonction du nombre N_{PV} de vertex reconstruits (1 vertex primaire et $N_{PV} - 1$ interactions additionnelles), de la pseudo-rapacité du jet et de la luminosité instantanée :

$$E_{off}(N_{PV}, \eta, \mathcal{L}_{inst}) = E_{MB}(N_{PV}, \eta, \mathcal{L}_{inst}) - E_{MB}(N_{PV} = 1, \eta, \mathcal{L}_{inst}) + E_{ZB}(\eta, \mathcal{L}_{inst}) \quad (4.9)$$

Le second terme permet d'éliminer l'énergie associée à l'événement sous-jacent. La correction d'*offset* est représentée à la figure 4.4(a) ;

- R_{jet} correspond à la correction de réponse absolue. Parmi tous les hadrons initialement contenus le cône d'un jet de particules, certains hadrons chargés de basse impulsion vont être défléchis par le champ magnétique solénoïdal et n'atteindront jamais le calorimètre. D'autres seront arrêtés dans la matière en amont du calorimètre, ou bien déposeront leur énergie dans des régions non instrumentées. La réponse est définie comme le rapport entre l'énergie du jet de particules visible dans le calorimètre et l'énergie initiale du jet de particules :

$$R_{jet} = \frac{\sum_{i \in part\ jet} E_i^{mes}}{E_{jet}^{part}} \quad , \quad R_{jet} < 1 \quad (4.10)$$

Tous les hadrons du jet de particules qui déposent leur énergie dans le calorimètre contribuent au numérateur, même s'ils se retrouvent en dehors du jet calorimétrique reconstruit. La correction de réponse est mesurée avec des événements γ +jet dans lesquels un photon et un parton reculent dos-à-dos dans le plan transverse :

$$\begin{aligned} \vec{p}_T^\gamma + \vec{p}_T^{recol} &= \vec{0} && \text{au niveau partonique} \\ \vec{p}_T^\gamma + R_{recol} \vec{p}_T^{recol} &= -\vec{E}_T && \text{dans le détecteur} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Ainsi,

$$R_{recol} = 1 + \frac{\vec{E}_T \cdot \vec{n}_T^\gamma}{p_T^\gamma} \quad : \quad \text{méthode "MPF" (Missing } E_T \text{ Projection Fraction)} \quad (4.12)$$

où \vec{n}_T^γ est le vecteur unitaire associé à l'impulsion transverse du photon. A priori, l'objet qui recule face au photon ne se restreint pas au seul jet de particules : certaines radiations émises à grand angle lors de la cascade de partons ne se retrouvent pas dans le cône du jet de particules, mais sont comptabilisées dans le "recol". Cependant, si l'on requiert que le photon et le jet de particules reculent exactement dos-à-dos ($\Delta\phi > 3$ radians), cette activité "hors jet de particules" peut être négligée, si bien que $R_{recol} \simeq R_{jet}$. La réponse est mesurée dans le calorimètre central : $|\eta_\gamma| < 1.1$ et $|\eta_{jet}| < 0.4$. Comme représenté dans la figure 4.4(b), elle est paramétrée en fonction de la variable $E' = p_T^\gamma \cosh(\eta_{jet}) = p_T^\gamma \frac{1}{\sin(\theta_{jet})}$, car la résolution sur la mesure de l'énergie du photon est

meilleure ;

- F_η désigne la correction de réponse relative, aussi appelée "inter-calibration en η ", et a pour but de corriger la non-uniformité de la réponse du calorimètre selon η (figure 4.4(c)). Elle est qualifiée de relative car la réponse des jets non centraux est calibrée en prenant pour référence la réponse absolue mesurée pour les jets centraux. La correction F_η est également déterminée par la méthode "MPF", dans les événements γ +jet (pour les jets de basse énergie transverse) et dans les événements dijet (pour extrapoler la correction vers les grandes énergies transverses) ;
- S_{cone} représente la correction dite de "*showering*", qui prend en compte :
 - ★ l'énergie qui fuit en dehors du cône du jet de particules "à cause du détecteur" (déflexion des hadrons chargés dans le champ magnétique, évasement de la gerbe de particules occasionnée par l'interaction entre jet et détecteur). On ne cherche pas à compenser l'énergie qui s'échappe à cause d'effets physiques (radiations à grand angle) ;
 - ★ les particules étrangères au jet qui déposent leur énergie à l'intérieur du cône calorimétrique.

La correction est définie comme le rapport :

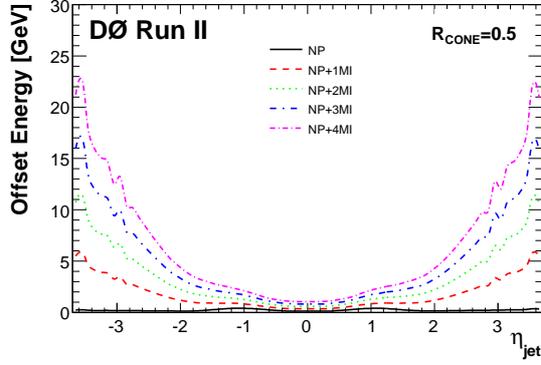
$$S_{cone} = \frac{\sum_{i \in cone} E_i^{mes}}{\sum_{i \in part\ jet} E_i^{mes}} \quad (4.13)$$

La somme au numérateur porte sur toutes les particules qui déposent leur énergie dans le cône calorimétrique. Pour déterminer la correction de *showering*, on se base sur le profil de densité d'énergie des jets, i.e. la répartition des tours calorimétriques par rapport à l'axe du jet. Un jet de particules dépose l'essentiel de son énergie au centre du cône : son profil de densité d'énergie est donc concentré autour de l'axe du jet et décroît rapidement lorsqu'on s'en éloigne. En revanche, pour les particules non associées au jet, le profil de densité d'énergie suit une tendance inverse (voir figure 4.4(d)). Ceci permettra de séparer les deux contributions, et de calculer la correction de *showering*.

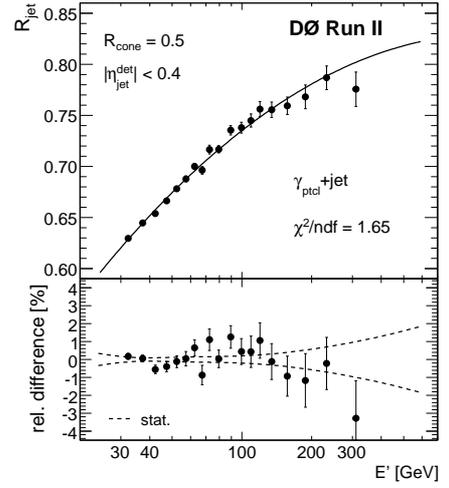
Ces deux profils sont mesurés séparément dans un échantillon d'événements γ +jet simulés. Le profil de densité des jets (toutes contributions confondues) est ensuite évalué dans un lot de données γ +jet. La proportion relative des deux contributions est déterminée en ajustant la distribution observée dans les données à l'aide des deux profils types obtenus par simulation. La correction de *showering* est paramétrée en fonction de la variable E' définie plus haut, pour différentes régions en η_{jet} (figure 4.4(e)) ;

- k_{biais} regroupe l'ensemble des biais liés aux méthodes d'estimation des 4 corrections précédentes. Un des principaux biais provient du seuil en énergie en dessous duquel l'information d'une cellule calorimétrique n'est pas conservée. Ce seuil est fixé à $1.5 \sigma_{cell}$, où σ_{cell} désigne la dispersion en énergie de la cellule en l'absence de collision. Il introduit une différence entre l'énergie d'*offset* présente dans le cône d'un jet et l'énergie d'*offset* mesurée dans les événements de biais minimum, car l'énergie déposée par le jet aide les cellules peu énergétiques à dépasser le seuil de suppression.

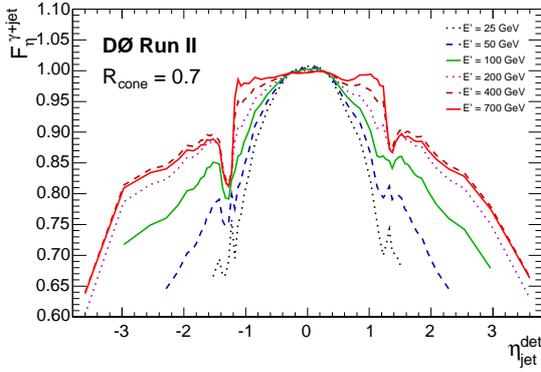
L'incertitude relative totale sur les corrections d'échelle en énergie, résultant de l'incertitude sur chacun des termes, est représentée à la figure 4.4(f). Pour un jet d'impulsion transverse de 50 GeV par exemple, elle est de l'ordre de 1% à $\eta = 0$ et vaut environ 2% à $\eta = 2$.



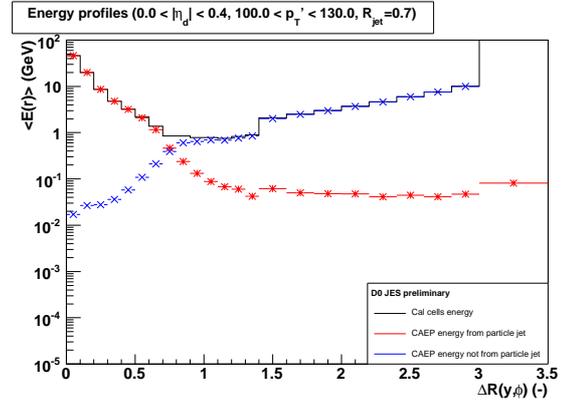
(a) Correction d'offset en fonction de la pseudo-rapidité du jet, pour différentes multiplicités de vertex reconstruits.



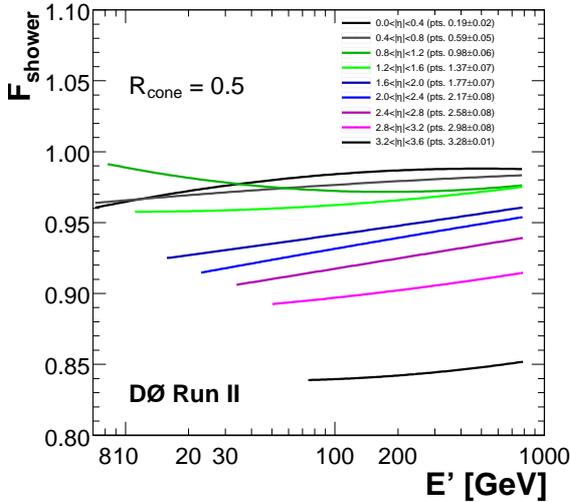
(b) Correction de réponse absolue en fonction de la variable E' pour les jets centraux .



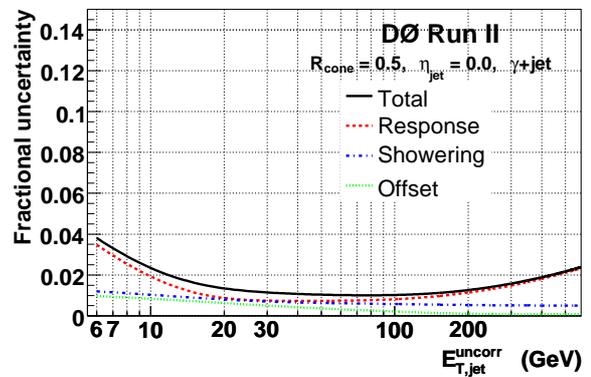
(c) Correction de réponse relative ou "inter-calibration en η " en fonction de η , pour différentes valeurs de E' .



(d) Profils de densité d'énergie pour les particules associées et non associées au jet, en fonction de la distance ΔR à l'axe du jet (représentés pour des jets de rayon $R_{cone} = 0.7$).



(e) Correction de showering en fonction de E' , pour différentes régions en η .



(f) Incertitude relative sur les corrections d'échelle en énergie pour des jets centraux.

FIGURE 4.4 – Illustration des différentes contributions aux corrections d'échelle en énergie des jets [108].

4.7 Procédure SSR : calibration relative entre données et simulation

La simulation des jets dans DØ ne reproduit pas correctement les données. Cela se traduit, pour les jets simulés, par une efficacité de reconstruction plus élevée, des corrections d'échelle en énergie généralement moins grandes, et une meilleure résolution en énergie. L'essentiel de ces différences est à attribuer à la description imparfaite du détecteur dans la simulation, et la modélisation des interactions entre particules et matière.

Une procédure nommée *SSR*, pour "*Smearing Shifting and Removing*", a été développée pour traiter de façon cohérente les corrections à appliquer aux jets simulés [109]. Ces corrections sont déterminées à partir d'événements $Z(\rightarrow ee)+jet$ et $\gamma+jet$, où boson et jet reculent dos-à-dos dans le plan transverse. L'énergie transverse des objets électromagnétiques (photon, ou paire d'électrons) est mesurée avec une précision suffisante pour que l'on puisse l'assimiler à l'énergie transverse au niveau du processus partonique. En ce qui concerne le jet, les corrections d'échelle en énergie permettent de remonter à l'énergie du jet de particules, et non à l'énergie du jet au niveau partonique. Par conséquent, même si les corrections d'échelle en énergie étaient parfaitement déterminées, le bilan d'énergie dans le plan transverse pourrait apparaître déséquilibré. Le but de la correction *SSR* n'est pas de recalibrer l'échelle en énergie des jets par rapport aux électrons ou aux photons, mais de recalibrer l'énergie des jets simulés par rapport à l'énergie des jets mesurés dans les données (après que les corrections d'échelle en énergie aient été appliquées). Pour quantifier le déséquilibre dans le bilan d'impulsion transverse, on définit la variable ΔS :

$$\Delta S = \frac{p_T^{jet} - p_T^{\gamma/Z}}{p_T^{\gamma/Z}} \quad (4.14)$$

Cette variable est calculée pour de nombreux intervalles en $p_T^{\gamma/Z}$, et dans 4 régions en η_{jet} . Pour les grandes valeurs de $p_T^{\gamma/Z}$, typiquement de l'ordre de 40 GeV et plus, la variable ΔS suit une distribution gaussienne. A mesure que $p_T^{\gamma/Z}$ diminue, la distribution gaussienne se déforme en une distribution gaussienne multipliée par une fonction Erreur (encore appelée "*turn on*", dont la définition a été donnée au paragraphe 3.4.2). Dans les événements $\gamma/Z+jet$ reconstruits, rien ne limite l'impulsion transverse du boson, alors que le jet possède nécessairement une impulsion transverse non corrigée supérieure au seuil de reconstruction de 6 GeV.

La correction *SSR* nominale est déterminée dans les événements $Z+jet$ émis dos-à-dos, vérifiant la condition topologique $\Delta\phi(Z, jet) > 2.8$ radians. Les distributions en ΔS obtenues dans les données et la simulation sont ajustées, pour chaque intervalle en p_T^Z , par une fonction gaussienne multipliée par une fonction Erreur :

- la courbe de *turn on* donne accès à l'efficacité de reconstruction des jets ;
- la moyenne μ de la gaussienne représente la différence relative d'étalonnage en énergie entre jets et électrons ;
- l'écart-type σ de la gaussienne correspond à la résolution (gaussienne) sur la mesure de l'énergie des jets.

La moyenne μ et la largeur σ sont ensuite paramétrées en fonction de p_T^Z . Afin de corriger les jets simulés dans un contexte plus général que les événements $Z+jet$, on détermine la relation entre l'impulsion moyenne du boson Z (notée \tilde{p}_T) et l'impulsion moyenne du jet. Dans un état final $X+jet$, à partir de la mesure de l'impulsion transverse du jet, on pourra remonter à "l'impulsion transverse équivalente \tilde{p}_T du boson Z ".

Puis les corrections \mathcal{SSR} paramétrées en fonction de p_T^Z seront évaluées en \tilde{p}_T . La procédure \mathcal{SSR} est définie par deux corrections :

- le *Smearing* :

Comme l'impulsion transverse d'un jet simulé est mesurée plus précisément que dans les données (figure 4.5(a)), on dégrade artificiellement la résolution dans la simulation en faisant fluctuer l'impulsion transverse p_T du jet simulé à l'intérieur d'une gaussienne centrée sur p_T et de largeur :

$$\sigma(\tilde{p}_T) = \sqrt{\sigma_{données}^2(\tilde{p}_T) - \sigma_{MC}^2(\tilde{p}_T)} \quad (4.15)$$

Cette correction est représentée à la figure 4.5(b) ;

- le *Shifting* :

Pour une valeur de p_T^Z donnée, les moyennes $\mu_{données}$ et μ_{MC} diffèrent (figure 4.5(c)). La correction de *shifting*, présentée à la figure 4.5(d), consiste à ajouter à la moyenne μ_{MC} une quantité¹⁰ :

$$\Delta\Delta S(\tilde{p}_T) = \mu_{données}(\tilde{p}_T) - \mu_{MC}(\tilde{p}_T) \quad (4.16)$$

Ceci revient à recalibrer l'impulsion transverse du jet :

$$\Delta S + \Delta\Delta S(\tilde{p}_T) = \frac{p_T^{jet} - p_T^{\gamma,Z}}{p_T^{\gamma,Z}} + \Delta\Delta S(\tilde{p}_T) \quad , \quad \text{soit : } p_T^{jet} \rightarrow p_T^{jet} + \Delta\Delta S(\tilde{p}_T) \times \tilde{p}_T \quad (4.17)$$

Les corrections de *smearing* et de *shifting* sont d'abord calculées pour les jets centraux (CC), i.e. $|\eta_{jet}| < 0.8$. Pour les jets non centraux, étant donné la faible statistique de l'échantillon Z +jet, les corrections sont basées sur les événements γ +jet [110]. En supposant que la relation suivante soit valable au premier ordre (ce qui est effectivement vérifié aux incertitudes près) :

$$\Delta\Delta S_{non\ CC,\gamma} - \Delta\Delta S_{CC,\gamma} = \Delta\Delta S_{non\ CC,Z} - \Delta\Delta S_{CC,Z} \quad (4.18)$$

alors les corrections de *smearing* et de *shifting* pour les jets non centraux deviennent :

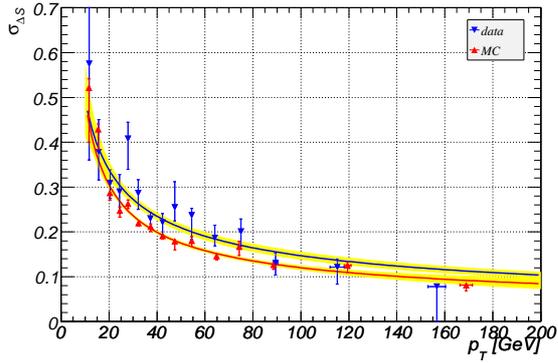
$$\begin{aligned} \sigma_{non\ CC,Z}^2 &= \sigma_{CC,Z}^2 + \sigma_{non\ CC,\gamma}^2 - \sigma_{CC,\gamma}^2 \\ \Delta\Delta S_{non\ CC,Z} &= \Delta\Delta S_{CC,Z} + \Delta\Delta S_{non\ CC,\gamma} - \Delta\Delta S_{CC,\gamma} \end{aligned} \quad (4.19)$$

4.8 Reconstruction et identification des électrons

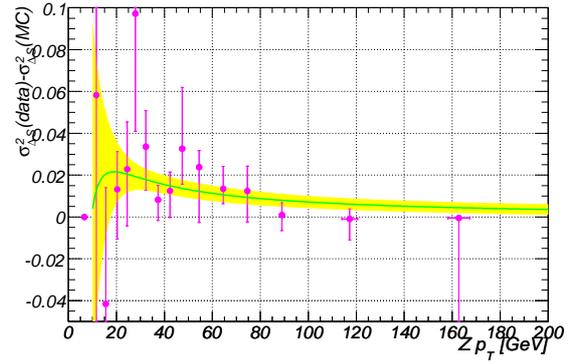
Les électrons sont reconstruits par l'algorithme de simple cône employé dans la première phase de reconstruction des jets. Cet algorithme est utilisé pour former des pré-amas de rayon $R_{cone} = 0.4$ (dans le cas des jets, le rayon vaut 0.3) à partir des tours reconstruites décrites au paragraphe 4.4.1. Ces tours contiennent des cellules de tous les compartiments du calorimètre : EM (électromagnétique), FH (*Fine Hadronic*) et CH (*Coarse Hadronic*). Cependant, seules les cellules des couches EM et FH1¹¹ entreront dans le calcul final

10. La notation $\Delta\Delta S$ fait référence à la différence : $\Delta S_{données} - \Delta S_{MC}$.

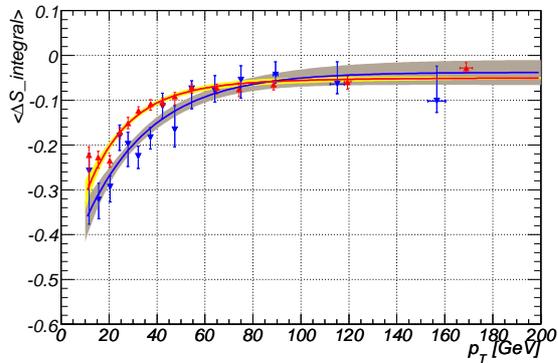
11. FH1 désigne la première couche du compartiment FH, au contact des couches EM.



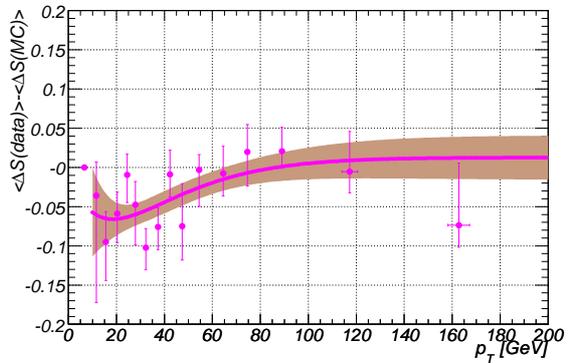
(a) Résolutions σ dans les données et la simulation, en fonction de $p_T(Z)$.



(b) Correction de *Smearing* en fonction de $p_T(Z)$.



(c) Moyennes μ des distributions en ΔS , dans les données et la simulation, en fonction de $p_T(Z)$.



(d) Correction de *Shifting* en fonction de $p_T(Z)$.

FIGURE 4.5 – Illustration des corrections de *Smearing* et de *Shifting* de la méthode SSR pour les jets centraux : $|\eta_{jet}| < 0.8$.

de l'énergie de l'électron.

Pour chaque pré-amas reconstruit, on identifie la tour de plus grande énergie. L'électron est alors défini par un cône dont l'axe coïncide avec la tour la plus énergétique, et dont le rayon vaut :

- $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.2$, si l'électron est reconstruit dans le calorimètre central ;
- $\Delta r = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2} = 10$ cm, lorsque l'électron est situé dans un End Cap.

Pour expliquer le choix du rayon Δr dans les End Caps, rappelons que la "taille caractéristique" d'un électron dans le calorimètre est représentée par le rayon de Molière de la gerbe électromagnétique qui se développe dans les plaques d'uranium ($r_{Molière} \simeq 1$ cm pour l'uranium [64]). En omettant la variation de l'épaisseur de matière en amont du calorimètre, la taille de la gerbe est la même quelque soit la rapidité de l'électron. Cependant, la largeur des tours géométriques diminue à mesure que η augmente¹² (voir figure 3.15). Ainsi, un cône dont le rayon est défini par $\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.2$ ne contient pas entièrement la gerbe électromagnétique pour les électrons de grande rapidité, ce qui n'est pas acceptable dans la mesure où l'on

12. La largeur dans l'espace cartésien (x,y,z) diminue, mais l'intervalle en pseudo-rapacité couvert par une tour géométrique reste constant : $\Delta\eta = 0.1$.

ne définit pas de correction de *showering* pour les électrons.

Les objets calorimétriques issus de l'algorithme de reconstruction peuvent être aussi bien des photons que des électrons, ou encore des jets. La distinction est effectuée par une série de critères d'identification détaillés ci-dessous [111, 112] :

- **Fraction électromagnétique (emf) :**

La fraction de l'énergie de l'électron qui est déposée dans le compartiment électromagnétique du calorimètre est donnée par :

$$emf = \frac{E_{EM}}{E_{EM} + E_{FH1}} \quad (4.20)$$

Lorsqu'un électron interagit dans le calorimètre, il dépose la quasi-totalité de son énergie dans les couches électromagnétiques du calorimètre. Un électron doit vérifier : $emf > 0.9$.

- **Isolation (iso) :**

Un électron est dit isolé lorsque les dépôts d'énergie situés dans le voisinage immédiat de l'électron sont faibles devant l'énergie de l'électron :

$$iso = \frac{E_{EM+FH}(R < 0.4) - E_{EM}(R < 0.2)}{E_{EM}(R < 0.2)} \quad (4.21)$$

Un électron satisfait le critère d'isolation lorsque $iso < 0.15$ (certaines analyses choisissent une isolation maximale de 0.2)

- **χ^2 de la matrice H (HMx7) :**

La gerbe qui se développe au passage d'un électron dans la matière du calorimètre est nettement différente de celle occasionnée par un jet de hadrons. La quantité *HMx7* est une variable de χ^2 qui mesure la compatibilité de la gerbe du candidat électron avec la forme caractéristique de la gerbe d'un véritable électron (estimée dans un lot d'électrons simulés, voir discussion ci-dessous). Elle est construite à partir de 7 variables :

- * l'extension latérale en ϕ de la gerbe électromagnétique ;
- * la fraction d'énergie déposée dans chacune des 4 couches du compartiment électromagnétique ;
- * l'énergie totale de l'électron ;
- * la position du vertex primaire le long de l'axe z .

Ces variables entretiennent des corrélations : la répartition de l'énergie au sein des différentes couches dépend de l'énergie totale de la particule incidente, la position longitudinale du vertex affecte la forme de la gerbe. Le pouvoir discriminant de *HMx7* provient du fait que les corrélations sont différentes pour les électrons et les jets. Pour des raisons pratiques, les corrélations entre les variables des "vrais électrons" sont évaluées par simulation. Des électrons sont générés dans de nombreuses configurations cinématiques $\{E, \eta, \phi, PV_z\}$. Pour chaque configuration, les 7 variables sont mesurées et regroupées au sein d'un vecteur $\mathbf{x} = (r_\phi, EM_1, \dots, PV_z)$. On construit alors une matrice de corrélation M pour cet ensemble de N électrons simulés, donnée par :

$$M_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (x_i^n - \bar{x}_i) (x_j^n - \bar{x}_j) \quad , \quad \text{avec} \quad \bar{x}_i = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x_i^n \quad (4.22)$$

où x_i^n représente la coordonnée i du vecteur $\mathbf{x}^n = (r_\phi^n, EM_1^n, \dots, PV_z^n)$ pour l'électron n .

Dans l'hypothèse où chacune des 7 variables obéit à une loi gaussienne, la probabilité pour qu'un électron λ dépose une gerbe de caractéristique $\mathbf{x}^\lambda = (r_\phi^\lambda, EM_1^\lambda, \dots, PV_z^\lambda)$ s'exprime à l'aide d'une loi gaussienne à plusieurs variables :

$$P(\mathbf{x}^\lambda) = \frac{1}{(2\pi)^{n/2} \sqrt{|\det M|}} \exp\left(-\frac{1}{2} (\mathbf{x}^\lambda - \bar{\mathbf{x}})^t M^{-1} (\mathbf{x}^\lambda - \bar{\mathbf{x}})\right) \quad (4.23)$$

Le lien entre cette probabilité gaussienne à 7 variables et la forme du χ^2 à 7 variables peut facilement être établi dans le cadre d'une estimation paramétrique [113]. Supposons que $\bar{\mathbf{x}}$ dépende d'un paramètre inconnu θ que l'on cherche à estimer. La probabilité $P(\mathbf{x}^\lambda)$ prend alors la signification d'une fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(\mathbf{x}^\lambda, \theta)$. La valeur du paramètre est obtenue en maximisant la fonction de vraisemblance, ce qui revient à minimiser la quantité :

$$\chi^2 = \sum_{i,j=1}^7 (x_i^\lambda - \bar{x}_i) M_{ij}^{-1} (x_j^\lambda - \bar{x}_j) \equiv HMx7 \quad (4.24)$$

La variable $HMx7$ ainsi définie mesure bien la "compatibilité" entre la gerbe d'un candidat électron et la gerbe d'un vrai électron, car une petite valeur de $HMx7$ est associée à une probabilité $P(\mathbf{x}^\lambda)$ élevée. Dans les critères d'identification standards, on impose : $HMx7 < 50$. La "matrice H " désigne traditionnellement l'inverse de la matrice de corrélation : $H = M^{-1}$.

- **Association entre énergie calorimétrique et trace ($\chi_{EM/trace}^2$) :**

La distinction entre électrons et photons s'opère au niveau du détecteur de traces, car la forme des gerbes n'est pas discriminante. On cherche une trace émise dans la même direction que l'objet reconstruit dans le calorimètre : $\Delta\eta(EM, trace) < 0.05$ et $\Delta\phi(EM, trace) < 0.05$. L'impulsion transverse de la trace doit être supérieure à 1.5 GeV. Pour limiter les associations fortuites entre une trace quelconque et l'objet calorimétrique, on définit une variable de χ^2 qui mesure la qualité de l'association :

$$\chi_{EM/trace}^2 = \underbrace{\left(\frac{\delta\phi}{\sigma_\phi}\right)^2 + \left(\frac{\delta z}{\sigma_z}\right)^2}_{\chi_{spatial}^2} + \left(\frac{\frac{E_T}{p_T} - 1}{\frac{\sigma_{E_T}}{p_T}}\right)^2 \quad (4.25)$$

Pour évaluer les deux premiers termes, on calcule :

- ★ le point d'impact de la trace dans la couche EM3 du calorimètre, par extrapolation ;
- ★ la position du "barycentre énergétique" de l'électron dans la couche EM3¹³.

Dans l'équation 4.25,

$$\delta\phi = \phi_{calo}^{EM3} - \phi_{trace}^{EM3} \quad , \quad \delta z = z_{calo}^{EM3} - z_{trace}^{EM3} \quad (4.26)$$

et σ_ϕ et σ_z désignent les résolutions expérimentales sur $\delta\phi$ et δz respectivement. Le troisième terme du χ^2 compare l'énergie transverse mesurée dans le calorimètre et l'impulsion transverse mesurée

13. La couche EM3 est la couche la plus finement segmentée du compartiment électromagnétique ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$), d'où son choix pour définir la "position" de l'électron dans le calorimètre.

indépendamment par le détecteur de traces. Le critère d'identification est basé sur la probabilité $P(\chi^2, ndf)$ plutôt que le χ^2 lui-même (ndf désigne le nombre de degrés de liberté, à savoir 3 dans le cas présent). Dans l'analyse, on demande que $P(\chi_{EM/trace}^2, 3) > 0$. Ce critère permet de rejeter efficacement les traces qui se trouvent par accident dans la région de l'objet calorimétrique. En cas d'association réussie, on définit l'énergie de l'électron comme étant l'énergie calorimétrique, et les variables angulaires de l'électron sont déterminées par les variables angulaires de la trace.

• **Vraisemblance (lhoo7) :**

Le dernier critère d'identification est une fonction de vraisemblance construite à partir des 7 variables assurant la meilleure séparation entre "vrais électrons" et "faux électrons" (jets et photons) [114] :

- ★ la fraction électromagnétique : emf
- ★ le χ^2 de la matrice H basé sur la forme de la gerbe : $HMx7$
- ★ la probabilité de χ^2 de l'association spatiale entre trace et objet calorimétrique : $P(\chi_{spatial}^2, 2)$
- ★ le rapport E_T/p_T
- ★ la distance de moindre approche : DCA , définie à la section 4.2
- ★ l'impulsion transverse véhiculée par l'ensemble des traces (hormis la trace de l'électron) se trouvant dans un cône de rayon $R_{cone} = 0.4$ dont l'axe coïncide avec la trace de l'électron. Cette variable est destinée à éliminer les jets de π^0 accompagnés de hadrons chargés
- ★ le nombre de traces reconstruites dans un cône de rayon $R_{cone} = 0.05$ centré sur la trace de l'électron (qui est cette fois comptabilisée). Cette condition a pour but de rejeter les électrons issus de conversions $\gamma \rightarrow e^+e^-$.

La construction de la variable de vraisemblance s'effectue en deux temps, et se base exclusivement sur les données. Tout d'abord, on détermine les densités de probabilité de chacune des 7 variables pour les "vrais" et "faux" électrons. Les "vrais" électrons sont sélectionnés dans la région de masse invariante $M_{ee} \in [80, 100]$ GeV, où la contribution du processus $Z \rightarrow e^+e^-$ est largement majoritaire. Les "faux électrons" (i.e. un jet ou un photon simulant un électron) proviennent des événements dans lesquels un électron et un jet reculent dos-à-dos dans le plan transverse : cet échantillon est dominé par les processus γ +jet et dijet.

Notons $P_s(x_i)$ et $P_b(x_i)$ les densités de probabilité de la variable discriminante x_i associées aux "vrais" et "faux" électrons respectivement. Sachant que l'on a affaire à un "vrai" ou un "faux" électron, la probabilité de mesurer simultanément $\{x_1, \dots, x_7\}$ est donnée par :

$$P_s(x_1, \dots, x_7) = \prod_{i=1}^7 P_s(x_i) \quad , \quad P_b(x_1, \dots, x_7) = \prod_{i=1}^7 P_b(x_i) \quad (4.27)$$

Ce calcul suppose que les variables discriminantes sont 2 à 2 indépendantes [114]. Pour séparer les électrons des jets et photons, on définit une variable de vraisemblance \mathcal{L}_{EM} construite comme le rapport :

$$\mathcal{L}_{EM}(x_1, \dots, x_7) = \frac{P_s(x_1, \dots, x_7)}{P_s(x_1, \dots, x_7) + P_b(x_1, \dots, x_7)} \equiv lhoo7 \quad (4.28)$$

Dans l'analyse, les électrons seront sélectionnés pourvu qu'ils vérifient : $lhoo7 > 0.85$.

Les deux critères d'identification "standard" que l'on utilisera dans l'analyse sont baptisés "*top_loose*" et "*top_tight*", et sont définis comme suit :

- top_loose :
 $emf > 0.9$, $iso < 0.15$, $HMx7 < 50$, $\chi_{EM/trace}^2 > 0$
 impulsion transverse de la trace associée supérieure à 5 GeV
- top_tight :
 mêmes conditions que pour le critère top_loose, $lhoo7 > 0.85$

4.9 L'énergie transverse manquante

Que ce soit au niveau de la collision proton-antiproton ou au niveau de la collision partonique, l'impulsion transverse des particules incidentes est négligeable devant leur impulsion longitudinale (dans le référentiel du détecteur). En vertu de la conservation de l'énergie, la somme vectorielle de l'impulsion transverse des particules de l'état final doit être nulle. En raison de leur très grande rapidité, les partons spectateurs du proton et de l'antiproton échappent à la détection, si bien que l'on ne peut effectuer de bilan d'énergie le long de l'axe du faisceau.

En pratique, la somme des énergies transverses mesurées dans le détecteur est rarement proche de zéro. D'une part, les neutrinos (pour n'évoquer que les particules du Modèle Standard) n'interagissent pas avec la matière sensible du détecteur, et induisent un déficit dans le bilan d'énergie transverse. D'autre part, une mesure imprécise de l'énergie des objets de l'état final crée inévitablement un déséquilibre dans la somme des énergies transverses. Des cellules bruyantes dans le calorimètre, ou des dysfonctionnements de certains sous-détecteurs peuvent également engendrer un défaut d'énergie transverse.

L'énergie transverse manquante "brute" (i.e. non corrigée) est calculée à partir de toutes les cellules d'énergie positive du calorimètre, à l'exception des cellules du compartiment hadronique grossièrement segmenté¹⁴. Elle est définie comme l'opposée de l'énergie visible :

$$\vec{E}_T^{brute} = - \sum_{cell\ i \notin CH} \vec{E}_{Ti} \quad (\text{en prenant pour origine le vertex primaire}) \quad (4.29)$$

La somme vectorielle \vec{E}_T^{brute} donne autant de poids à chacune des cellules calorimétriques. Cependant, l'énergie assignée aux jets et aux électrons reconstruits bénéficie d'une recalibration, dont l'un des buts est de corriger le caractère "non idéal" du calorimètre (non-uniformité, non-compensation, zones non instrumentées, ...). La correction de l'énergie affecte le bilan d'énergie transverse visible, et doit donc être propagée à l'énergie transverse manquante.

La calibration en énergie de l'électron s'apparente à une correction de réponse (se référer à la section 4.6 pour plus de détails). Si l'on écrit symboliquement l'effet de la calibration sous la forme :

$$\vec{E}_T^{EM,corr} = \vec{E}_T^{EM,brute} + \delta \vec{E}_T^{EM} \quad (4.30)$$

alors la propagation de la calibration d'un électron à l'énergie transverse manquante se résume à :

$$\vec{E}_T^{corr} = \vec{E}_T^{brute} - \delta \vec{E}_T^{EM} \quad (4.31)$$

14. Les cellules des couches CH sont relativement bruyantes, et dégradent la résolution sur la mesure de l'énergie transverse manquante

En ce qui concerne les jets, les corrections d'échelle en énergie consistent à incrémenter l'énergie transverse du jet d'une quantité δE_T^{jet} définie par :

$$\overrightarrow{\delta E_T^{jet}} = \frac{E_{jet}^{corr} - E_{jet}^{mes}}{\cosh(\eta_{jet})} \overrightarrow{e_T} \quad , \quad \text{avec} \quad E_{jet}^{corr} = \frac{E_{jet}^{mes} - E_{off}}{R_{jet} \times F_\eta \times S_{cone}} k_{biais} \quad (4.32)$$

$\overrightarrow{e_T}$ est le vecteur unitaire colinéaire à l'impulsion transverse du jet. Une approche "naïve" consisterait à propager l'intégralité de la correction, comme dans le cas de l'électron (équation 4.31). Pour se convaincre que cette approche est naïve, concentrons nous uniquement sur la correction de *showering*, et choisissons : $R_{jet} = F_\eta = k_{biais} = 1$, $E_{off} = 0$. Le rôle de cette correction peut être formulé en ces termes : « Un certain nombre de particules se trouvant à l'extérieur du cône calorimétrique proviennent en réalité du jet de particules. La "vraie" énergie du jet de particules est égale à la somme de l'énergie contenue dans le cône et de l'énergie de ces particules en dehors du cône ». Il est évident que la correction de *showering* modifie l'énergie du jet. Par contre, du point de vue de l'énergie transverse manquante, rien n'a changé : l'énergie déposée en dehors du cône est toujours à la même place. Le fait que l'on considère certaines particules comme faisant partie du jet n'a aucune incidence vis-à-vis de \cancel{E}_T .

Le même raisonnement peut être appliqué à la correction d'offset : l'énergie déposée dans les cellules par des phénomènes autres que l'interaction dure est bel et bien déposée, et est déjà comptabilisée dans l'énergie transverse manquante "brute". En conclusion, il ne faut propager à l'énergie transverse manquante que l'effet de la correction de réponse :

$$\overrightarrow{\delta E_T^{jet, propag.}} = \frac{E_{jet}^{corr} - E_{jet}^{noresp.}}{\cosh(\eta_{jet})} \overrightarrow{e_T} \quad , \quad \text{avec} \quad E_{jet}^{noresp.} = \frac{E_{jet}^{mes} - E_{off}}{S_{cone}} k_{biais} \quad (4.33)$$

Remarque :

Les corrections d'échelle en énergie ne sont appliquées qu'aux jets vérifiant les critères d'identification. Ainsi, la propagation de la correction de réponse concerne uniquement les "bons jets". Par ailleurs, si un jet satisfait les critères d'identification, cela signifie qu'à l'intérieur du cône, les cellules des couches CH ne sont pas bruyantes. Elles sont donc rajoutées a posteriori dans le calcul de l'énergie transverse manquante figurant à l'équation 4.29 [115].

Propagation des corrections $SS\mathcal{R}$:

Étant donné que les corrections de *shifting* et de *smearing* modifient l'énergie des jets simulés, elles doivent être propagées au calcul de l'énergie transverse manquante. Cependant, comme pour les corrections d'échelle en énergie, seule une partie de ces corrections doit être transmise [116]. La correction de *smearing* a pour but de dégrader la résolution des jets simulés. La résolution est principalement conditionnée par :

- les fluctuations du nombre de particules entrant et sortant du cône : cette partie des corrections ne doit pas être propagée, pour les mêmes raisons que celles évoquées pour le *showering* ;
- la description de l'interaction entre jet de particules et détecteur : cette contribution doit être transmise pour recalibrer \cancel{E}_T .

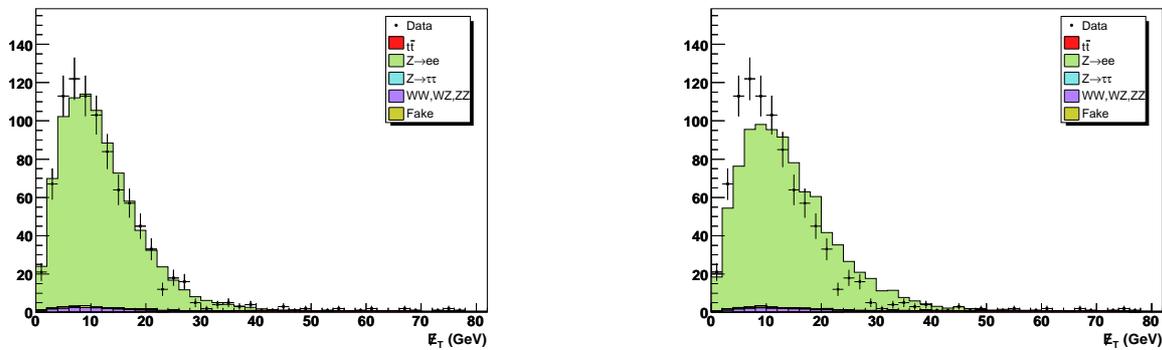
En ce qui concerne la correction de *shifting*, elle corrige la différence d'échelle en énergie entre données et simulation, causée par :

- les radiations QCD émises à grand angle : une partie de cette énergie sera déposée dans le calorimètre loin du jet, et ne bénéficie pas des corrections d'échelle en énergie. Si cet effet introduit une différence entre données et simulation, alors il est corrigé par le *shifting*. Cette "recalibration relative" doit être transmise au calcul de \cancel{E}_T ;

- la modélisation du mécanisme d’hadronisation : il met notamment en jeu les phénomènes de fragmentation et de recombinaison de couleur. La correction de réponse est intimement liée aux paramétrisations choisies pour les fonctions de fragmentation. Une partie du désaccord entre données et simulation est donc absorbée dans les corrections d’échelle en énergie, le reste se retrouve dans la correction de *shifting*.

En conclusion, il est très difficile de déterminer précisément la part des corrections SSR qui doit être propagée pour calibrer l’énergie transverse manquante. Ceci est illustré à la figure 4.6, dans le cadre de la sélection di-électron utilisée dans l’analyse (voir chapitre 7). Cette figure présente les distributions en \cancel{E}_T obtenues pour les événements di-électron contenant au moins deux jets reconstruits ($p_T > 20$ GeV) dans deux configurations différentes : dans la figure 4.6(a), les corrections SSR ne sont pas transmises à la \cancel{E}_T , alors que dans la figure 4.6(b), la variable \cancel{E}_T est recalculée en propageant l’intégralité des corrections de *smearing* et de *shifting*. Devant le large désaccord observé à la figure 4.6(b), la méthode SSR sera uniquement utilisée pour corriger l’énergie des jets simulés : la recalibration ne sera pas transmise au calcul de l’énergie transverse manquante.

Cette démarche est adoptée par les analyses s’intéressant à un état final contenant deux leptons et deux jets, dont le bruit de fond dominant est le processus Drell-Yan $Z/\gamma^*(\rightarrow \ell^+\ell^-) + 2$ jets. La proportion d’événements contenant des neutrinos (i.e. contenant de la "vraie \cancel{E}_T ") est faible, et l’essentiel du défaut d’énergie dans le plan transverse provient d’effets de résolution. Cet état final est donc particulièrement sensible à la propagation des corrections SSR .



(a) Distribution en \cancel{E}_T sans propagation des corrections SSR .

(b) Distribution en \cancel{E}_T après propagation des corrections SSR .

FIGURE 4.6 – Distribution d’énergie transverse manquante avec et sans propagation des corrections SSR . Ces distributions sont représentées pour un état final contenant une paire d’électrons *top_tight* de charge opposée (voir section 4.8), reconstruits en dehors de l’ICR, et au moins deux jets d’impulsion transverse supérieure à 20 GeV. Dans les 2 cas, les corrections d’échelle en énergie sont appliquées aux jets dans les données et la simulation. De plus, l’énergie des jets simulées est corrigée par la méthode SSR .

La dernière correction apportée au calcul de \cancel{E}_T concerne les muons. Cette particule est très peu ionisante : quelle que soit son énergie, elle ne dépose que quelques GeV dans le calorimètre. Grâce à la simulation GEANT3, on calcule une fois pour toutes la perte d’énergie d’un muon dans le calorimètre pour de très nombreuses configurations cinématiques, et l’on stocke les résultats sous forme de tableau. Ceci permet ensuite d’estimer très rapidement le dépôt d’énergie calorimétrique d’un muon dont on connaît l’impulsion.

Lorsqu'on identifie un muon dans l'état final, la correction de l'énergie transverse manquante consiste à remplacer dans le bilan d'énergie transverse les quelques GeV déposés dans le calorimètre (information provenant des valeurs tabulées) par la véritable impulsion transverse mesurée dans le spectromètre.

Chapitre 5

Reconstruction et identification des jets dans les événements $Z(\rightarrow ee) + 1$ jet

Pour mener à bien une analyse de physique faisant intervenir des jets dans l'état final, il est essentiel que les efficacités d'identification et de reconstruction des jets calorimétriques soient identiques dans les données et la simulation, ne serait-ce que pour prédire correctement la multiplicité de jets. L'accord entre données et simulation concernant la multiplicité en jets reconstruits est principalement conditionné par :

- le générateur¹ : dans ALPGEN [117], l'émission de partons est effectuée au niveau des éléments de matrice alors que dans PYTHIA [118], les radiations sont générées par le procédé de *parton shower* ;
- la simulation de l'interaction du jet de particules avec le détecteur, via le logiciel GEANT3 [119] ;
- le seuil de reconstruction de l'algorithme de cône du Run II : on ne garde que les jets d'impulsion transverse non corrigée supérieure à 6 GeV (voir section 4.4.3) ;
- le seuil de sélection sur l'impulsion transverse des jets après corrections d'échelle en énergie ;
- les corrections de *smearing* et de *shifting* de la méthode SSR (voir section 4.7). Pour rappel, cette méthode a été développée dans le but de corriger l'énergie des jets simulés (essentiellement à bas p_T) de façon à reproduire à la fois le spectre en p_T et la résolution en énergie des jets observés dans les données.

Dans ce chapitre, nous présenterons les efficacités de reconstruction ε_{reco} et d'identification ε_{ID} mesurées dans des événements $Z(\rightarrow ee) + 1$ jet, où le jet et le boson Z reculent dos-à-dos dans le plan transverse. Les bosons Z ont l'avantage d'être facilement identifiables dans les canaux de désintégration leptonique, ce qui confère une grande pureté à l'échantillon sélectionné dans les données. Pour la première fois, la statistique accumulée au Run IIa devient suffisante pour mener une étude quantitative dans cette topologie de faible section efficace. Nous étudierons les performances de l'algorithme SSR vis-à-vis de l'efficacité de reconstruction des jets calorimétriques. Nous comparerons ensuite l'efficacité des critères d'identification (présentés au paragraphe 4.5) dans les données et la simulation, et illustrerons l'effet de la procédure de correction d'efficacité.

1. Ces études sont basées sur le générateur ALPGEN v2.05_d0, interfacé avec le générateur PYTHIA v6_319.

5.1 Efficacité de reconstruction des jets

La mesure de l'efficacité de reconstruction des jets dans le calorimètre se pose en ces termes : "on sait qu'un jet de particules a été produit dans une certaine direction ; a-t-il été reconstruit dans le calorimètre ?". Dans la simulation, on dispose de l'information au niveau générateur, ce qui permet de localiser avec précision les jets de particules. Évidemment, dans les données, il faut identifier ces jets de particule par un autre moyen. On utilise pour cela le détecteur de traces : un jet de hadrons a de fortes chances de contenir des particules chargées, et par conséquent d'être vu comme un "jet de traces" par les détecteurs de traces.

En vertu de la conservation de l'énergie dans le plan transverse, si l'on connaît l'angle azimutal ϕ_Z du boson Z , on peut inférer celui du système Σ qui recule face au Z : $\Delta\phi(Z, \Sigma) \sim \pi$. A priori, le système Σ peut être constitué d'un ou plusieurs jets, ou plus rarement d'un autre boson (γ, Z, W). Pour étudier les propriétés des jets, on met en place une sélection visant à ne retenir que les configurations $Z + 1 \text{ jet}$.

5.1.1 Critères de sélection

Pour reconstruire le boson Z , on établit une sélection di-électron en demandant 2 objets électromagnétiques de qualité *top_tight* (voir section 4.8) de charge opposée, d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV, dont la masse invariante vérifie : $60 < M_{ee} < 120 \text{ GeV}$. Grâce aux critères d'identification sélectifs, la contamination du lot d'événements par le bruit de fond QCD est négligeable. Ceci sera vérifié dans l'analyse, qui est également basée sur une sélection di-électron *top_tight* (on pourra par exemple se référer au tableau 7.5).

Une sélection est ensuite effectuée sur la qualité des traces participant à la reconstruction des jets de traces : $p_T > 0.5 \text{ GeV}$, $\Delta z(\text{trace}, PV) < 1 \text{ cm}$, $DCA < 0.4 \text{ cm}$, au moins 4 impacts dans les détecteurs de traces (SMT et CFT confondus). Les jets de traces sont formés à l'aide d'un algorithme "simple cône" de rayon $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.5$, similaire à celui utilisé pour créer les pré-amas dans le calorimètre (voir paragraphe 4.4.2). Les jets de traces ainsi obtenus doivent contenir au moins 2 traces, et avoir une impulsion transverse supérieure à 1 GeV.

On sélectionne alors la topologie $Z + 1 \text{ jet}$ en imposant qu'un jet de traces (reconstruit à l'étape précédente) recule face au Z dans le plan transverse : $\Delta\phi(Z, \text{jet traces}) > 2.6 \text{ radians}$. Pour s'assurer que l'on retient essentiellement la topologie $Z + 1 \text{ jet}$, on rejette les événements pour lesquels un jet calorimétrique est identifié en dehors de la région du jet de traces : $\Delta R(\text{jet traces}, \text{jet calo}) > 0.5, \forall p_T(\text{jet calo})$.

Afin d'augmenter la statistique, on autorise 3 configurations pour le jet de traces :

- un seul jet de traces est reconstruit dans l'événement, et vérifie la condition requise dans le plan transverse : $\Delta\phi(Z, \text{jet traces}) > 2.6 \text{ radians}$ (figure 5.2(a)) ;
- on compte au moins deux jets de traces dans l'événement. On garde ce type de topologie pourvu que l'objet de plus grand p_T soit situé dans la région $\Delta\phi(Z, \text{jet traces}) > 2.6 \text{ radians}$, et que les autres satisfassent $p_T < 5 \text{ GeV}$ (figures 5.1 et 5.2(b)). Dans ce cas, on estime que l'activité additionnelle ne perturbe pas la mesure de l'efficacité de reconstruction ;
- deux jets de traces sont reconstruits à l'intérieur d'un cône de rayon $\Delta R = 0.7$, et la somme vectorielle Σ des deux objets est située dans la zone appropriée : $\Delta\phi(Z, \Sigma) > 2.6 \text{ radians}$. Ce type de configuration pourrait être rencontré dans des événements $Z + \text{gluon}$, car un jet issu de l'hadronisation d'un gluon a tendance à être plus évasé qu'un jet de quark à impulsion égale (figure 5.2(c)).

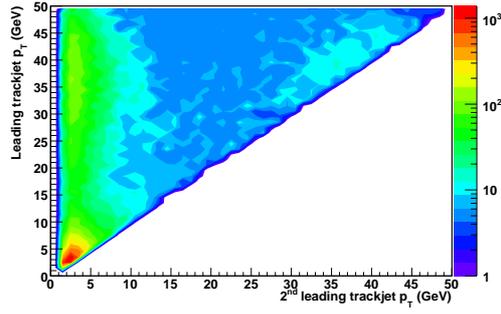
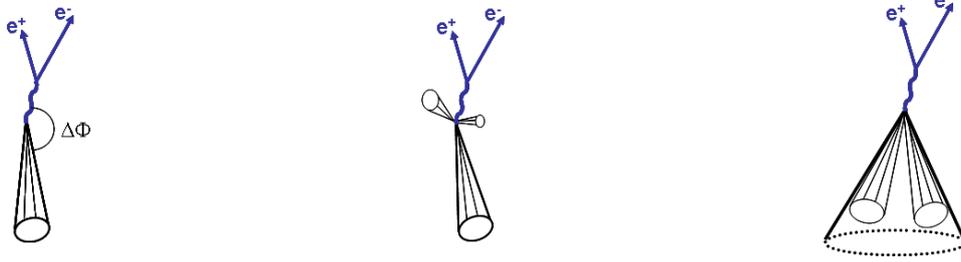


FIGURE 5.1 – Corrélation entre l’impulsion transverse des deux jets de traces de plus grand p_T (dans les données). La majorité des seconds jets de traces ont une impulsion transverse inférieure à 5 GeV.



(a) 1 seul jet de traces reconstruit, représenté en projection dans le plan transverse (b) Activité additionnelle autorisée, pour des jets de traces de $p_T < 5$ GeV (c) Configuration attribuée à un jet de gluon

FIGURE 5.2 – Différentes configurations retenues lors de la sélection du jet de traces. Dans tous les scénarios, les électrons issus du boson Z doivent être suffisamment éloignés du (ou des) jet(s) de traces : $\Delta R(e, jet\ traces) > 0.5$.

Avant de procéder aux mesures d’efficacité de reconstruction, on souhaite se prémunir contre certaines "configurations pathologiques" :

- Σ est un photon, et un jet de trace est identifié près du photon (radiation de gluon dans l’état initial) ;
- un électron provenant de la désintégration du Z émet un photon par rayonnement de freinage, et la condition sur la masse invariante est toujours satisfaite.

La figure 5.3 illustre une telle situation. Le photon perturbe la répartition de l’énergie dans le plan transverse. La majeure partie de l’impulsion du système reculant face à la paire d’électrons est emportée par le photon. Par conséquent, les particules chargées du jet de traces, peu énergétiques, risquent d’être fortement défléchies par le champ solénoïdal. Aucun jet calorimétrique ne sera reconstruit dans la direction du jet de trace, ce qui induit artificiellement une inefficacité de reconstruction. Un veto est donc mis en place contre les photons. Si l’on reconstruit un troisième objet électromagnétique d’impulsion transverse supérieure à 15 GeV, ayant une fraction électromagnétique > 0.9 , une isolation < 0.15 , et aucune trace associée ($\chi_{spatial}^2 = 0$)², alors l’événement est rejeté.

2. Ces critères d’identification sont définis à la section 4.8

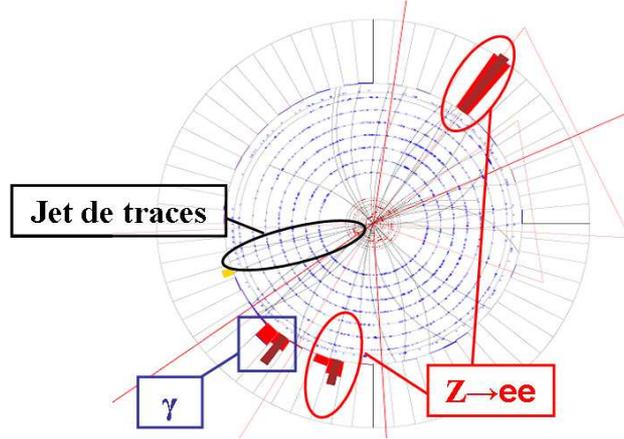


FIGURE 5.3 – Événement $Z + 1 \text{ jet de traces}$ perturbé par la présence d'un photon, représenté en projection dans le plan transverse.

5.1.2 Mesure de l'efficacité de reconstruction des jets

La mesure de ϵ_{reco} fait appel à une technique appelée "tag and probe", couramment employée pour évaluer les efficacités de reconstruction. Dans les événements $Z + 1 \text{ jet de traces}$, le jet de traces constitue l'objet "témoin" (*tag*), et l'on teste la présence d'un jet calorimétrique (*probe*) dans le voisinage de cet objet témoin. Un jet de traces sera considéré comme reconstruit dans le calorimètre si :

$$\Delta R(\text{tag}, \text{probe}) = \Delta R(\text{jet traces}, \text{jet calo}) < 0.5 \quad , \quad \Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\Phi^2} \quad (5.1)$$

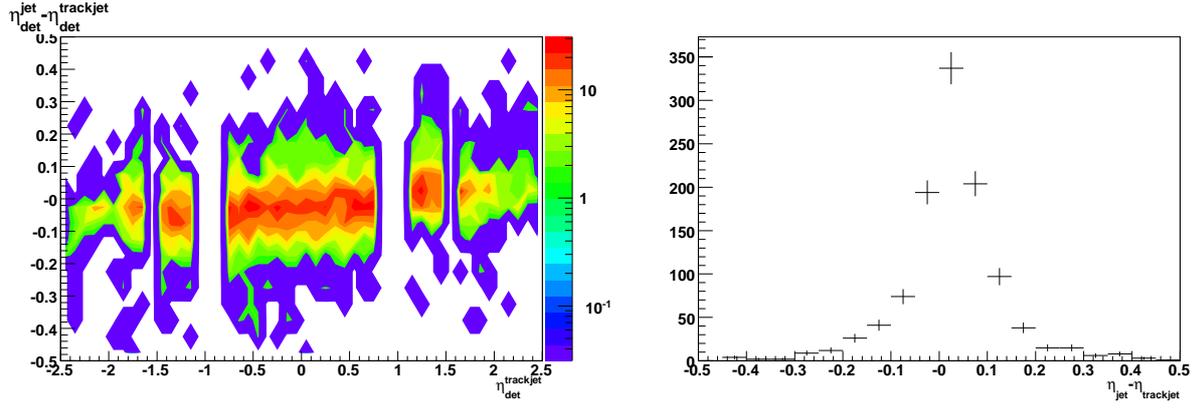
L'efficacité de reconstruction des jets calorimétriques est mesurée séparément dans les différentes régions du calorimètre, en raison de la non-uniformité en η de la matière en amont du calorimètre. Pour distinguer les jets "CC" (Calorimètre Central), "ICR" (Région Inter-Cryostat) et "EC" (End Cap), on utilise la pseudo-rapacité du jet de traces mesurée dans le référentiel du détecteur :

$$CC : \left| \eta_{det}^{jet \text{ traces}} \right| \leq 0.8 \quad ICR : 1.1 \leq \left| \eta_{det}^{jet \text{ traces}} \right| \leq 1.5 \quad EC : 1.6 \leq \left| \eta_{det}^{jet \text{ traces}} \right| \leq 2.5$$

Par construction, les jets calorimétriques et les jets de traces sont associés à l'intérieur d'un cône de rayon $\Delta R = 0.5$ (équation 5.1). Ainsi, bien que le calorimètre central s'arrête physiquement à $\eta = 1.1$, la région en η_{det} où l'on peut reconstruire un "jet calorimétrique CC" s'étend en principe jusqu'à : $\left| \eta_{det}^{jet \text{ calo}} \right| = 1.3$, dans le cas extrême où $\Delta\Phi = 0$. On rencontre le même type d'ambiguïté à la frontière ICR/EC. En pratique, comme le montre la figure 5.4, il est rare que $\Delta R(\text{jet traces}, \text{jet calo})$ excède 0.2, ce qui limite les "recouvrements" CC/ICR et ICR/EC.

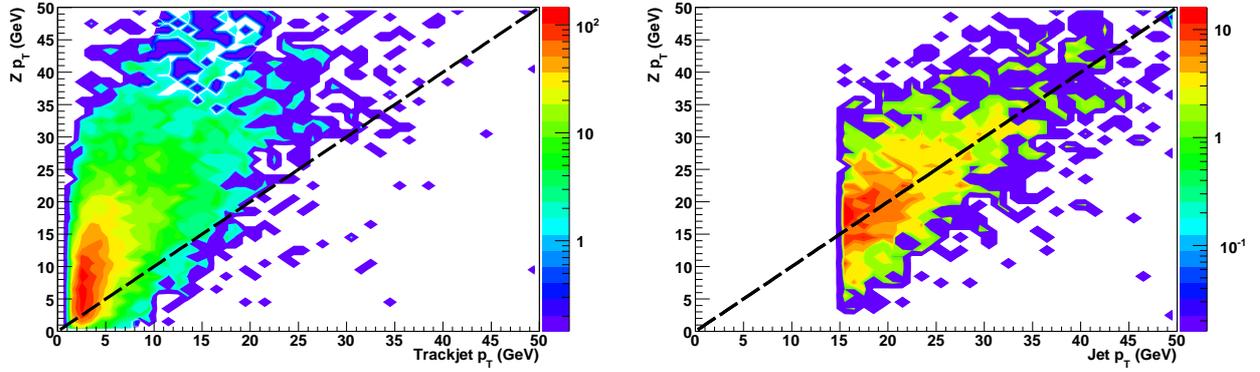
L'efficacité de reconstruction dépend fortement de l'impulsion transverse du jet de particules. Cependant, une paramétrisation de ϵ_{reco} selon $p_T(\text{jet traces})$ est à proscrire, car le jet de traces ne contient que les particules chargées du jet de particules. Son impulsion ne reflète donc pas celle du jet calorimétrique, ce qui est illustré à la figure 5.5(a). Dans une topologie $Z + 1 \text{ jet}$, le boson Z et le jet de particules ont des impulsions opposées dans le plan transverse, c'est pourquoi on choisira de paramétrer ϵ_{reco} en fonction de $p_T(Z)$. L'efficacité $\epsilon_{reco}(p_T(Z))$ sera ajustée par une "fonction erreur", ou courbe de *turn-on* :

$$\epsilon_{reco}(p_T(Z)) = \frac{\epsilon_0}{2} \left(1 + \text{Erf} \left(\frac{p_T(Z) - \mu}{\sigma} \right) \right) \quad (5.2)$$



(a) Différence de pseudo-rapidité entre jet calorimétrique et jet de traces associé, en fonction de $\eta_{det}^{jet\ traces}$. (b) $\Delta\eta_{det}(jet\ traces, jet\ calo)$ pour les jets de traces CC

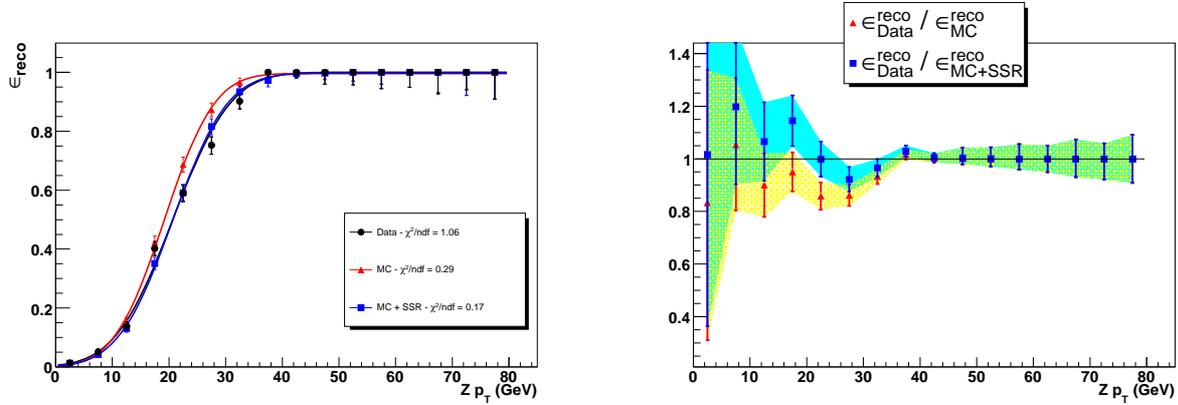
FIGURE 5.4 – Distributions $\Delta\eta_{det}(jet\ traces, jet\ calo)$.



(a) $p_T(Z)$ en fonction de $p_T(jet\ traces)$ pour les jets de traces CC. La droite "y=x" montre que seule une partie de l'impulsion du jet de particules est visible dans un jet de traces. (b) $p_T(Z)$ en fonction de $p_T(jet\ calo)$ après association entre jet de traces CC et jet calorimétrique ($p_T(jet) > 15$ GeV). L'équilibre des impulsions transverses est "rétabli" dans le calorimètre.

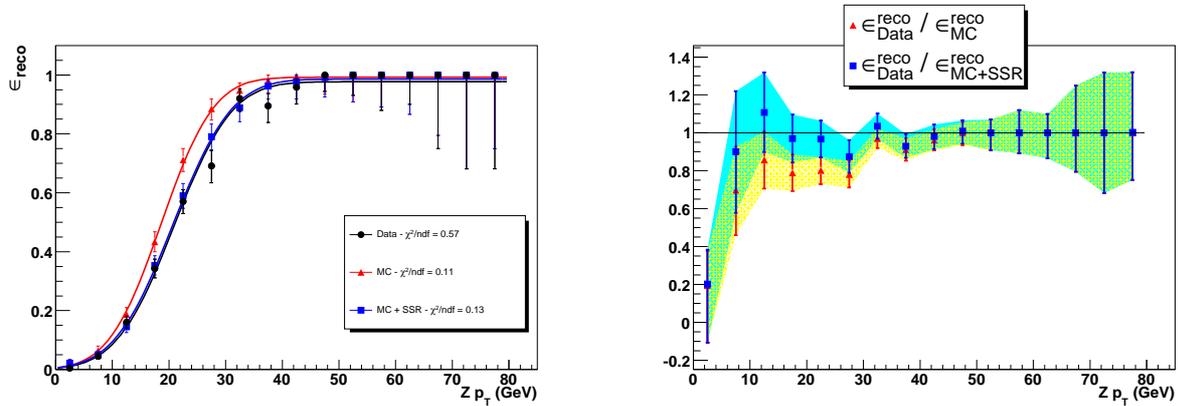
FIGURE 5.5 – Justification du choix de la paramétrisation $\epsilon_{reco}(p_T(Z))$.

La figure 5.6 présente le résultat de la mesure de ϵ_{reco} par la méthode *tag and probe*. Dans toutes ces études, le seuil de reconstruction des jets calorimétriques est fixé à $p_T = 15$ GeV après avoir appliqué les corrections d'échelle en énergie. Pour la simulation, les mesures sont basées sur les prédictions des générateurs ALPGEN+PYTHIA. L'efficacité ϵ_{reco} est évaluée dans les données, et dans la simulation avec ou sans correction *SSR*. On observe que la méthode *SSR* améliore notablement l'accord entre données et Monte Carlo dans chaque région du calorimètre.



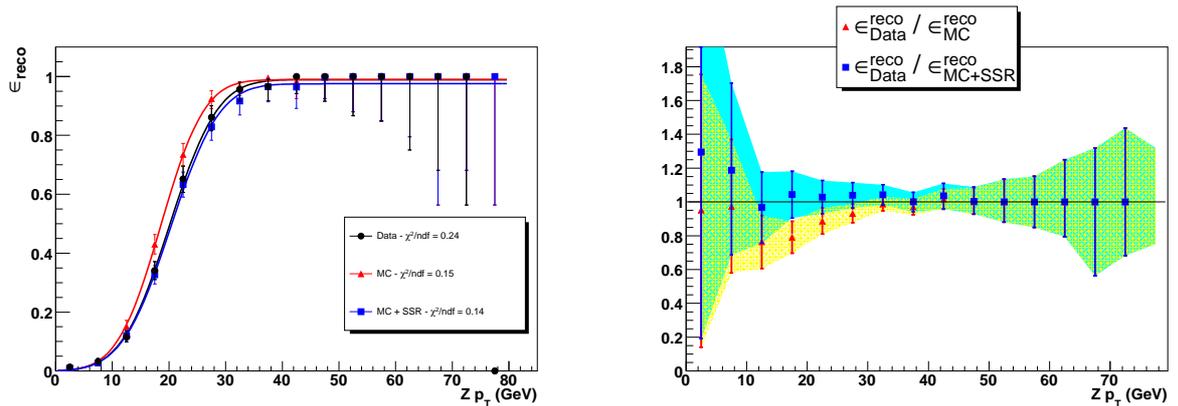
(a) ϵ_{reco} en fonction de $p_T(Z)$ pour les jets CC, dans les données et la simulation, avec ou sans correction SSR .

(b) Rapport données/simulation des efficacités de reconstruction pour les jets CC.



(c) ϵ_{reco} pour les jets de l'ICR.

(d) ϵ_{reco} : rapport données/simulation pour les jets dans l'ICR.



(e) ϵ_{reco} pour les jets dans l'EC.

(f) ϵ_{reco} : rapport données/simulation pour les jets EC.

FIGURE 5.6 – Efficacités de reconstruction des jets calorimétriques d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV, et rapport d'efficacités données/simulation.

5.2 Efficacité d'identification

L'efficacité d'identification ε_{ID} correspond à la probabilité pour un jet calorimétrique de satisfaire les critères d'identification (définis dans le paragraphe 4.5). Elle dépend essentiellement de l'énergie et de la pseudo-rapidité η_{det} du jet. Ici, on ne rencontre pas d'ambiguïté dans la définition "CC/ICR/EC", et la segmentation respecte la géométrie du détecteur :

$$CC : \left| \eta_{det}^{jet} \right| < 1.1 \quad ICR : 1.1 \leq \left| \eta_{det}^{jet} \right| < 1.5 \quad EC : 1.5 \leq \left| \eta_{det}^{jet} \right| \leq 2.5 \quad (5.3)$$

La mesure de l'efficacité d'identification ne nécessite a priori aucune sélection sur les jets de traces. Elle est basée sur la topologie $Z + 1 \text{ jet } calo$, et utilise le même type de sélection que la mesure de l'efficacité de reconstruction, à savoir :

- $\Delta\Phi(Z, jet) > 2.6$ radians ;
- pas d'autre jet identifié à l'extérieur d'un cône de rayon $\Delta R = 0.5$ centré sur ce jet ;
- pas de recouvrement entre le jet et les électrons issus du boson Z : $\Delta R(e, jet) > 0.5$.

A titre de comparaison, ε_{ID} a également été évaluée pour la sélection $Z+1 \{jet \text{ traces} \equiv jet \text{ calo}\}$ héritée des études d'efficacité de reconstruction. D'éventuelles différences entre les deux approches pourraient révéler un biais introduit par la sélection du jet de traces.

En ce qui concerne la paramétrisation de ε_{ID} , on dispose a priori de deux variables : $p_T(Z)$ et $p_T(jet)$. Dans la topologie sélectionnée, étant donné que le boson Z et le jet reculent dos-à-dos dans le plan transverse, on s'attend à mesurer $p_T(Z) \simeq p_T(jet)$. Cependant, comme indiqué à la figure 5.5, un jet de $p_T \simeq 20$ GeV peut parfois contrebalancer un boson de $p_T \simeq 5$ GeV ou $p_T \simeq 40$ GeV. Plusieurs raisons peuvent expliquer de tels déséquilibres :

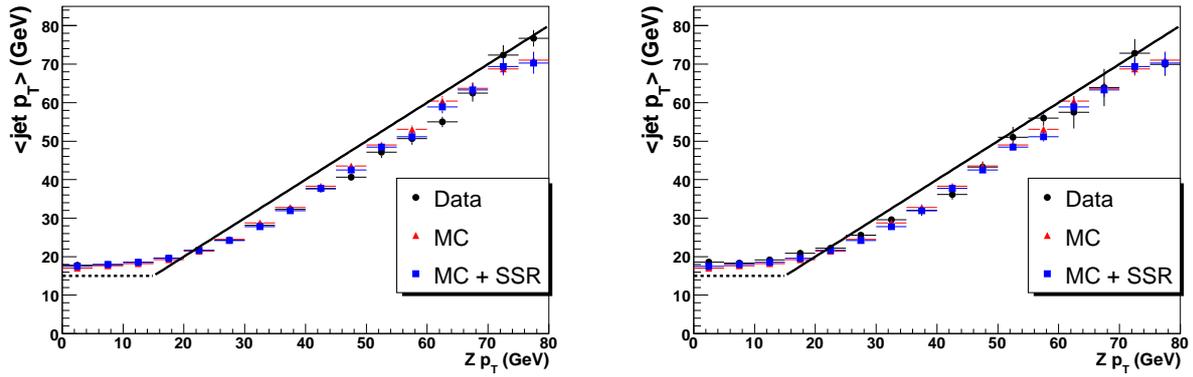
- une mesure imprécise de l'énergie du jet (effet de résolution) ;
- la présence d'un muon dans un jet issu de la désintégration semi-leptonique d'un quark lourd : l'énergie du muon n'est pas prise en compte dans l'énergie du jet ;
- un dépôt d'énergie dans le calorimètre trop faible pour dépasser le seuil de reconstruction de 6 GeV sur l'impulsion transverse des jets.

Bien qu'il semble plus pertinent de choisir une variable liée au jet pour paramétrer l'efficacité d'identification, la variable $p_T(jet)$ ne permet pas de rendre compte de l'activité additionnelle non reconstruite pouvant perturber ε_{ID} . Afin de tenir compte de la dispersion " $p_T(Z)$ vs $p_T(jet)$ ", on détermine la "fonction de remapping" définie par :

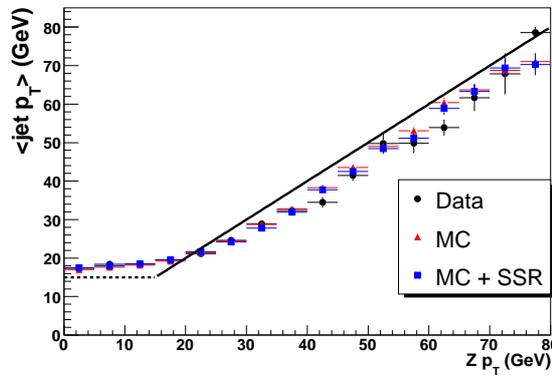
$$\langle p_T(jet) \rangle = f(p_T(Z)) \quad , \quad \langle \rangle : \text{valeur moyenne} \quad (5.4)$$

Elle est représentée à la figure 5.7 pour chaque région du calorimètre. En pratique, l'efficacité d'identification est d'abord paramétrée en fonction de $p_T(Z)$. Dans un deuxième temps, on détermine pour chaque bin en $p_T(Z)$ la valeur moyenne $\langle p_T(jet) \rangle$ de l'impulsion transverse du jet. Pour finir, on effectue le changement de paramétrisation pour ε_{ID} :

$$\varepsilon_{ID}(p_T(Z)) \longrightarrow \varepsilon_{ID}(\langle p_T(jet) \rangle) \quad (5.5)$$


 (a) Remapping $\langle p_T(jet) \rangle$ en fonction de $p_T(Z)$ pour les jets CC.

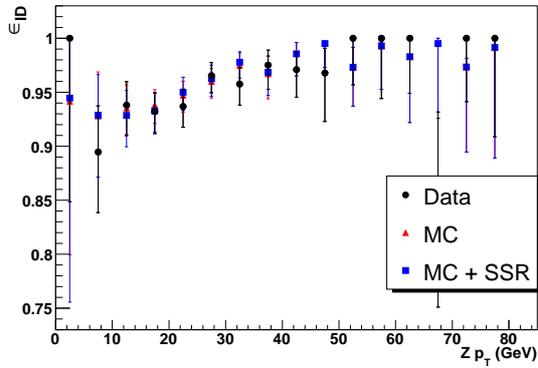
(b) Remapping pour les jets dans l'ICR.



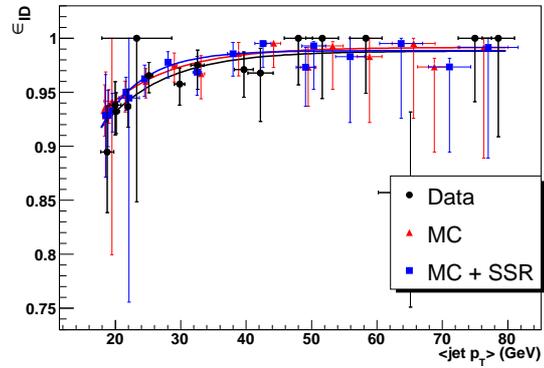
(c) Remapping pour les jets EC.

 FIGURE 5.7 – Valeur moyenne $\langle p_T(jet) \rangle$ en fonction de $p_T(Z)$. Afin de faciliter la lecture, la droite "y=x" et le seuil minimal de 15 GeV sur l'impulsion transverse du jet calorimétrique reconstruit ont été représentés sur ces figures.

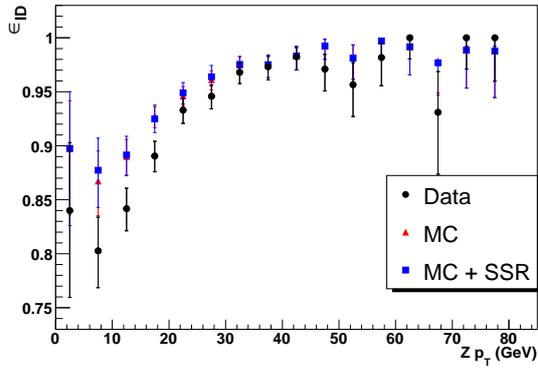
La figure 5.8 illustre les résultats obtenus pour les mesures d'efficacité d'identification des jets. L'effet du *remapping* est représenté pour les jets reconstruits dans la partie centrale du calorimètre : les figures 5.8(a) et 5.8(c) sont à comparer aux figures 5.8(b) et 5.8(d) respectivement. Le fait d'associer un jet calorimétrique et un jet de traces semble introduire un biais dans la mesure de ε_{ID} (voir figures 5.8(b) et 5.8(d)). Pour interpréter cette observation, considérons un jet contenant exclusivement des particules neutres, par exemple un jet de pions neutres π^0 , qui n'est pas apparié à un jet de traces. Dans près de 99% des cas, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, donc l'essentiel de l'énergie du jet est déposée dans le calorimètre électromagnétique. Or les jets dont la fraction électromagnétique dépasse 95% ne sont pas identifiés comme "bons jets", afin de rejeter les photons et les électrons de la liste des candidats jets. En conclusion, les jets neutres uniquement présents dans l'échantillon $Z + 1 jet$ sont plus susceptibles de ne pas remplir les critères d'identification que les jets de l'échantillon $Z + 1 \{jet \equiv jet traces\}$.



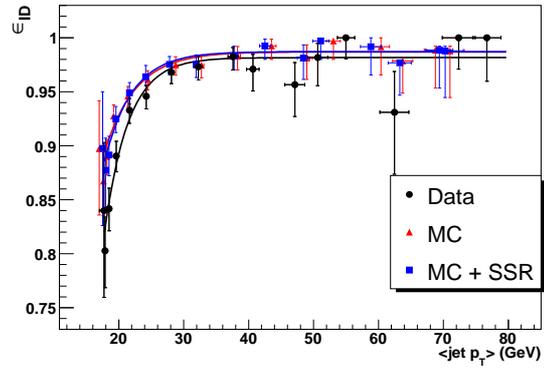
(a) ε_{ID} en fonction de $p_T(Z)$, i.e. sans *remapping*, pour des jets CC. Ces jets calorimétriques sont associés à un jet de traces.



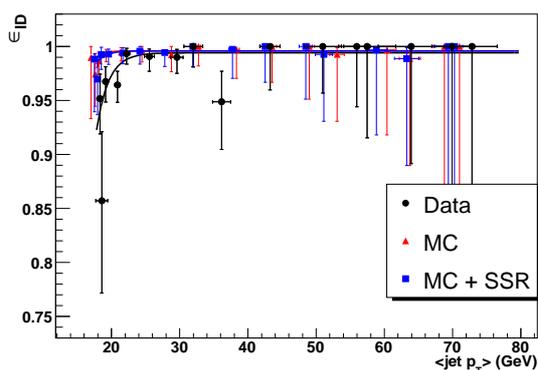
(b) ε_{ID} en fonction de $\langle p_T(jet) \rangle$, i.e. avec *remapping*, pour les jets CC associés à un jet de traces.



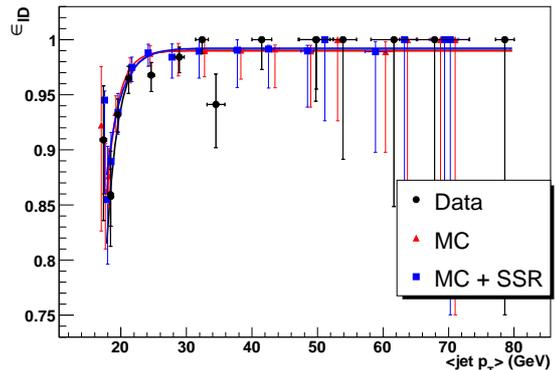
(c) ε_{ID} en fonction de $p_T(Z)$, pour des jets CC non nécessairement apparié à un jet de traces.



(d) ε_{ID} en fonction de $\langle p_T(jet) \rangle$ pour des jets CC, sans sélection sur les jets de traces.



(e) ε_{ID} en fonction de $\langle p_T(jet) \rangle$ pour des jets de l'ICR, sans sélection sur les jets de traces.



(f) ε_{ID} en fonction de $\langle p_T(jet) \rangle$ pour des jets EC, sans sélection sur les jets de traces.

FIGURE 5.8 – Efficacité d'identification des jets de p_T supérieur à 15 GeV, en fonction de $p_T(Z)$, c'est-à-dire sans *remapping* (figures a, c, e), et en fonction de $\langle p_T(jet) \rangle$, après *remapping* (figures b, d, f).

5.2.1 Correction de l'efficacité d'identification

Dans la plupart des régions cinématiques (p_T, η) , on observe dans les événements $Z + 1 \text{ jet}$ que $\epsilon_{ID}^{MC} > \epsilon_{ID}^{données}$: un jet simulé possède une probabilité plus grande de satisfaire les critères d'identification qu'un jet dans les données. C'est pourquoi le groupe "Jet ID" a développé une procédure permettant d'éliminer l'excès de bons jets dans la simulation [120]. Cette correction est déterminée dans les événements $\gamma + \text{jet}$ et dijet (voir figure 5.9), qui offrent une meilleure précision statistique. La procédure ainsi que ses effets dans la topologie $Z + 1 \text{ jet}$ sont présentés ci-dessous. Pour chaque jet reconstruit dans la simulation :

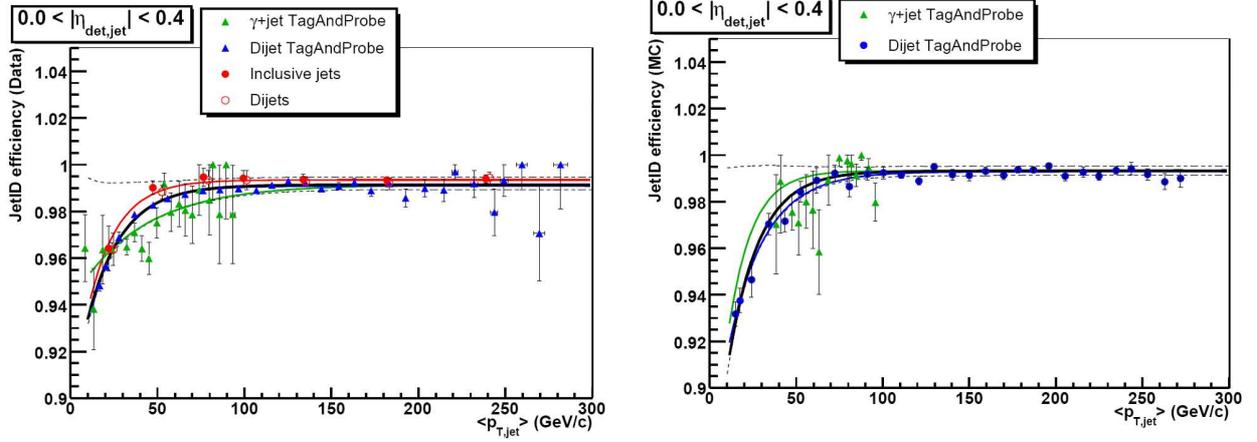
- on calcule le rapport :

$$SF_{ID}^{\gamma j, jj}(\eta_{det}) = \frac{\epsilon_{ID}^{données, \gamma j, jj}}{\epsilon_{ID}^{MC, \gamma j, jj}} \quad (5.6)$$

à partir des mesures effectuées dans les événements dijet et $\gamma + \text{jet}$ [120]. Ce rapport est ajusté par une constante (courbe noire de la figure 5.9(c)) dans des intervalles de largeur $\Delta\eta_{det} = 0.1$;

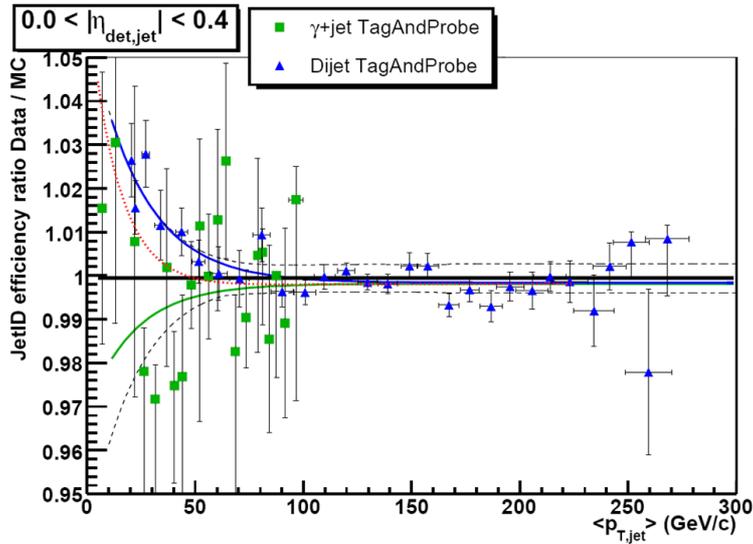
- on tire un nombre aléatoire λ dans une distribution uniforme entre 0 et 1 ;
- si $\lambda > SF_{ID}$, le jet est enlevé de la liste des "bons jets".

Dorénavant, un jet reconstruit dans la simulation aura statistiquement autant de chances de remplir les critères d'identification qu'un jet reconstruit dans les données. La figure 5.10 présente l'efficacité d'identification dans les événements $Z + 1 \text{ jet}$ avant et après correction. Évidemment, cette procédure de correction ne permet pas de "rajouter des bons jets" lorsque $\epsilon_{ID}^{MC} < \epsilon_{ID}^{données}$, mais l'on rencontre rarement ce cas de figure. Dans les analyses de physique, cette limitation est couverte par une incertitude systématique (voir paragraphe 7.10.10).



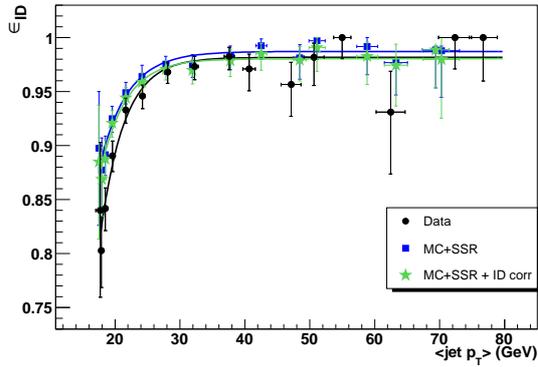
(a) Efficacité d'identification mesurée dans les données, pour des événements dijet et $\gamma + jet$ par une méthode *tag and probe*. Les points de mesure pour les études dijet, $\gamma + jet$, et combinées sont ajustées par les courbes bleue, verte et noire respectivement.

(b) ε_{ID} mesurée dans la simulation pour les événements dijet et $\gamma + jet$.

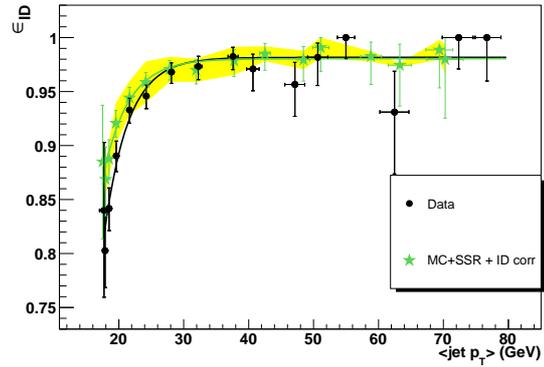


(c) Rapport des efficacités d'identification données/simulation. Les courbes bleue et verte correspondent à l'interpolation des points de mesure pour les événements dijet et $\gamma+jet$. La courbe en pointillés rouge représente le rapport des fonctions d'interpolation données/simulation pour les mesures combinées (courbes noires ci-dessus). La droite noire correspond à l'ajustement de tous les points de mesure par une constante, utilisé pour corriger ε_{ID} dans la simulation. La courbe noire en pointillés symbolise l'erreur systématique totale sur ce facteur correctif.

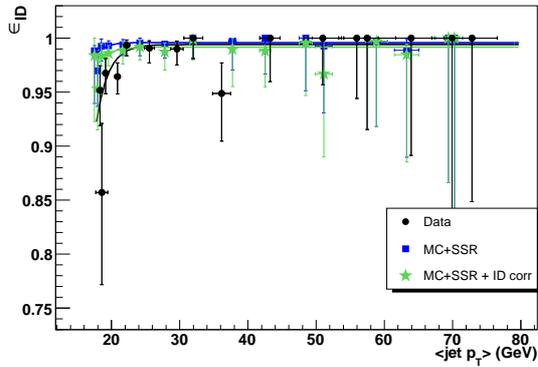
FIGURE 5.9 – Efficacités et rapport d'efficacités d'identification des jets, mesurés pour les événements dijet et $\gamma+jet$ [120]. Ces courbes sont paramétrées en fonction de la valeur moyenne $\langle p_{T,jet} \rangle$ de l'impulsion transverse du jet "probe" (utilisation de la technique de *remapping*).



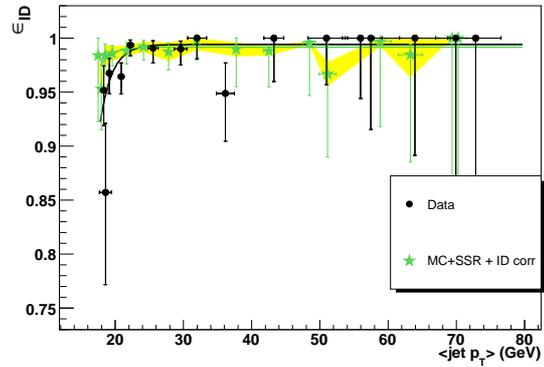
(a) ε_{ID} mesurée dans les données et la simulation après corrections SSR pour les jets CC . Les corrections d'efficacité sont appliquées dans la simulation.



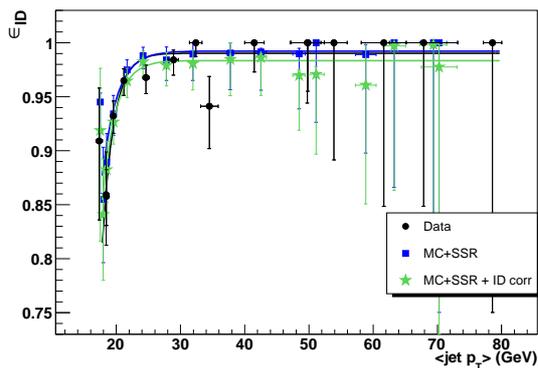
(b) Incertitude systématique introduite lors de la correction de ε_{ID} dans la simulation, pour les jets CC.



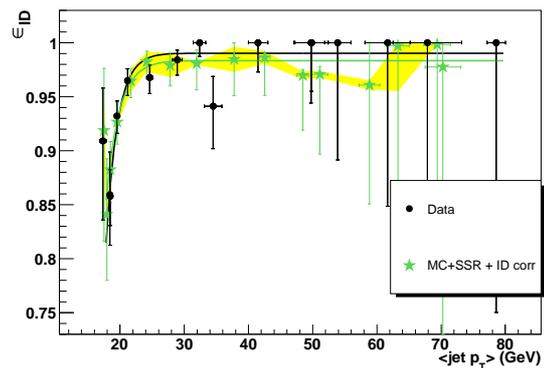
(c) ε_{ID} pour les jets dans l'ICR.



(d) Incertitude systématique sur ε_{ID} corrigée pour les jets de l'ICR.



(e) ε_{ID} pour les jets EC.



(f) Incertitude systématique sur ε_{ID} corrigée pour les jets EC.

FIGURE 5.10 – Application des corrections d'efficacité d'identification déterminées dans les événements dijet et γ +jet. Les résultats sont représentés pour les jets simulés corrigés par la méthode SSR . La bande jaune sur les figures de droite symbolise l'incertitude systématique sur ε_{ID} , qui prend en compte l'incertitude statistique ainsi que certains biais de mesure relatifs aux corrections dijet et γ +jet.

5.2.2 Incertitudes systématiques

Les efficacités de reconstruction et d'identification mesurées dans la simulation dépendent du générateur, principalement via le modèle d'hadronisation, ou encore le spectre en impulsion des partons de l'état final. Les prédictions de PYTHIA et ALPGEN+PYTHIA ont été comparées dans la topologie $Z + 1$ jet. Comme dans les deux cas, PYTHIA assure l'hadronisation, on n'attend pas de différences notoires concernant les mesures d'efficacité. Les observations sont conformes aux attentes, à la fois pour ϵ_{reco} et ϵ_{ID} (figure 5.11).

Pour les jets corrigés par la méthode \mathcal{SSR} , les mesures d'efficacité de reconstruction ont été répétées en faisant varier successivement la correction de *Smearing* de $\pm 1 \sigma_{smear}$ (erreur sur le paramètre σ de l'équation 4.15) et la correction de *Shifting* $\pm 1 \sigma_{shift}$ (erreur sur le paramètre $\Delta\Delta S$ de l'équation 4.16). Comme le montre la figure 5.12, les effets de résolution (*Smearing*) sont plus marqués à bas $p_T(Z)$, c'est-à-dire à bas $p_T(jet)$. Les jets de l'ICR sont les plus sensibles aux corrections de *Shifting*.

Dans la figure figure 5.12, on compare les efficacités de reconstruction pour deux versions des corrections d'échelle en énergie des jets ($\simeq 2006$ et $\simeq 2008$). Pour mémoire, ϵ_{reco} est ajustée par :

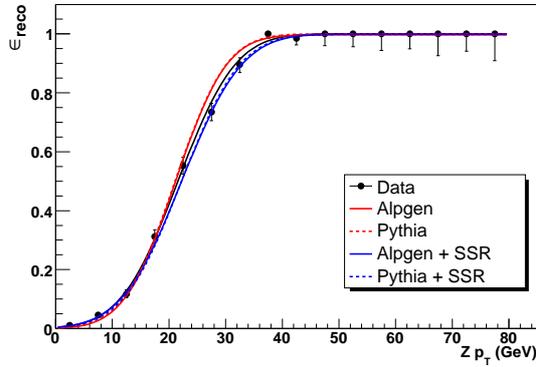
$$\epsilon_{reco}(p_T(Z)) = \frac{\epsilon_0}{2} \left(1 + \text{Erf} \left(\frac{p_T(Z) - \mu}{\sigma} \right) \right) \quad (5.7)$$

Pour un seuil de sélection en impulsion transverse corrigée fixé à $p_T = 15$ GeV, on s'attend à trouver le point d'inflexion μ de la courbe de *turn-on* vers 15 GeV. La version finale des corrections d'échelle en énergie traduit en ce sens un meilleur niveau de compréhension par rapport à la version préliminaire, car μ se rapproche de la valeur attendue. En ce qui concerne la résolution en énergie des jets, elle est d'autant meilleure que le paramètre σ est petit, ce qui se traduit pour la courbe de *turn-on* par une transition "plus rapide" entre les régions de basse et haute efficacité. On note une amélioration de la résolution en énergie avec la version finale des corrections d'échelle en énergie.

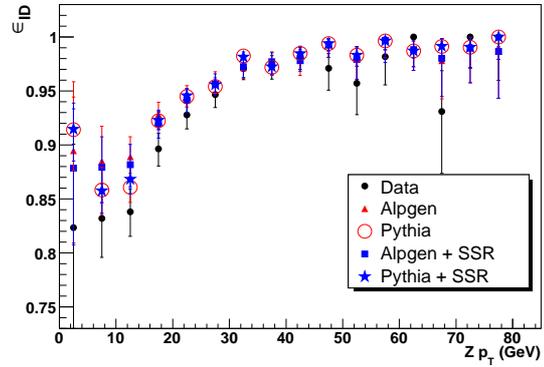
5.3 Conclusion

Bien que la précision statistique des mesures soit limitée, les événements $Z + jet$ constituent une précieuse source d'information pour les efficacités de reconstruction et d'identification des jets de bas p_T . L'efficacité de reconstruction des jets calorimétriques a été mesurée en fonction de $p_T(Z)$ par la méthode *tag and probe*, dans la topologie $Z(\rightarrow ee) + 1 jet$ de traces. Elle met en évidence les performances de la méthode \mathcal{SSR} , vis-à-vis des corrections d'efficacité de reconstruction des jets simulés.

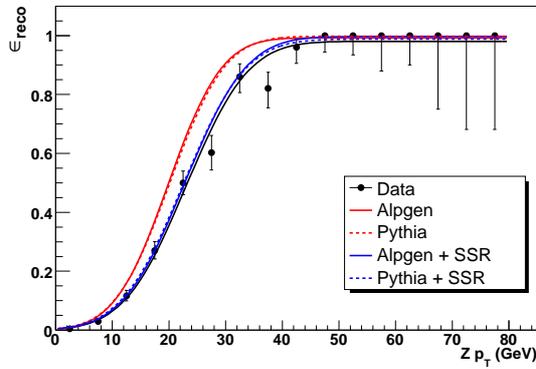
L'efficacité d'identification des jets a été évaluée dans les événements $Z(\rightarrow ee) + 1 jet$, en fonction de $p_T(Z)$ puis de $\langle p_T(jet) \rangle$. L'efficacité ϵ_{ID} se révèle plus élevée dans la simulation que dans les données, et a été corrigée en conséquence. Les facteurs correctifs, qui proviennent des études menées sur les événements dijet et γ +jet, permettent d'améliorer l'accord entre données et simulation dans les événements $Z + 1 jet$.



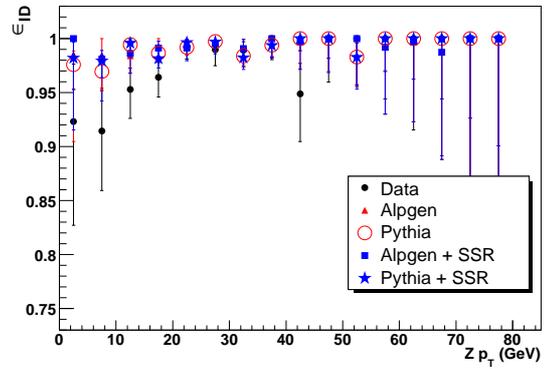
(a) ε_{reco} prédit par ALPGEN et ALPGEN+PYTHIA pour les jets CC.



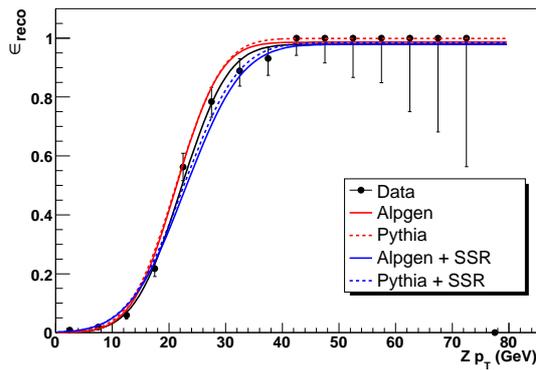
(b) ε_{ID} pour les jets CC, sans *remapping*.



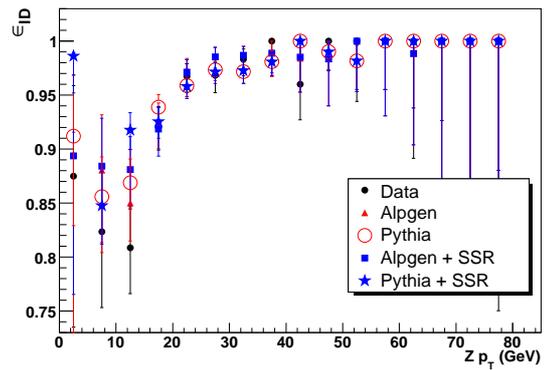
(c) ε_{reco} : comparaison entre ALPGEN et ALPGEN+PYTHIA pour les jets dans l'ICR.



(d) ε_{ID} pour les jets dans l'ICR, sans *remapping*.

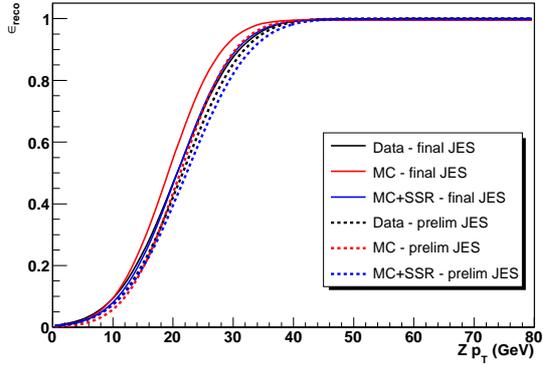


(e) ε_{reco} : comparaison entre ALPGEN et ALPGEN+PYTHIA pour les jets EC.

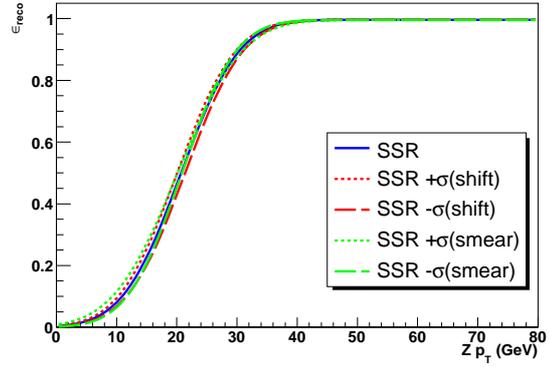


(f) ε_{ID} pour les jets EC, sans *remapping*.

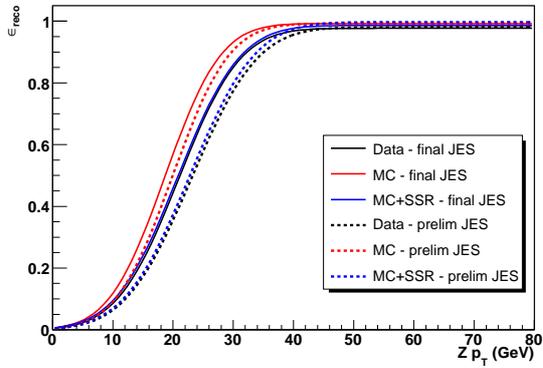
FIGURE 5.11 – Efficacités de reconstruction et d'identification des jets en fonction de $p_T(Z)$, mesurées dans les événements $Z + 1 \text{ jet}$ pour chaque région du calorimètre. Comparaison entre les prédictions de ALPGEN et ALPGEN+PYTHIA.



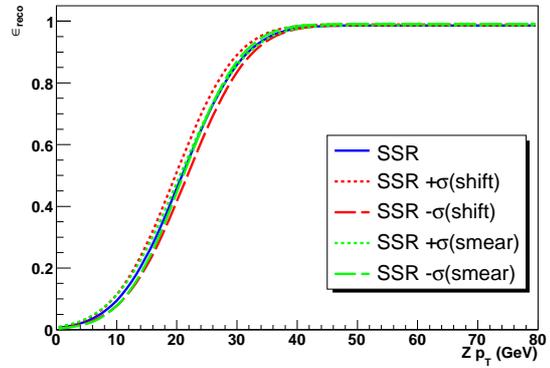
(a) ε_{reco} obtenue avec 2 versions différentes des corrections Jet Energy Scale (préliminaire et finale), pour les jets CC



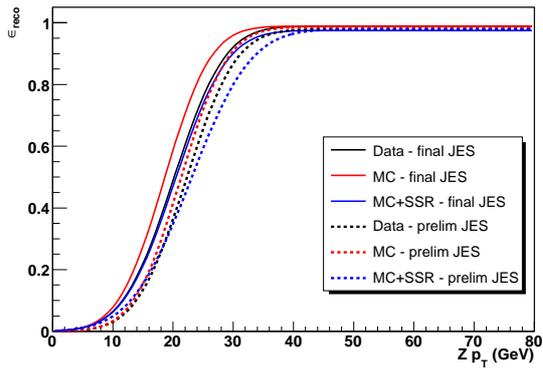
(b) Répercussion des incertitudes systématiques de la méthode SSR sur la mesure de ε_{reco} , pour les jets CC.



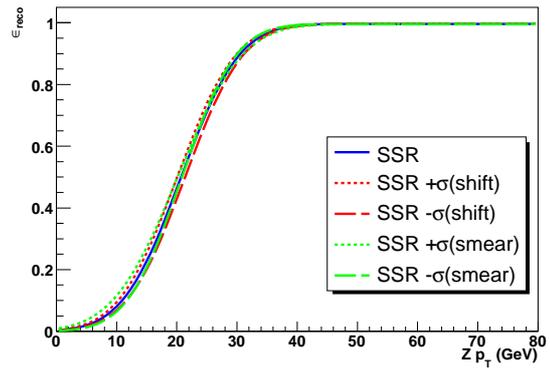
(c) ε_{reco} mesurée dans l'ICR, pour les corrections JES préliminaire et finale.



(d) Incertitudes systématiques SSR pour les jets de l'ICR.



(e) ε_{reco} mesurée dans le EC, pour les corrections JES préliminaire et finale.



(f) Incertitudes systématiques SSR pour les jets EC.

FIGURE 5.12 – Les figures de gauche comparent les efficacités de reconstruction mesurées avec deux versions différentes des corrections d'échelle en énergie ("JES" pour *Jet Energy Scale*) : les corrections préliminaires (~ 2006) et finales (~ 2008). Sur la droite, les incertitudes sur les corrections de *Smearing* et *Shifting* sont propagées à la mesure de ε_{reco} .

Chapitre 6

Identification, corrections d'efficacité et recalibration en énergie des électrons

La mesure de la section efficace $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} + X \rightarrow e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_e b\bar{b} + X)$ repose sur la compréhension des données dans un état final contenant deux électrons isolés de grande impulsion transverse. Il est pour cela nécessaire de contrôler le niveau de bruit de fond qui passe les critères d'identification des électrons, et de s'assurer que la simulation reproduit correctement les caractéristiques des électrons reconstruits dans les données. Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord exposer une méthode permettant d'estimer la contribution des électrons mal identifiés dans les données. Puis nous décrirons les corrections d'efficacité de reconstruction et d'identification appliquées aux électrons dans la simulation. Enfin, nous discuterons de la recalibration en énergie des électrons simulés.

Rappelons tout d'abord la définition des deux critères d'identification que l'on utilisera de manière récurrente dans ce chapitre :

- top_loose :
 $emf > 0.9$, $iso < 0.15$, $HMax7 < 50$, $\chi_{EM/trace}^2 > 0$,
impulsion transverse de la trace associée supérieure à 5 GeV ;
- top_tight :
mêmes conditions que pour le critère top_loose, $lhod7 > 0.85$.

6.1 Electrons mal identifiés dans la sélection di-électron

Un objet reconstruit peut être identifié à tort comme un électron pour plusieurs raisons :

- un jet peut accidentellement remplir les critères d'identification des électrons ;
- un vrai électron, issu de la désintégration semi-leptonique d'un quark de saveur lourde, satisfait le critère d'isolation alors qu'il est à proximité voire à l'intérieur d'un jet ;
- un photon peut se voir attribuer une fausse trace, ou la trace d'une particule chargée voisine.

Dans la sélection di-électron, divers processus sont à l'origine des électrons mal identifiés :

- $W(\rightarrow \ell\nu) + \text{jets}$, avec $\ell = e$ ou $\ell = \tau \rightarrow e$;
- $\gamma + \text{jets}$;
- les événements multijet QCD, pour l'essentiel.

Comme tout bruit de fond instrumental, il est estimé directement à partir des données, car simuler des événements statistiquement très peu probables s'avérerait prohibitif en terme de temps de calcul. Initialement, la méthode d'estimation de ce bruit de fond a été développée dans le cadre de la mesure de la section efficace de production $\sigma_{t\bar{t} \rightarrow e\mu}$ (pour plus de détails, consulter la référence [121]), avec un seul vrai/faux électron dans l'état final. Cette technique a donc été étendue à l'état final di-électron, où l'on peut rencontrer 2 vrais, 1 vrai et 1 faux, ou 2 faux électrons.

Pour discriminer les "vrais" des "faux" électrons, on se base sur la vraisemblance de l'électron, notée *lhood7* car 7 variables interviennent dans sa définition (voir section 4.8). L'évaluation du bruit de fond se déroule en deux étapes :

- tout d'abord, on définit deux échantillons de données orthogonaux, l'un très enrichi en vrais électrons appelé échantillon "Signal", l'autre en faux électrons appelé échantillon "QCD" (les critères de sélection seront explicités dans le paragraphe suivant). Pour chacun des échantillons, on détermine la densité de probabilité en *lhood7*, que l'on notera la suite \mathcal{S} et \mathcal{B} pour les électrons de type "Signal" et "QCD" respectivement. La très nette différence de forme de ces deux distributions de référence (voir figure 6.1) sera exploitée pour séparer les vrais et faux électrons ;
- après cette première phase, on est en mesure d'estimer la contamination en faux électrons d'un lot de données contenant des "candidats électrons". Parmi les candidats se trouvent n_s vrais électrons et n_b faux électrons, dont les variables *lhood7* sont respectivement distribuées selon les densités de probabilité \mathcal{S} et \mathcal{B} . Les contributions n_s et n_b sont déterminées par une méthode de maximum de vraisemblance.

6.1.1 Définition des échantillons "Signal" et "QCD"

Échantillon "Signal"

On peut facilement accéder à un lot de données riche en vrai électrons, grâce à la "chandelle standard" que constitue le processus $Z \rightarrow ee$. On sélectionne exactement deux électrons *top_loose* d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV, dont la masse invariante se situe dans l'intervalle : $70 < M_{ee} < 110$ GeV. Pour réduire la contamination de l'échantillon par des événements QCD, on requiert que les électrons aient des traces associées de charge opposée. On impose enfin que l'énergie transverse manquante soit inférieure à 15 GeV, ce qui permet de rejeter d'éventuels événements $W(\rightarrow e\nu)$ +jets dans lesquels un jet aurait été identifié comme un électron. Puis on choisit aléatoirement un des deux électrons. Si cet électron passe le critère d'identification *top_tight* (*lhood7* > 0.85), alors il est très probable que l'autre électron soit un vrai électron, et que la paire e^+e^- provienne de la désintégration d'un boson Z. Seul le deuxième électron qui n'a pas été interrogé est comptabilisé dans l'échantillon "Signal", afin de ne pas introduire de biais dans la distribution \mathcal{S} de *lhood7*.

Échantillon "QCD"

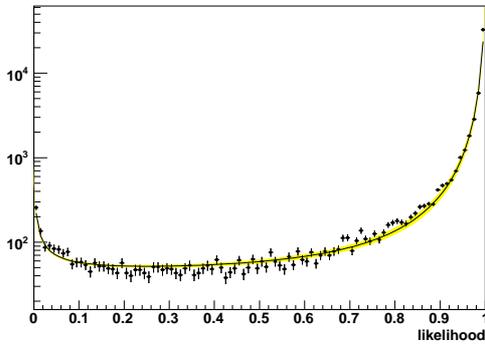
Pour sélectionner des "jets ressemblant à des électrons", on utilise le procédé qui consiste à inverser les critères d'identification des électrons. On demande d'abord que deux objets électromagnétiques soient reconstruits : exactement un électron d'impulsion transverse de plus de 15 GeV satisfaisant les critères *top_loose*, et un dépôt électromagnétique vérifiant : $p_T > 15$ GeV, $HMx7 > 50$, et *lhood7* < 0.2. Afin de supprimer la contamination de l'échantillon "QCD" par des vrais électrons, on impose également que la masse invariante de la paire d'électrons ne soit pas comprise dans l'intervalle [60, 130] GeV (production

résonante $Z/\gamma^* \rightarrow ee$), et $E_T < 15$ GeV. L'échantillon "QCD" est construit à partir de l'ensemble des électrons *top_loose* ainsi sélectionnés, dont la distribution en *hood7* permet de définir la densité de probabilité \mathcal{B} .

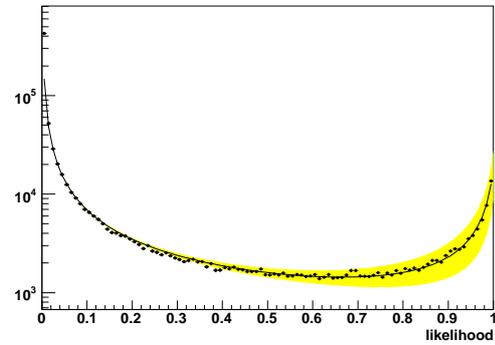
Les distributions en *hood7* des électrons de type "Signal" et "QCD" sont représentées à la figure 6.1. Les densités de probabilité \mathcal{S} et \mathcal{B} sont obtenues en normalisant ces distributions à l'unité. Une même fonction analytique est utilisée pour décrire \mathcal{S} et \mathcal{B} :

$$\mathcal{S}, \mathcal{B}(x) = c_0 \frac{(\alpha_0 - 1)(\mu_0 - x)^{-\alpha_0}}{(\mu_0 - 1)^{1-\alpha_0} - \mu_0^{1-\alpha_0}} + c_1 \frac{(1 - \alpha_1)(\mu_1 + x)^{-\alpha_1}}{(\mu_1 + 1)^{1-\alpha_1} - \mu_1^{1-\alpha_1}} + c_2 \quad (6.1)$$

où x représente la vraisemblance *hood7* de l'électron. La normalisation unitaire des densités de probabilité se traduit par : $c_0 + c_1 + c_2 = 1$.



(a) Distribution inclusive en *hood7* obtenue pour les vrais électrons de l'échantillon "Signal".



(b) Distribution inclusive en *hood7* pour les faux électrons de l'échantillon "QCD".

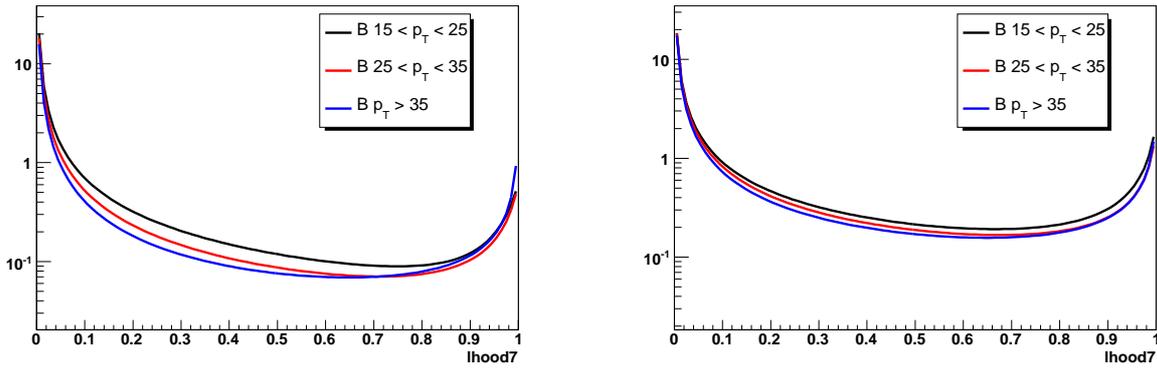
FIGURE 6.1 – Allure de la distribution de vraisemblance pour les vrais et faux électrons. La bande jaune représente l'incertitude statistique sur la fonction d'ajustement. Les régions proches de 0 et de 1 reflètent directement le contenu en faux et vrais électrons respectivement.

Les distributions de la figure 6.1 sont inclusives. Or le taux de mauvaise identification d'un électron dépend a priori de plusieurs facteurs :

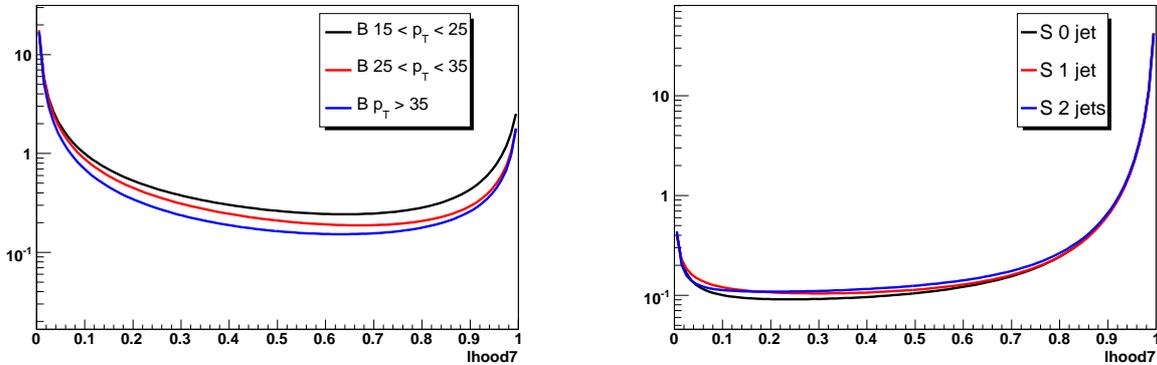
- "l'activité" de l'événement : la probabilité d'associer un dépôt d'énergie dans le calorimètre avec une trace quelconque est d'autant plus grande qu'il y a de particules dans l'état final ;
- l'impulsion du candidat électron : lorsque l'énergie calorimétrique de l'électron est importante, l'association "fortuite" avec une trace se traduit par un rapport $\frac{E_T}{p_T}$ éloigné de 1, donc une faible valeur pour la vraisemblance *hood7*.

C'est pourquoi les distributions \mathcal{S} et \mathcal{B} ont été mesurées en fonction du nombre de jets reconstruits¹ (0 exclusif, 1 exclusif et 2 inclusif), et pour différentes régions en p_T du vrai/faux électron. Elles sont représentées à la figure 6.2. A cause de la taille restreinte de l'échantillon "Signal", seule la dépendance la plus significative a été retenue pour paramétrer \mathcal{S} , à savoir le nombre de jets.

1. La luminosité instantanée constitue également une variable pertinente pour paramétrer l'activité de l'événement. Cependant, étant donné la taille limitée des échantillons sélectionnés, on opte pour une paramétrisation en fonction du nombre de jets reconstruits ($\equiv 3$ bins uniquement).



(a) Ajustement de la distribution $\mathcal{B}(lhood7)$, pour des faux électrons de différents p_T , dans les événements sans jet reconstruit. (b) Ajustement de la distribution $\mathcal{B}(lhood7)$ dans les événements avec 1 jet reconstruit



(c) Ajustement de la distribution $\mathcal{B}(lhood7)$ dans les événements avec au moins 2 jets reconstruits (d) Ajustement de la distribution $\mathcal{S}(lhood7)$ des vrais électrons, pour différentes multiplicités de jets reconstruits. La faible statistique ne permet pas une segmentation en p_T .

FIGURE 6.2 – Densités de probabilité \mathcal{S} et \mathcal{B} normalisées à l'unité, en fonction du nombre de jets reconstruits (\mathcal{S} et \mathcal{B}) et de l'impulsion transverse de l'objet électromagnétique (pour \mathcal{B} uniquement).

6.1.2 Pureté des échantillons "QCD" et "Signal"

Discutons à présent de la pureté des échantillons de référence. La pureté est définie comme la fraction de "faux" (resp. "vrais") électrons dans le lot d'événements "QCD" (resp. "Signal"). La méthode d'estimation des électrons mal identifiés ne sera valide que si la pureté de ces échantillons est proche de 1.

Échantillon "QCD"

Contrairement aux faux électrons qu'il n'est pas possible de simuler, on peut modéliser par la simulation le contenu en vrai électron de l'échantillon "QCD". Il suffit pour cela de "compter" le nombre d'événements $Z \rightarrow ee$, $Z \rightarrow \tau\tau$, $W(\rightarrow e\nu)+jets$, $W(\rightarrow \tau\nu)+jets$, $t\bar{t}$, et diboson (WW, WZ, ZZ), passant les critères de sélection du lot d'événements "QCD". Parmi les $\simeq 80000$ événements du lot de données "QCD", la simulation prédit environ 4000 événements non-QCD (cf figure 6.3(a)). La pureté de l'échantillon est ainsi estimée à $\simeq 95\%$.

Échantillon "Signal"

Contraint d'adopter ici une autre stratégie, l'évaluation du fond "faux électrons" dans l'échantillon "Signal" repose sur l'étude des événements *Same Sign* (SS) et *Opposite Sign* (OS), et exploite la caractéristique suivante : les jets et les photons passant accidentellement les critères d'identification *EMID* ont autant de chances d'être identifiés comme des électrons que comme des positrons. Ce type de faux électrons produit donc autant d'événements OS que SS. Dans le cas d'un électron non-isolé issu de la désintégration semi-leptonique d'un quark lourd, la situation est différente. Après fragmentation, hadronisation et désintégration, un quark b peut engendrer un électron (avec une probabilité p_{e^-}) mais également un positron (avec une probabilité $p_{e^+} \neq p_{e^-}$) du fait des oscillations $B \leftrightarrow \bar{B}$. Par conséquent, un processus $b\bar{b}$ ne contribue pas aux événements SS et OS avec la même probabilité : $P_{SS} = p_{e^-}^2 + p_{e^+}^2$, alors que $P_{OS} = 2p_{e^-} \times p_{e^+}$. Toutefois, on supposera que l'asymétrie SS/OS introduite par ce type de faux électrons reste marginale pour un échantillon qui n'est pas spécifiquement enrichi en saveurs lourdes.

Lorsque l'on applique tous les critères de sélection de l'échantillon "Signal" excepté la condition sur la charge opposée des électrons, on observe un nombre d'événements N_{tot} donné par :

$$N_{tot} = N_{Zee} + N_{QCD} = \underbrace{N_{Zee}^{OS} + N_{QCD}^{OS}}_{N^{OS}} + \underbrace{N_{Zee}^{SS} + N_{QCD}^{SS}}_{N^{SS}} \quad \text{avec} \quad N_{QCD}^{SS} \simeq N_{QCD}^{OS} \equiv \frac{1}{2}N_{QCD} \quad (6.2)$$

Bien que les événements Drell-Yan produisent des paires électron-positron, certains peuvent apparaître comme des événements *Same Sign* à cause d'une reconstruction erronée de la charge de l'électron. Ceci est d'autant plus probable que le rayon de courbure de la trace est grand, c'est-à-dire lorsque l'impulsion de l'électron est grande. Si p désigne la probabilité de mauvaise attribution de la charge, alors la probabilité de sélectionner une paire électron-positron de charge opposée est : $(1-p)^2 + p^2$ (attribution du signe correcte ou incorrecte pour les deux électrons). La probabilité complémentaire d'une détermination incorrecte est donnée par : $2p(1-p)$. On peut donc écrire :

$$N^{OS} = ((1-p)^2 + p^2) N_{Zee} + \frac{1}{2}N_{QCD} \quad \text{et} \quad N^{SS} = 2p(1-p)N_{Zee} + \frac{1}{2}N_{QCD} \quad (6.3)$$

Dans ces équations, on connaît les nombres d'événements de même signe N^{SS} et de signe opposé N^{OS} présent dans l'échantillon "Signal". Par contre, 3 quantités demeurent inconnues : p , N_{QCD} et N_{Zee} . Si l'on s'arrange pour s'affranchir de la contribution QCD ($N_{QCD} = 0$), alors il devient possible de déterminer p :

$$p = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{\frac{N^{OS} - N^{SS}}{N^{OS} + N^{SS}}} \right) \quad (6.4)$$

Pour "s'affranchir de la contribution QCD", on décompose le spectre de masse invariante en deux contributions distinctes :

- la résonance $Z \rightarrow ee$, modélisée par une fonction de *Voigt* ;
- le continuum $Z/\gamma^* \rightarrow ee + QCD$, reproduit par une fonction exponentielle $Ce^{-(x-a)^b}$.

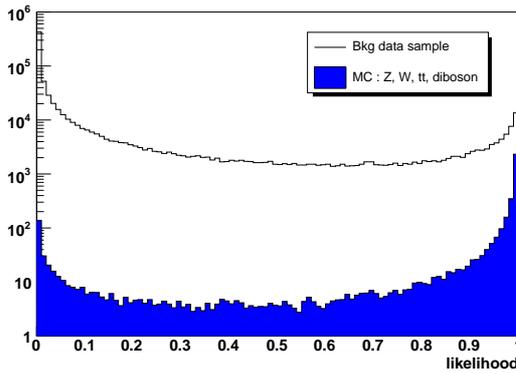
Les figures 6.3(c) et 6.3(d) présentent les deux composantes ainsi obtenues, pour les paires d'électrons de charge opposée et les paires de même charge. On note une asymétrie dans la distribution de masse invariante au voisinage de la résonance. Ceci est attribué au rayonnement de freinage des électrons. Si un électron interagit par diffusion avec la matière en amont du calorimètre, il émet un photon. La masse invariante de la paire d'électrons sera alors inférieure à la masse du boson Z , car l'énergie calorimétrique du photon n'est

pas associée à l'électron. Dans l'échantillon "Signal", on exige seulement que l'un des deux électrons vérifie les critères d'identification *top_tight*, c'est-à-dire que l'on impose $lhood7 > 0.85$ pour un seul électron. Lorsque cette condition est explicitement demandée pour les deux électrons, l'asymétrie dans la distribution M_{ee} est fortement réduite, comme l'indique la figure 6.3(b). On rappelle que la vraisemblance $lhood7$ est construite entre autres à partir de la variable $\frac{E_T}{p_T}$, qui correspond au rapport entre l'énergie transverse mesurée dans le calorimètre et l'impulsion transverse mesurée grâce aux détecteurs de trace. Ainsi, un électron ayant perdu beaucoup d'énergie par rayonnement est susceptible de ne pas satisfaire le critère *top_tight*.

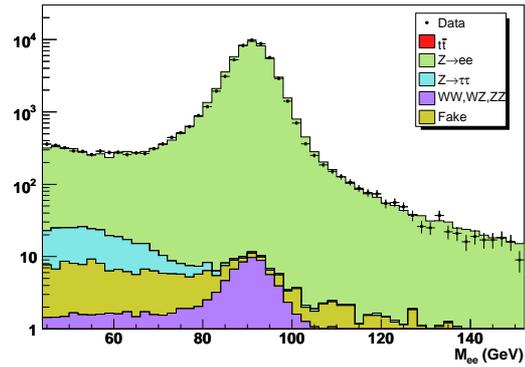
Pour la seule résonance $Z \rightarrow ee$, les nombres d'événements $N^{OS} = 55725$ et $N^{SS} = 2169$ sont calculés comme l'intégrale de la fonction de Voigt pour $80 \leq M_{ee} \leq 100$ GeV. En exploitant l'équation 6.4, on obtient : $p \simeq 1.85\%$. Maintenant que l'on connaît le taux de mauvaise reconstruction de la charge p , il reste à évaluer la contamination en événements multijet dans l'échantillon "Signal" :

$$\frac{1}{2}N_{QCD} = \frac{((1-p)^2 + p^2) N^{SS} - 2p(1-p)N^{OS}}{(1-2p)^2} \simeq 67 \quad (6.5)$$

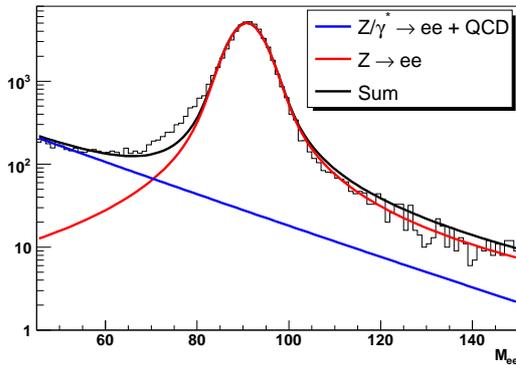
d'où une pureté d'environ 99.8% .



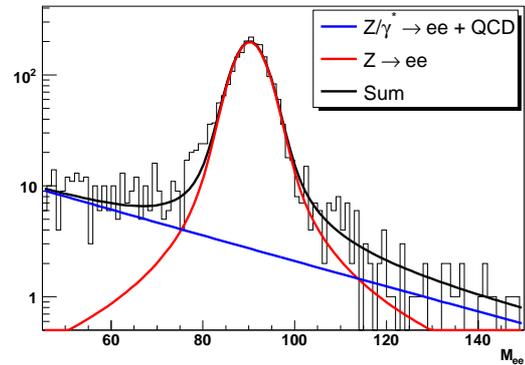
(a) Contribution des processus non-QCD attendue dans l'échantillon "QCD".



(b) Distribution de masse invariante M_{ee} dans la sélection di-électron *top_tight* (OS).



(c) Séparation de la résonance $Z \rightarrow ee$ et du continuum ($Z/\gamma^* \rightarrow ee + QCD$) dans l'échantillon "Signal OS".



(d) Composantes $Z \rightarrow ee$ et ($Z/\gamma^* \rightarrow ee + QCD$) dans l'échantillon "Signal SS".

FIGURE 6.3 – Estimation de la pureté des lots d'événements "Signal" et "QCD".

6.1.3 Extraction du bruit de fond "faux électrons" avec un électron dans l'état final

Pour un groupe de N "candidats électron", les nombres n_s de vrais électrons et n_b de faux électrons sont déterminés grâce à une technique de maximum de vraisemblance étendue et non binée [113, 122]. Une méthode "non binée" signifie "aucune perte d'information" lors de l'estimation paramétrique. Pour présenter cette méthode, considérons une variable aléatoire X qui suit une densité de probabilité $f(x, \theta)$ dont la forme analytique est supposée connue, où $\{x\}$ représente les réalisations possibles de la variable aléatoire X , et θ est un paramètre que l'on souhaite déterminer. La méthode de vraisemblance "classique", par opposition à la méthode "étendue", consiste à réaliser N mesures indépendantes $\{x_1, \dots, x_N\}$ de la grandeur X , puis à maximiser la quantité $\mathcal{L}(\theta)$ par rapport à θ , avec :

$$\mathcal{L}(\theta) = \prod_{i=1}^N f(x_i, \theta) \quad (6.6)$$

Cette méthode suppose que la taille N de l'échantillon est une donnée, dont on ne fait aucun usage lors de l'estimation de θ . En revanche, dans la technique étendue de maximum de vraisemblance, on considère que le nombre d'observations N est lui-même une variable aléatoire, obéissant à une statistique de Poisson. Le résultat de la mesure est maintenant donné par : $\{x_1, \dots, x_N, N\}$. Comme la quantité d'information augmente, on s'attend à réduire la variance sur l'estimation de θ . La fonction de vraisemblance étendue devient :

$$\mathcal{L}(\theta, \nu) = \frac{\nu^N e^{-\nu}}{N!} \prod_{i=1}^N f(x_i, \theta) = \frac{e^{-\nu}}{N!} \prod_{i=1}^N \nu f(x_i, \theta) \quad (6.7)$$

Dans le contexte de l'estimation du bruit de fond "faux électrons", $f(x, \theta)$ représente la densité de probabilité en $hood7(\equiv x)$ des candidats électrons. f s'exprime en fonction des densités de probabilité \mathcal{S} et \mathcal{B} des vrais et faux électrons, et des fractions x_s et x_b de chaque composante :

$$f(hood7, x_s, x_b) = x_s \mathcal{S}(hood7) + x_b \mathcal{B}(hood7) \quad (6.8)$$

Les paramètres inconnus sont les fractions x_s et x_b ($\equiv \theta$). Ces paramètres sont estimés en maximisant la fonction de vraisemblance :

$$\mathcal{L} = \frac{e^{-(n_s+n_b)}}{N!} \prod_{i=1}^N (n_s \mathcal{S}(x_i) + n_b \mathcal{B}(x_i)) \quad (6.9)$$

vis-à-vis de $n_s = \nu x_s$ et $n_b = \nu x_b$. Dans cette expression, x_i désigne la valeur de la variable $hood7$ pour le candidat électron i .

Dans l'analyse, on travaille avec des électrons *top_tight*, pour lesquels $hood7 > 0.85$. Cet échantillon est très pur en vrais électrons. Dans ces conditions, il est rigoureusement impossible pour la technique de vraisemblance de distinguer, dans un intervalle $0.85 \leq hood7 \leq 1$, une distribution de la forme " $n_s \mathcal{S}(x_i) + n_b \mathcal{B}(x_i)$ " où $n_s \gg n_b$, d'une distribution " $N \mathcal{S}(x_i)$ " exclusivement composée de vrais électrons (voir figures 6.1 et 6.2). Ceci explique pourquoi les densités de probabilité \mathcal{S} et \mathcal{B} ont été déterminées dans l'intervalle $0 \leq hood7 \leq 1$ et non pas $0.85 \leq hood7 \leq 1$: il est indispensable d'utiliser toute la gamme en $hood7$ pour contraindre la maximisation de la fonction de vraisemblance. L'estimation des contributions n_s et n_b doit donc être effectuée dans une sélection di-électron *top_loose* et non pas *top_tight*.

6.1.4 Généralisation à l'état final di-électron

La méthode qui vient d'être présentée permet d'estimer le contenu en faux électrons d'un lot de données pourvu que l'on ne trouve qu'un électron par événement. Deux approches peuvent être envisagées pour

traiter le cas de 2 électrons dans l'état final :

- généraliser la fonction de vraisemblance afin de prendre en compte 2 objets par événement :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N (n_s \mathcal{S}(x_1^i) \mathcal{S}(x_2^i) + n_{b_1} \mathcal{S}(x_1^i) \mathcal{B}(x_2^i) + n_{b_2} \mathcal{B}(x_1^i) \mathcal{S}(x_2^i) + n_{b_3} \mathcal{B}(x_1^i) \mathcal{B}(x_2^i)) \frac{e^{-(n_s+n_{b_1}+n_{b_2}+n_{b_3})}}{N!} \quad (6.10)$$

Ici, les nombres de vrais et de faux électrons sont directement donnés par n_s et $n_{b_1} + n_{b_2} + n_{b_3}$ respectivement. N représente le nombre d'événements, et non plus le nombre d'électrons ;

- calculer, événement par événement, la probabilité que l'événement di-électron sélectionné contienne un ou deux faux électrons. Pour déterminer cette probabilité P_{fake} , on utilise la valeur de la vraisemblance $lhoo7$ des deux électrons, ainsi que les densités de probabilité \mathcal{S} et \mathcal{B} .

La deuxième solution a été retenue, car elle se résume à manipuler des événements pondérés, comme on le ferait pour un échantillon simulé (toutefois, une étude comparative préliminaire a montré que les résultats des deux méthodes étaient compatibles à $\simeq 6\%$ près). Le calcul détaillé de P_{fake} figure dans l'annexe B. Dans les grandes lignes, la probabilité P_{fake} d'observer un événement de bruit de fond s'exprime comme :

$$\begin{aligned} P_{fake} &= P_s(e_1)P_b(e_2) + P_b(e_1)P_s(e_2) + P_b(e_1)P_b(e_2) \\ &= 1 - P_s(e_1)P_s(e_2) \end{aligned} \quad (6.11)$$

et fait appel aux probabilités conditionnelles :

$$P_s(e_i) = P(\text{Signal} | lhoo7 = x_i) = \frac{n_s \mathcal{S}(x_i)}{n_s \mathcal{S}(x_i) + n_b \mathcal{B}(x_i)} \quad (6.12)$$

et

$$P_b(e_i) = P(\text{QCD} | lhoo7 = x_i) = \frac{n_b \mathcal{B}(x_i)}{n_s \mathcal{S}(x_i) + n_b \mathcal{B}(x_i)} \quad (6.13)$$

Finalement,

$$P_{fake} = 1 - \frac{n_s \mathcal{S}(x_1)}{n_s \mathcal{S}(x_1) + n_b \mathcal{B}(x_1)} \times \frac{n_s \mathcal{S}(x_2)}{n_s \mathcal{S}(x_2) + n_b \mathcal{B}(x_2)} \quad (6.14)$$

Dans l'équation 6.14,

- $\mathcal{S}(x_i)$ dépend de la multiplicité en jets, et $\mathcal{B}(x_i)$ dépend du p_T de l'électron ainsi que du nombre et de jets reconstruits. Pour mémoire, les densités de probabilités \mathcal{S} et \mathcal{B} ont été déterminées dans les échantillons "Signal" et "QCD" ;
- n_s et n_b correspondent aux nombres de vrais et faux électrons dans la sélection di-électron *top_loose*, estimés par la technique "étendue et non binée" du maximum de vraisemblance. Cette méthode, qui ne gère qu'un électron par événement, traite le lot de N événements di-électron comme un ensemble de $2N$ électrons indépendants, et ne donne accès qu'au nombre de faux électrons. Le nombre de "faux événements", quant-à lui, est obtenu via le calcul de P_{fake} .

L'incertitude δP_{fake} , dont le calcul est détaillé dans l'annexe B, provient de l'incertitude statistique sur n_s et n_b et de l'incertitude statistique sur les fonctions d'ajustement \mathcal{S} et \mathcal{B} . Le résultat de l'estimation des faux électrons sera présenté dans le cadre de l'analyse, au chapitre 7 (ce bruit de fond apparaîtra sous la dénomination "Fake").

6.2 Corrections d'efficacité pour les électrons simulés

Ce que l'on a évoqué au chapitre 5 à propos des efficacités de reconstruction et d'identification des jets s'applique également aux électrons : ε_{reco} et ε_{ID} diffèrent lorsqu'on compare données et simulation. Pour les jets simulés, la correction de l'efficacité de reconstruction est assurée par la procédure $\mathcal{S}\mathcal{R}$, et l'efficacité d'identification est corrigée en supprimant de la simulation l'excès de jets vérifiant les critères d'identification (excès par rapport aux données). Pour les électrons, la correction de ε_{reco} et ε_{ID} relève d'une approche différente. On affecte un poids à l'électron simulé, inférieur ou supérieur à 1 selon que l'efficacité mesurée dans la simulation soit sur-estimée ou sous-estimée par rapport à celle mesurée dans les données.

Les efficacités sont mesurées par une méthode "tag and probe" [123] dans les données et la simulation. Les facteurs de correction d'efficacité ("SF" pour *Scale Factor*) sont calculés comme : $SF(X) = \frac{\varepsilon_{données}(X)}{\varepsilon_{MC}(X)}$ où X désigne la paramétrisation choisie pour les efficacités. Pour les jets, les efficacités ε_{reco} et ε_{ID} sont paramétrées en fonction de η_{det} et p_T . Dans le cas des électrons, les variables les plus pertinentes sont (η_{det}, ϕ_{det}) de par leur signification géométrique : périodicité des modules calorimétriques et localisation des zones non-instrumentées pour ϕ , quantité de matière en amont du calorimètre pour η . D'autre part, les efficacités et les rapports d'efficacité données/simulation (voir figure 6.4) dépendent :

- de l'impulsion transverse de l'électron ;
- de la luminosité instantanée : un électron aura d'autant plus de difficulté à satisfaire le critère d'isolation calorimétrique que le nombre d'interactions $p\bar{p}$ par croisement de paquets sera élevée ;
- du nombre de jets dans l'événement, ou plus précisément, de la distance $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\Phi^2}$ entre l'électron et le jet reconstruit le plus proche (influence également l'isolation calorimétrique) ;
- de la position longitudinale PV_z du vertex primaire, pour des raisons d'angle solide et d'efficacité de reconstruction de traces à grande rapidité.

Dans les sections suivantes, nous allons présenter une méthode de correction d'efficacité permettant de prendre en compte ces différentes dépendances et nous en exposerons l'intérêt.

6.2.1 Corrections d'efficacité : du $Z \rightarrow ee$ au $t\bar{t}$

Les mesures d'efficacité de reconstruction et d'identification des électrons sont effectuées dans des événements $Z \rightarrow e^+e^-$. Ainsi "par construction", dans un environnement $Z \rightarrow e^+e^-$, l'efficacité corrigée pour un électron simulé est très proche de l'efficacité mesurée dans les données. Mais il est légitime de s'interroger sur la validité de ce résultat lorsqu'on considère des processus de topologie différente, comme $t\bar{t} \rightarrow e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_e b\bar{b}$.

Supposons dans un premier temps que l'efficacité dépende des variables (η, ϕ, X) , avec l'hypothèse que X est indépendante de (η, ϕ) . Le terme "efficacité" désigne ici indistinctement ε_{reco} ou ε_{ID} . Sous cette hypothèse d'indépendance, on est en droit de factoriser :

$$\varepsilon_{MC}(\eta, \phi, X) = \varepsilon_{MC}(\eta, \phi) \varepsilon_{MC}(X) \quad (6.15)$$

Les efficacités mesurées et certifiées par le groupe *EMID* [123] sont paramétrées en fonction d'une, voire deux variables. Une paramétrisation faisant intervenir 3 variables n'est plus pertinente étant donnée la statistique limitée du lot de données. Dans cette discussion, on notera $\hat{\varepsilon}$ l'efficacité obtenue pour un certain choix de paramétrisation, et ε la "vraie" efficacité, qui ne préjuge d'aucun choix de paramétrisation. Si l'on

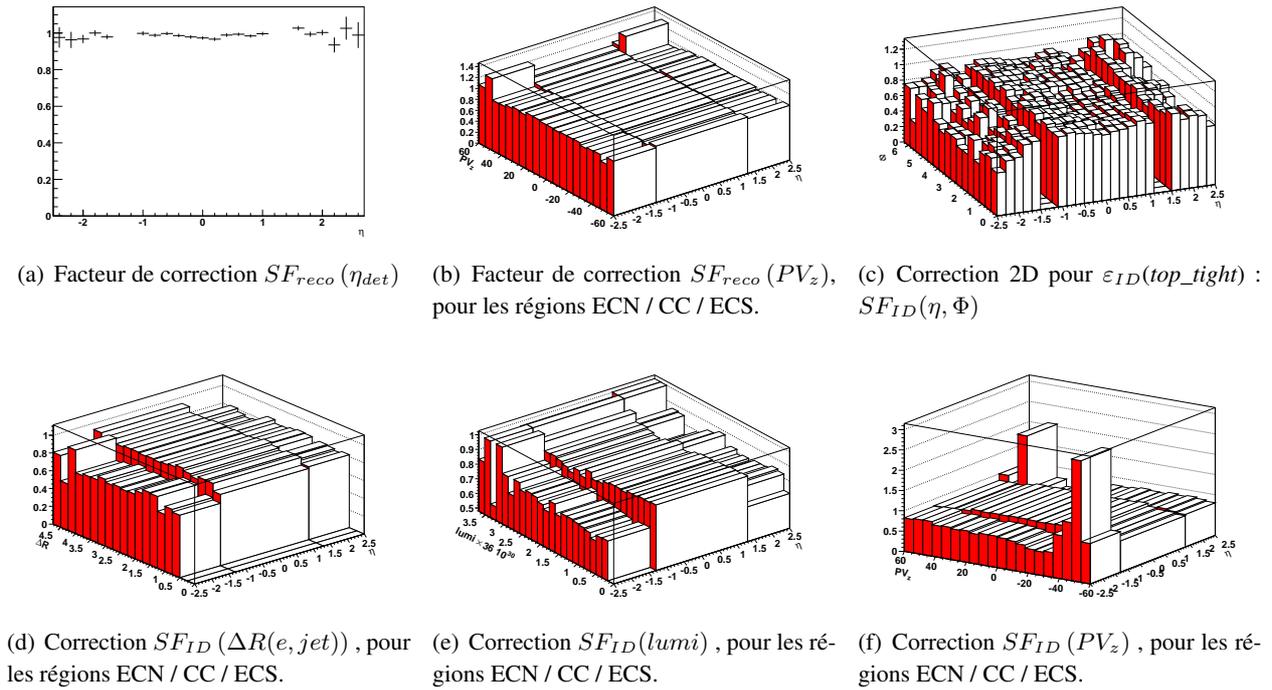


FIGURE 6.4 – Facteurs de correction pour les efficacités de reconstruction et d'identification des électrons, pour différents choix de paramétrisation [123]. Les efficacités et corrections d'efficacité d'identification sont relatives aux critères d'identification *top_tight*. Les irrégularités observées à grande luminosité dans la figure 6.4(e) sont imputées à des fluctuations statistiques. Dans la figure 6.4(f), les deux pics situés dans les régions $(\eta, PV_z) \simeq (-2.5, -60 \text{ cm})$ et $(\eta, PV_z) \simeq (2.5, 60 \text{ cm})$ sont associés à des électrons qui sortent de l'acceptance géométrique du détecteur de traces.

décide par exemple d'étudier l'efficacité dans la simulation en fonction de (η, ϕ) , alors :

$$\begin{aligned}
 \hat{\varepsilon}_{MC}^{Zee}(\eta, \phi) &= \int \varepsilon_{MC}(\eta, \phi, X) f_{Zee}(X) dX \\
 &= \varepsilon_{MC}(\eta, \phi) \int \varepsilon_{MC}(X) f_{Zee}(X) dX \\
 &= \varepsilon_{MC}(\eta, \phi) \times \langle \varepsilon_{MC}(X) \rangle_{Zee}
 \end{aligned} \tag{6.16}$$

où $f_{Zee}(X)$ est la densité de probabilité du processus $Z \rightarrow ee$ en fonction de X . Pour simplifier le propos, les sommes discrètes sont remplacées par des intégrales, ce qui suppose implicitement de raisonner sur une statistique infinie. De la même manière,

$$\hat{\varepsilon}_{MC}^{Zee}(X) = \varepsilon_{MC}(X) \times \langle \varepsilon_{MC}(\eta, \phi) \rangle_{Zee} \tag{6.17}$$

On remarque que les efficacités $\hat{\varepsilon}$ fournies par le groupe *EMID* portent la "connotation $Z \rightarrow ee$ ", via la densité de probabilité f_{Zee} figurant dans l'intégrale. Par conséquent, pour les événements $t\bar{t}$, si les densités de probabilité $f_{t\bar{t}}$ et f_{Zee} diffèrent notablement, alors les efficacités $\hat{\varepsilon}$ seront également différentes. Dans les équations 6.16 et 6.17, on a uniquement accès à l'efficacité que l'on mesure, à savoir $\hat{\varepsilon}$. On ne connaît pas séparément la "vraie efficacité" ε et la composante $\langle \varepsilon \rangle_{Zee}$. Pour passer outre cette difficulté, on a besoin de la valeur moyenne de l'efficacité $\bar{\varepsilon}_{MC}^{Zee}$, pour un électron $Z \rightarrow ee$ simulé ($\hat{\varepsilon}$ moyennée sur toutes les variables) :

$$\bar{\varepsilon}_{MC}^{Zee} = \langle \hat{\varepsilon}_{MC}^{Zee}(X) \rangle_{Zee} = \langle \hat{\varepsilon}_{MC}^{Zee}(\eta, \phi) \rangle_{Zee} = \langle \varepsilon_{MC}(\eta, \phi) \rangle_{Zee} \times \langle \varepsilon_{MC}(X) \rangle_{Zee} \quad (6.18)$$

On peut maintenant réexprimer l'efficacité "vraie" ε (indépendante du choix de paramétrisation) en fonction des efficacités paramétrées $\hat{\varepsilon}$ et de l'efficacité moyenne $\bar{\varepsilon}$:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{MC}(\eta, \phi, X) &= \varepsilon_{MC}(\eta, \phi) \varepsilon_{MC}(X) \\ &= \frac{\hat{\varepsilon}_{MC}^{Zee}(\eta, \phi)}{\langle \varepsilon_{MC}(X) \rangle_{Zee}} \times \frac{\hat{\varepsilon}_{MC}^{Zee}(X)}{\langle \varepsilon_{MC}(\eta, \phi) \rangle_{Zee}} = \frac{\hat{\varepsilon}_{MC}^{Zee}(\eta, \phi) \hat{\varepsilon}_{MC}^{Zee}(X)}{\bar{\varepsilon}_{MC}^{Zee}} \end{aligned} \quad (6.19)$$

Évidemment, ce raisonnement s'applique aussi bien à ε_{MC} qu'à $\varepsilon_{données}$, d'où le résultat pour les facteurs de correction d'efficacité :

$$SF(\eta, \phi, X) = \hat{SF}^{Zee}(\eta, \phi) \times \hat{SF}^{Zee}(X) \times \frac{\bar{\varepsilon}_{MC}^{Zee}}{\bar{\varepsilon}_{données}^{Zee}}, \quad \text{avec} \quad \hat{SF}(X) = \frac{\hat{\varepsilon}_{Zee}^{données}(X)}{\hat{\varepsilon}_{Zee}^{MC}(X)} \quad (6.20)$$

Dans le cas d'une efficacité dépendant de (η, ϕ) et de N autres variables indépendantes 2 à 2, la généralisation est immédiate :

$$SF(\eta, \phi, X_1, \dots, X_N) = \hat{SF}^{Zee}(\eta, \phi) \prod_{i=1}^N \hat{SF}^{Zee}(X_i) \left(\frac{\bar{\varepsilon}_{MC}^{Zee}}{\bar{\varepsilon}_{données}^{Zee}} \right)^N \quad (6.21)$$

En conclusion, il est possible d'établir une correction d'efficacité $SF(\eta, \phi, X_1, \dots, X_N)$ indépendante du processus $Z \rightarrow ee$, à partir de corrections \hat{SF}^{Zee} mesurées dans l'environnement $Z \rightarrow ee$. Ce résultat repose sur l'hypothèse que les variables $\{X_i\}$ sont indépendantes 2 à 2, et que l'on corrige l'efficacité vis-à-vis de toutes les variables dont ε dépend.

6.2.2 La correction d'efficacité en pratique

Les variables retenues pour construire la correction multi-dimensionnelle $SF(\eta, \phi, X_1, \dots, X_N)$ sont :

- pour l'efficacité de reconstruction : η, PV_z ;
- pour l'efficacité d'identification : $(\eta, \phi), \Delta R(e, jet)$, luminosité instantanée, PV_z .

La dépendance en fonction de l'impulsion transverse de l'électron n'est pas prise en compte dans la correction d'efficacité, et sera traitée en tant qu'incertitude systématique (voir paragraphe 7.10.6).

Considérons le cas simple où l'efficacité dépend uniquement de 2 variables (η, ϕ) . Après correction, l'efficacité moyenne mesurée dans la simulation pour les électrons du $Z \rightarrow ee$ devient :

$$\int \varepsilon_{MC}(\eta, \phi) \hat{SF}(\eta, \phi) f_{Zee}(\eta, \phi) d\eta d\phi = \langle \varepsilon_{Zee}^{données} \rangle, \quad \hat{SF}(\eta, \phi) = \frac{\hat{\varepsilon}_{Zee}^{données}(\eta, \phi)}{\hat{\varepsilon}_{Zee}^{MC}(\eta, \phi)} \quad (6.22)$$

Si l'efficacité dépend maintenant d'une troisième variable X , indépendante de (η, ϕ) , la factorisation des dépendances en (η, ϕ) et en X permet d'écrire :

$$\int \varepsilon_{MC}(\eta, \phi) \hat{SF}(\eta, \phi) f_{Zee}(\eta, \phi) d\eta d\phi \times \underbrace{\int \varepsilon_{MC}(X) \frac{\hat{SF}(X)}{\lambda_X} f_{Zee}(X) dX}_{=1} = \langle \varepsilon_{Zee}^{données} \rangle \quad (6.23)$$

La constante λ_X est introduite pour préserver la normalisation, au passage " $2D(\eta, \phi) \rightarrow 3D(\eta, \phi, X)$ ". Plus généralement, pour chaque correction d'efficacité que l'on applique en plus de la correction nominale (η, ϕ) , il est nécessaire d'évaluer une telle constante λ_X .

En ce qui concerne les corrections d'efficacité dépendant de la luminosité instantanée et de PV_z , la situation est légèrement différente. Les densités de probabilité $f_{Zee}(lumi)$ et $f_{Zee}(PV_z)$ que l'on utilise dans la simulation ne permettent pas de reproduire les distributions en luminosité et en PV_z observées dans les données. La simulation est corrigée en conséquence par l'intermédiaire de fonctions de pondération $\omega(lumi)$ et $\omega(PV_z)$ décrites respectivement dans les paragraphes 7.4 et 7.5. Au niveau des corrections d'efficacité, ceci entraîne :

$$\int \varepsilon_{MC}(PV_z) \frac{\widehat{SF}(PV_z)}{\lambda_{PV_z}} \omega(PV_z) f_{Zee}(PV_z) dPV_z = 1 \quad (6.24)$$

et

$$\int \varepsilon_{MC}(lumi) \frac{\widehat{SF}(lumi)}{\lambda_{lumi}} \frac{\omega(lumi)}{\langle \omega(lumi) \rangle_{dq}} f_{Zee}(lumi) dlumi = 1 \quad (6.25)$$

Dans le paragraphe 7.4 dédié à la correction du profil de luminosité instantanée, il apparaîtra que la valeur moyenne $\langle \omega(lumi) \rangle_{dq}$ de la correction de pondération devient inférieure à 1 une fois que l'on rejette les événements affectés par un bruit calorimétrique (" dq " pour "*data quality*"). Cette caractéristique provient de la corrélation entre un bruit calorimétrique appelé *coherent noise* et la luminosité instantanée. Afin de ne pas "absorber" cette information dans le facteur de normalisation λ_{lumi} , on divise explicitement la correction de pondération $\omega(lumi)$ par la valeur moyenne $\langle \omega(lumi) \rangle_{dq}$.

En résumé, par l'intermédiaire d'une correction multi-dimensionnelle, nous avons établi une méthodologie permettant de corriger l'efficacité d'identification des électrons qui est valable quelque soit le processus simulé. Cette technique sera mise à profit dans l'analyse.

6.3 Recalibration de l'énergie de l'électron dans la simulation

Lorsque l'on compare les distributions de masse invariante dans les données et la simulation, on constate une différence au niveau de la masse et la largeur de la résonance $Z \rightarrow ee$ (voir figure 6.5). Ce désaccord est attribué à une calibration imparfaite de l'énergie de l'électron dans la simulation.

L'énergie E et la résolution en énergie $\sigma(E)$ que l'on mesure pour un électron simulé sont conditionnées par la description de l'interaction entre l'électron et la matière du détecteur ainsi que la modélisation du détecteur. Avant toute correction, les énergies mesurées après reconstruction dans la simulation sont moins dispersées que dans les données. C'est pourquoi on fait appel à la procédure de *smearing* [124], qui consiste à faire fluctuer aléatoirement l'énergie reconstruite de l'électron dans la simulation, afin de dégrader la résolution. Les résultats quelque peu "décevants" présentés à la figure 6.5 s'expliquent par le fait que les paramètres du *smearing* ont été déterminés au début du Run II, sur un échantillon de données de faible statistique. Afin de mieux reproduire la distribution en masse invariante, la correction de *smearing* a été mise à jour en utilisant toute la statistique accumulée au *Run IIa* ($\sim 1fb^{-1}$).

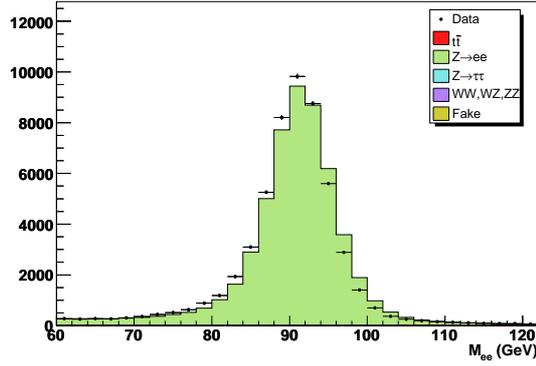


FIGURE 6.5 – Masse invariante reconstruite dans les données et la simulation, pour la sélection di-électron *top_tight*. L'énergie des électrons simulés a été dégradée par la procédure de *smearing* officielle implémentée dans le code de reconstruction [124].

Dans les données comme dans la simulation, la résolution (gaussienne) en énergie du calorimètre suit une loi du type (voir section 3.2.4) :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = C \oplus \frac{S}{\sqrt{E}} \oplus \frac{N}{E} \quad (6.26)$$

Dégrader la résolution dans la simulation signifie augmenter l'écart-type σ de la gaussienne, de façon à obtenir une résolution $\sigma_{smearred} = \sigma \oplus \delta\sigma$. Ceci revient à convoluer la résolution "naturelle" par une gaussienne de largeur $\delta\sigma$. L'ajustement de l'étalonnage en énergie dans la simulation est basée sur des électrons de grande impulsion du processus $Z \rightarrow ee$. C'est pourquoi on ne considérera pour $\delta\sigma(E)$ que le comportement asymptotique à grande énergie : $\frac{\delta\sigma(E)}{E} \sim c$.

Comme évoqué précédemment, non seulement la largeur mais également la position de la résonance $Z \rightarrow ee$ doivent être ajustées dans la simulation. La correction de *smearing* fait donc intervenir finalement deux paramètres, et peut se mettre sous la forme :

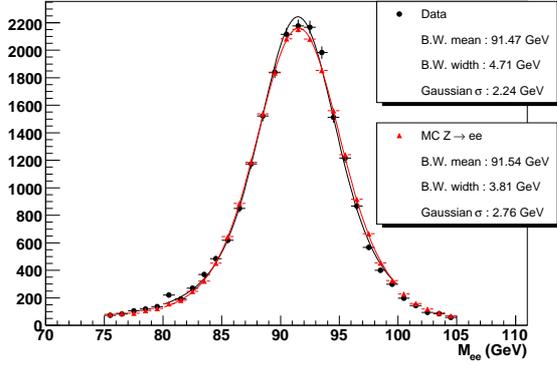
$$E_{smearred} = E (\alpha + \mathcal{G}(0, \alpha.\beta)) \quad (6.27)$$

α est le paramètre corrigeant l'échelle en énergie, et β contrôle la dégradation de la résolution. Étant donné que la résolution en énergie dépend de la zone du calorimètre dans laquelle est reconstruit l'électron, (α, β) sont déterminés séparément pour les régions CC et EC, en distinguant de plus les régions "fiducielles" (i.e. "bien instrumentées") et "non fiducielles" ("mal instrumentées") du calorimètre central. On considère qu'un électron est situé dans une zone fiducielle s'il est suffisamment proche du centre du détecteur ($|z| < 115$ cm), et suffisamment éloigné d'un "crack en ϕ "² ($\phi_{det} \notin [-0.02, 0.02]$, modulo $\frac{2\pi}{32}$).

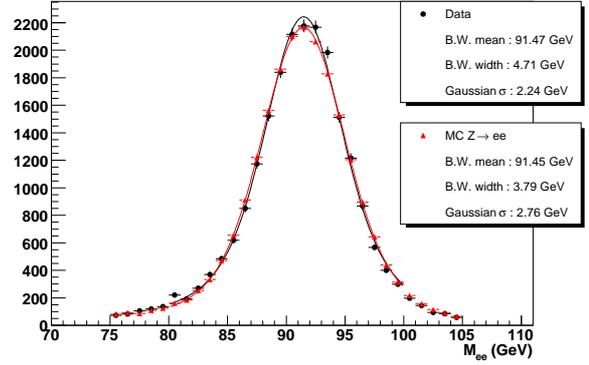
On balaye l'espace des paramètres, en cherchant à maximiser la "compatibilité" des distributions de masse invariante entre données et simulation, au sens du test de Kolmogorov-Smirnov. Cette compatibilité est évaluée dans l'intervalle : $M_{ee} \in [75, 105]$ GeV. On procède de manière séquentielle :

2. Le calorimètre central est segmenté en 32 modules identiques, de couverture angulaire $\frac{2\pi}{32}$ dans le plan transverse. La frontière entre 2 modules est appelée "crack en ϕ ".

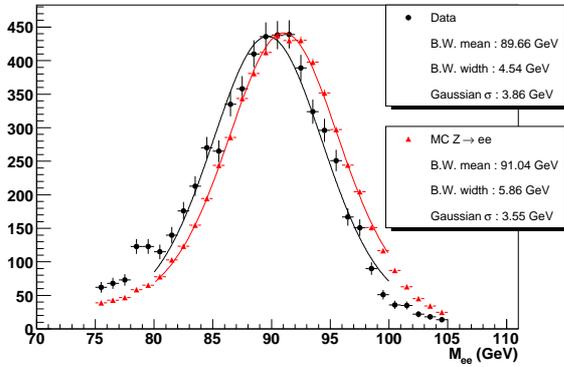
- tout d'abord, les paramètres de *smearing* sont estimés pour la région fiducielle du calorimètre central. On compare pour cela les distributions de masse invariante obtenues dans les données et la simulation, lorsque les deux électrons sont reconstruits dans des zones "CC(fid.)";
- on sélectionne ensuite les configurations CC(fid.)–CC(non fid.). On cherche (α, β) pour les électrons de la région non fiducielle du calorimètre central, en utilisant les paramètres précédemment déterminés pour les électrons CC(fid.);
- enfin, la correction de *smearing* est mesurée pour les électrons EC, en utilisant les topologies CC–EC (ici, l'électron CC peut indistinctement se trouver dans une région fiducielle ou en dehors).



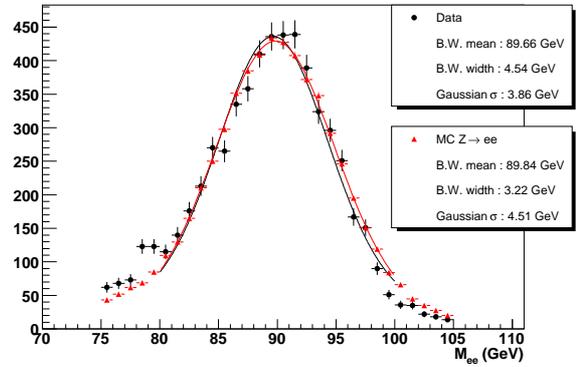
(a) M_{ee} pour la configuration CC(fid.)–CC(fid.), sans *smearing* dans la simulation.



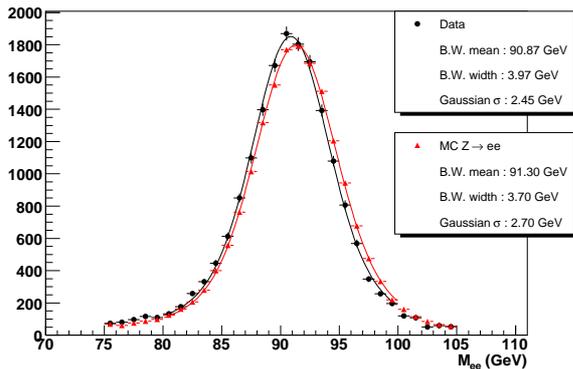
(b) M_{ee} pour la configuration CC(fid.)–CC(fid.), avec *smearing* dans la simulation.



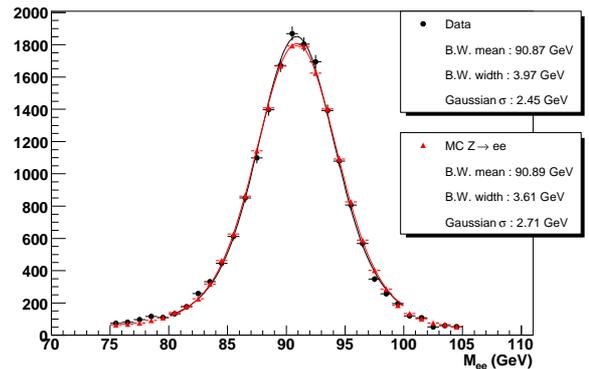
(c) M_{ee} pour la configuration CC(fid.)–CC(non-fid.), sans *smearing* dans la simulation.



(d) M_{ee} pour la configuration CC(fid.)–CC(non-fid.), avec *smearing* dans la simulation.



(e) M_{ee} pour la configuration CC–EC, sans *smearing* dans la simulation.



(f) M_{ee} pour la configuration CC–EC, avec *smearing* dans la simulation.

FIGURE 6.6 – Distributions de masse invariante dans les données et la simulation, avec et sans *smearing* de l'énergie de l'électron dans la simulation. On distingue les configurations pour lesquelles l'électron est reconstruit dans la partie centrale du calorimètre, dans une région fiducielle (CC fid.), ou en dehors (CC non-fid.), ou bien dans un End Cap (EC).

Les couples de paramètres (α, β) qui maximisent la compatibilité données/simulation sont reportés dans le tableau 6.1. La figure 6.6 illustre le résultat de la "recalibration" de l'énergie des électrons. Les fonctions d'ajustement superposées aux points de mesure sont le résultat d'un produit de convolution entre une fonction de Breit-Wigner et une distribution gaussienne. Elles permettent de contrôler les performances de la recalibration, mais ne jouent aucun rôle dans la détermination de (α, β) .

Configuration	CC(fid.)–CC(fid.)	CC(fid.)–CC(non-fid.)	CC–EC
α	0.999	0.975	0.994
β (GeV)	0.0005	0.03	0.0005

TABLE 6.1 – Valeur des paramètres de *smearing* pour différentes configurations cinématiques.

En conclusion, la recalibration de l'énergie des électrons donne satisfaction dans la mesure où la distribution de masse invariante dans la simulation est en meilleur accord avec la distribution observée dans les données. Elle sera donc utilisée dans l'analyse. D'autre part, la figure 6.7 confirme que pour les électrons EC, l'effet du *smearing* dans la configuration EC–EC est conforme aux résultats observés dans la topologie CC–EC.

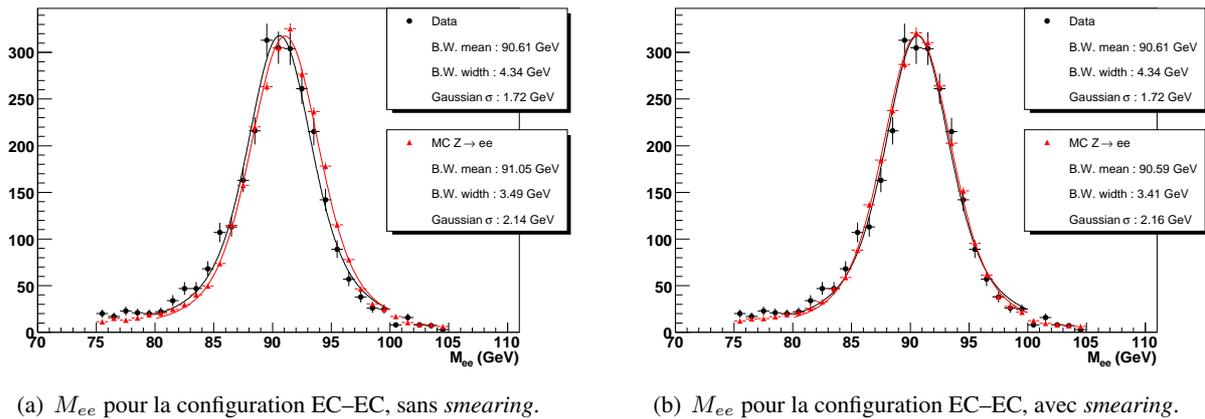


FIGURE 6.7 – Vérification des performances du *smearing* dans la configuration EC–EC.

Chapitre 7

Mesure de la section efficace de production de paires de top dans le canal di-électron

Nous allons maintenant présenter la mesure de la section efficace $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})$ dans l'état final di-électron. Celle-ci a été effectuée sur un échantillon de données de $\mathcal{L} \simeq 1 \text{ fb}^{-1}$ enregistré par le détecteur DØ. Les bases de la sélection di-électron ont été discutées dans le chapitre 6 (bruit de fond passant les critères d'identification des électrons dans les données, principales corrections appliquées aux électrons simulés). Dans ce chapitre nous évoquerons notamment la question du déclenchement sur le signal $t\bar{t} \rightarrow ee + X$, et nous exposerons les différentes corrections qui sont appliquées à la simulation dans le but de reproduire plus fidèlement les données. La phase d'optimisation de la sélection sera ensuite décrite, pour enfin aboutir à la mesure de la section efficace et à l'évaluation des incertitudes systématiques associées. Ce résultat sera interprété pour extraire la valeur de la masse du quark top.

7.1 Données et luminosité associée

L'échantillon de données utilisé dans cette analyse regroupe l'ensemble des données collectées par le détecteur DØ entre le 19 avril 2002 et le 22 février 2006. Cette période de prise de données est aussi appelée *RunIIa*. Afin de réduire la taille des lots de données destinés aux analyses, une présélection est établie par le *Common Sample Group* [125] selon des critères peu sélectifs adaptés à la nature des états finals étudiés. Cette analyse se base sur l'échantillon "*2EMhighpt*", dans lequel les événements contiennent systématiquement deux objets électromagnétiques, i.e. des photons ou des électrons/positrons, de grande impulsion transverse : $p_T > 12 \text{ GeV}$. Pour des raisons "historiques", le lot complet est divisé en trois sous-ensembles nommés *2EMhighpt_PASS3_p17.09.XX*, avec $XX = 03, 06, 06b$ (voir tableau 7.1). La distinction provient uniquement des versions utilisées pour le code de reconstruction.

La "quantité" de données contenue dans un échantillon est caractérisée par la valeur de la luminosité intégrée $\mathcal{L}_{\text{données}}$. C'est une caractéristique intrinsèque du lot de données, contrairement au nombre d'événements qui lui, dépend des critères de sélection. La luminosité intégrée de l'échantillon analysé est définie comme l'intégrale de la luminosité instantanée (mesurée par les luminomètres, voir section 3.2.6) depuis avril 2002 jusqu'à février 2006. Bien qu'elle constitue une information intrinsèque, la luminosité intégrée dépend directement des conditions de déclenchement choisies pour l'analyse de physique : tous les *triggers* ne sont pas susceptibles de "voir" la même luminosité. En effet, pour éviter de saturer la bande passante par des déclenchements moins prioritaires du point de vue de la physique, particulièrement à haute luminosité,

TABLE 7.1 – Nombres d'événements contenus dans les différents sous-échantillons de données analysés.

Lot de données	Nombre d'événements
CSG_CAF_2EMhighpt_PASS3_p17.09.03	29480209
CSG_CAF_2EMhighpt_PASS3_p17.09.06	2794319
CSG_CAF_2EMhighpt_PASS3_p17.09.06b	2475602
Total	35750130

on adjoint un *prescale* \mathcal{P} à certains *triggers*, pour lesquels on n'enregistre qu'un événement sur \mathcal{P} déclenchements. Le "temps mort" augmente avec \mathcal{P} , ce qui réduit d'autant la luminosité intégrée "vue" par le *trigger*.

Dans l'analyse, on utilise simultanément un grand nombre de *triggers* afin de maximiser l'efficacité de déclenchement (voir section suivante). Ceci assure qu'à chaque instant, il existe au moins un *trigger* sans *prescale*. Autrement dit, l'analyse est sensible à la totalité de la luminosité intégrée enregistrée par le détecteur. C'est pourquoi en pratique, pour calculer la luminosité intégrée totale, on fait appel à un seul *trigger* dont le *prescale* vaut constamment 1. Il s'agit du *trigger* jet JT_125TT : son seuil de déclenchement élevé (125 GeV sur l'énergie transverse d'un jet au niveau 3) garantit une fréquence de déclenchement suffisamment faible pour ne pas définir de *prescale*. Le logiciel qui permet d'extraire la luminosité est appelé "*lm_tools*". La luminosité intégrée totale de l'échantillon de données est de 1074 pb^{-1} , et est connue à 6.1% près [77].

Le tableau 7.2 mentionne plusieurs types de luminosité intégrée :

- "délivré" : luminosité fournie par le Tevatron ;
- "enregistré" : pour une quantité fixée de protons et d'antiprotons initialement injectée dans le Tevatron, la luminosité instantanée mesurée au point de collision décroît exponentiellement avec le temps. La prise de données est segmentée en *runs*, ce qui permet d'optimiser la fréquence de déclenchement par rapport à la luminosité instantanée, à chaque nouveau *run*. Au cours d'une transition entre deux *runs*, les collisions ne peuvent être enregistrées par le système d'acquisition ;
- "analysable" : une partie des données est enregistrée alors qu'un sous-détecteur est affecté par un dysfonctionnement. Ces données ne sont pas utilisées pour les analyses de physique.

 TABLE 7.2 – Luminosité intégrée du lot de données *2EMhighpt*, en pb^{-1} , pour les différentes versions de la liste de *triggers*. L'incertitude systématique sur la mesure de la luminosité est de 6.1% .

Version liste <i>triggers</i>	Date		Délivré	Enregistré	Analysable
v14	juin 2005	22 février 2006	416.8	389.1	334.5
v13	juin 2004	juin 2005	463.5	426.0	378.7
v12	juillet 2003	juin 2004	277.1	255.2	232.0
v9-v11	octobre 2002	juillet 2003	148.6	135.5	101.6
v8	19 avril 2002	octobre 2002	42.6	33.5	27.0
Total			1348.6	1239.3	1073.7

7.2 Déclenchement sur les événements $t\bar{t} \rightarrow e^+e^-b\bar{b}\nu_e\bar{\nu}_e$

L'objectif du système de déclenchement consiste à établir un premier niveau de rejection de bruit de fond tout en garantissant une inefficacité de sélection aussi faible que possible pour le signal. Dans le cas d'un signal $t\bar{t} \rightarrow e^+e^-b\bar{b}\nu_e\bar{\nu}_e$, l'état final est composé de 2 électrons et 2 jets de grande impulsion transverse, ainsi que d'une quantité substantielle d'énergie transverse manquante. Un *trigger* di-électron paraît approprié, mais les seuils de déclenchement relativement élevés sont susceptibles d'engendrer une perte d'efficacité notable pour le signal. C'est pourquoi on opte pour des *triggers* dont le déclenchement ne nécessite qu'un seul électron, car ils offrent une meilleure efficacité à seuil de déclenchement égal.

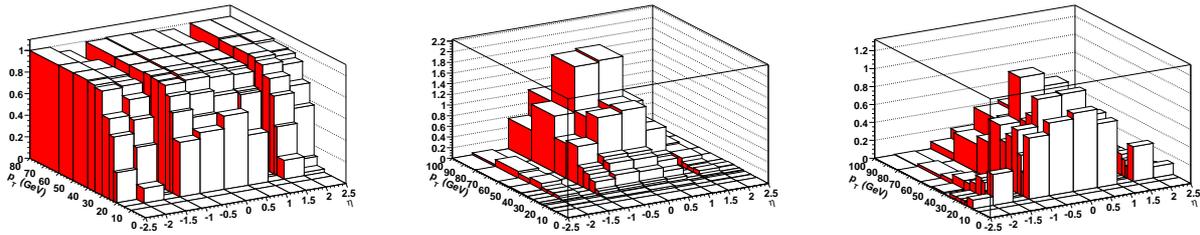
Pour s'en convaincre, on peut par exemple comparer un *trigger* mono-électron et un *trigger* di-électron, respectivement déclenchés en présence d'un et de deux électrons d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV. Pour simplifier le propos, on considère un processus dans lequel les 2 électrons de l'état final ont le même p_T . Si l'on note p la probabilité qu'un électron soit reconstruit au-dessus du seuil de 15 GeV, alors les probabilités de déclenchement pour ces deux *triggers* s'écrivent :

- p^2 , pour le *trigger* di-électron : les 2 électrons doivent satisfaire simultanément les conditions de déclenchement ;
- $1 - (1 - p)^2$, dans le cas du *trigger* mono-électron : le *trigger* n'est pas déclenché uniquement si les deux électrons ne franchissent pas le seuil.

Comme $p < 1$, on a bien : $1 - (1 - p)^2 > p^2$. Certes, un *trigger* mono-électron risque de rejeter moins efficacement les événements multijet QCD qu'un *trigger* di-électron, mais cette situation est acceptable dans la mesure où les critères choisis pour l'identification des électrons reconstruits sont très sélectifs et suppriment fortement la contribution QCD.

Afin de maximiser l'efficacité de déclenchement, on utilise un "OU logique" de plusieurs *triggers* mono-électron, ayant des critères et des seuils de déclenchement différents. Il suffit qu'un électron satisfasse les conditions d'un seul *trigger* pour que l'événement soit retenu. Les efficacités de déclenchement pour ce "OU logique" sont mesurées dans un lot de données $Z \rightarrow ee$ grâce à une méthode *tag and probe* [126], et paramétrées en fonction de (η_{det}, p_T) . Elles sont évaluées pour différentes périodes de prise de données, car les conditions de déclenchement sont réajustées régulièrement, en raison de l'amélioration des performances du Tevatron et de l'augmentation de la luminosité instantanée. Au total, près de 200 *triggers* sont utilisés dans l'analyse. La figure 7.1(a) représente l'efficacité de déclenchement pour la période "v14", i.e. pour les données les plus récentes analysées dans ce manuscrit.

Les objets identifiés comme des électrons par le système de déclenchement ne sont pas nécessairement reconnus comme tels après reconstruction complète de l'information calorimétrique, et vice versa. Dans l'analyse, on demande explicitement que l'objet ayant déclenché le *trigger* soit associé à un électron reconstruit. Dans l'expérience DØ, le système de déclenchement ne fait pas partie de la chaîne de simulation. Contrairement aux autres efficacités qui sont mesurées dans les données et la simulation, puis corrigées par les rapports d'efficacité $\varepsilon_{données}/\varepsilon_{MC}$, les efficacités de déclenchement mesurées dans les données sont directement appliquées dans la simulation, sous forme de poids. Pour les événements $t\bar{t} \rightarrow e^+e^-b\bar{b}\nu_e\bar{\nu}_e$, l'efficacité de déclenchement ainsi estimée est de l'ordre de 99.3%.



(a) Efficacités de déclenchement pour la période "v14", en fonction de (η, p_T) . (b) Spectre en (η, p_T) de l'électron le plus énergétique dans le processus $t\bar{t} \rightarrow ee + X$. (c) Spectre en (η, p_T) du second électron dans le processus $t\bar{t} \rightarrow ee + X$.

FIGURE 7.1 – Efficacités de déclenchement mesurées dans les données, et distribution en (η, p_T) pour les électrons du signal $t\bar{t}$.

7.3 Efficacité de sélection associée à la qualité des données calorimétriques

L'unité indivisible de mesure de la luminosité est appelée le *luminosity bloc*, et correspond à 60 secondes de prise de données. Lorsqu'un sous-détecteur est affecté par un dysfonctionnement, la totalité des événements contenus dans le ou les *luminosity blocs* correspondants est déclarée impropre pour les analyses de physique. Dans le cas particulier du calorimètre, outre d'éventuels problèmes de fonctionnement, on identifie également certains bruits qui peuvent n'affecter qu'un très petit nombre d'événements au sein d'un *luminosity bloc*. Bien entendu, il est nécessaire d'éliminer ces événements dans les analyses, sans toutefois rejeter la totalité des 60 secondes de données. Lorsqu'on supprime ces événements bruités, le nombre de *luminosity blocs* ne change pas, donc la luminosité intégrée de l'échantillon reste identique. Pour traduire la diminution du nombre d'événements dans l'échantillon de données, on fait appel à une efficacité ε_{dq} ("dq" pour *data quality*). Afin de ne pas introduire de biais, cette efficacité est mesurée dans l'échantillon de données "de biais nul" (*Zero Bias*, et noté "ZB"). On rappelle que l'acquisition de ce lot de données est déclenchée par un "top d'horloge" (voir paragraphe 4.6), ce qui assure une totale indépendance vis-à-vis de l'information calorimétrique. L'efficacité de sélection associée à la qualité des données calorimétriques vaut [127] : $\varepsilon_{dq}^{ZB} = 97.140 \pm 0.003\%$ (stat). Ainsi, la luminosité intégrée "effective" dont on dispose pour l'analyse est en fait : $\mathcal{L}_{données}^{eff} = 1074 \times \varepsilon_{dq}^{ZB} \simeq 1043 \text{ pb}^{-1}$.

7.4 Profil de luminosité instantanée

La luminosité instantanée est un élément important dans l'analyse car elle conditionne les efficacités de reconstruction et d'identification, la résolution sur la mesure de l'énergie des objets reconstruits et la résolution sur l'énergie transverse manquante. Dans la chaîne de simulation de $D\mathcal{O}$, les effets liés à la luminosité ne sont pas pris en charge au niveau des générateurs : ceux-ci ne simulent que l'interaction dure et les interactions à basse impulsion de transfert entre les partons spectateurs de la même interaction $p\bar{p}$. Pour reproduire l'effet des interactions $p\bar{p}$ additionnelles dans la simulation, on fait appel à l'échantillon de données *Zero Bias*. Lorsque l'on génère un événement, en plus de l'énergie provenant de l'interaction simulée, on ajoute pour chaque canal d'électronique que comporte la simulation l'énergie mesurée dans les conditions de biais nul. De fait, cette méthode inclut dans la simulation les bruits dus à l'électronique de lecture des différents détecteurs. La luminosité instantanée d'un événement simulé fait donc référence à celle de l'événement de biais nul superposé à l'événement simulé.

La figure 7.3(a) illustre les distributions de luminosité instantanée obtenues dans les données et la simulation au niveau de la sélection di-électron *top_tight*. Le net désaccord que l'on observe peut être expliqué par deux arguments :

- en raison de l'amélioration constante des performances du Tevatron, la luminosité instantanée augmente en moyenne au fil du temps (ceci a été évoqué au paragraphe 3.2.6 et illustré à la figure 3.19(a)). Par conséquent, les lots de données *Zero Bias* utilisés dans la simulation auront toujours "un temps de retard" par rapport aux données les plus récentes (i.e. une luminosité globalement inférieure) ;
- la luminosité moyenne de l'échantillon *Zero Bias* est inférieure à celle de tous les autres lots de données ayant recours à un déclenchement (autre que les *triggers ZB*). Au cours d'un *store*, la luminosité du Tevatron décroît de manière exponentielle avec le temps. Comme les *triggers* de biais nul sont déclenchés à intervalles de temps réguliers, l'échantillon *Zero Bias* contient peu d'événements à haute luminosité et beaucoup d'événements de la queue de distribution à basse luminosité. Pour tous les autres *triggers* (*triggers* mono-électron de la sélection di-électron par exemple), la fréquence de déclenchement augmente avec la luminosité instantanée : ils seront donc plus souvent déclenchés à haute luminosité (au début du *store*) que dans la queue de distribution.

Procédure de correction du profil de luminosité

Une procédure de pondération est utilisée dans la simulation afin de reproduire au mieux le spectre en luminosité observé dans la sélection di-électron. Cette correction est implémentée au niveau générateur, avant toute sélection au niveau reconstruit, et consiste à multiplier la distribution simulée par le rapport des distributions données/simulation. Il convient donc de choisir un profil de luminosité "caractéristique" du lot de données analysé. En toute logique, le profil type du lot de données devrait être mesuré avant la sélection di-électron. Ce faisant, la correction permettrait d'obtenir un accord sur les profils "non biaisés", c'est-à-dire avant sélection. Sous réserve que le bias¹ introduit par la sélection di-électron soit le même dans les données et la simulation, l'accord devrait être préservé après sélection.

Pour mesurer le profil de luminosité de l'échantillon *2EMhighpt* avant sélection, on utilise le logiciel *lm_tools*. La mesure est effectuée avec le *trigger jet JT_125TT*, dont le *prescale* vaut 1 (voir section 7.1). Dans la figure 7.2, le profil non biaisé est représenté en bleu, et la distribution observée dans les données après la sélection di-électron est indiquée en noir. On constate que les critères de sélection ont tendance à enrichir le lot de données en événements à haute luminosité instantanée.

Cependant, le choix du profil type a dû être reconsidéré car le biais dû à la sélection ne peut être que partiellement modélisé dans la simulation : pour l'efficacité de reconstruction des électrons comme pour l'efficacité de déclenchement, on ne dispose pas de paramétrisation en fonction de la luminosité. C'est pourquoi on choisit comme profil de référence une distribution "partiellement biaisée" proche de la distribution observée dans les données après la sélection di-électron. Le profil sélectionné apparaît sous la dénomination "*RunIIa*" dans la figure 7.2.

1. Les efficacités de reconstruction et d'identification des électrons dépendent de la luminosité, de même que l'efficacité de déclenchement des *triggers* mono-électron.

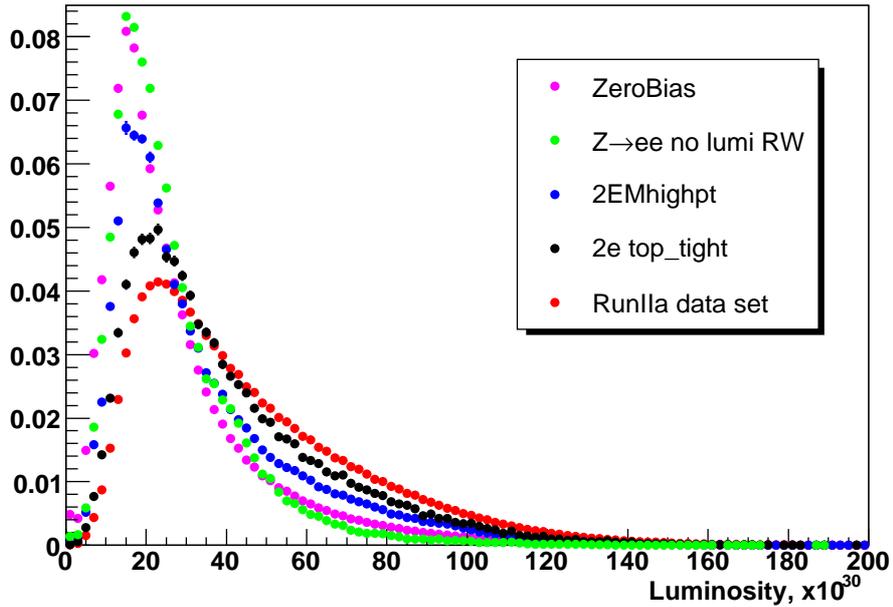


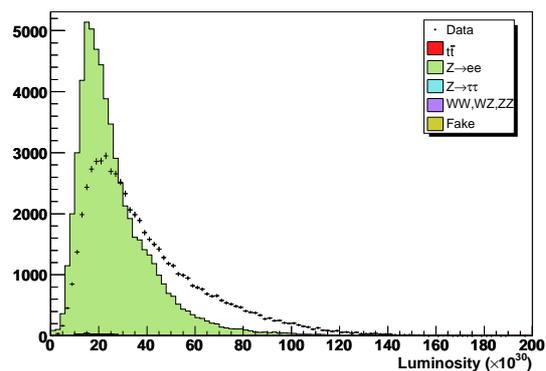
FIGURE 7.2 – Profils de luminosité instantanée normalisés à l'unité, pour différents échantillons. " $Z \rightarrow ee$ " représente le profil générique d'un échantillon simulé avant correction (d'où la similitude avec le profil de l'échantillon de données "Zero Bias"). "2EMhighpt" est le profil du lot de données utilisé pour l'analyse, avant la sélection di-électron *top_tight*. L'échantillon 2EMhighpt contient deux objets électromagnétiques reconstruits vérifiant $p_T > 12$ GeV. Ce profil est mesuré par *lm_tools*. "2e *top_tight*" correspond à la distribution observée dans les données au niveau de la sélection di-électron. "RunIIa data set" désigne le profil de l'ensemble des données enregistrées pendant le *RunIIa*. Il est l'analogue de "2EMhighpt" (mesuré avec *lm_tools*) excepté qu'aucune condition n'est imposée au niveau reconstruit.

Comme l'indique la figure 7.3(b), la procédure de correction du profil de luminosité améliore significativement l'accord entre données et simulation. A titre d'illustration, l'effet de la correction sur le nombre de vertex reconstruits est également présenté (figures 7.3(c) et 7.3(d)). Cette procédure de pondération présente cependant un inconvénient : dans certains échantillons simulés pauvres en événements à haute luminosité, les poids peuvent atteindre des valeurs déraisonnables, de l'ordre de ~ 300 (voir le cas présenté figure 7.4). En vue d'éviter des situations pathologiques, on fixe un poids maximum de 3. L'arbitraire de cette limite supérieure est couvert par une incertitude systématique (voir section 7.10.3).

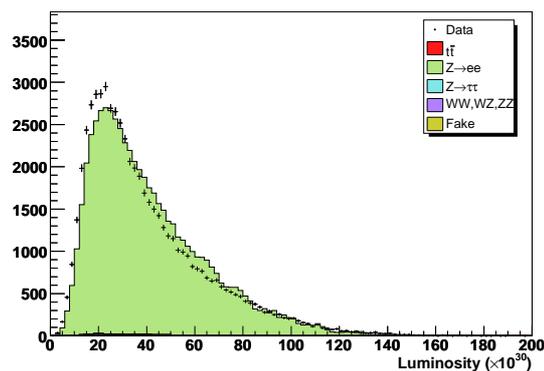
Luminosité, bruits calorimétriques et normalisation

Appliquée au niveau généré, la procédure de pondération du profil de luminosité conserve la normalisation : par construction, la valeur moyenne de la correction évaluée sur l'ensemble des événements d'un échantillon simulé est égale à 1. Cependant, nous allons voir que la normalisation n'est plus conservée dès lors qu'une partie de l'échantillon est affectée par un bruit calorimétrique.

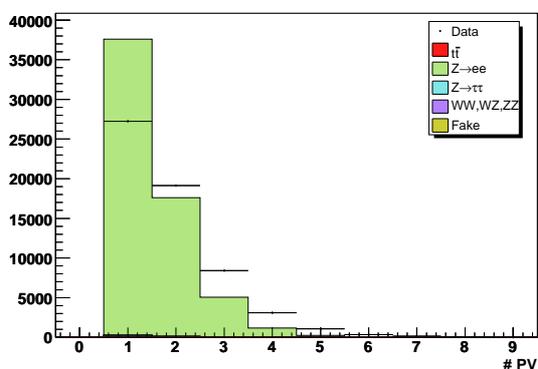
Comme nous l'avons évoqué au paragraphe 7.3, certains bruits ont été identifiés dans le calorimètre. Le principal d'entre eux a été baptisé "bruit cohérent" (*coherent noise*), car il consiste en un décalage simultané des piédestaux pour un grand nombre de cellules [128]. L'échantillon *Zero Bias* étant sujet au bruit



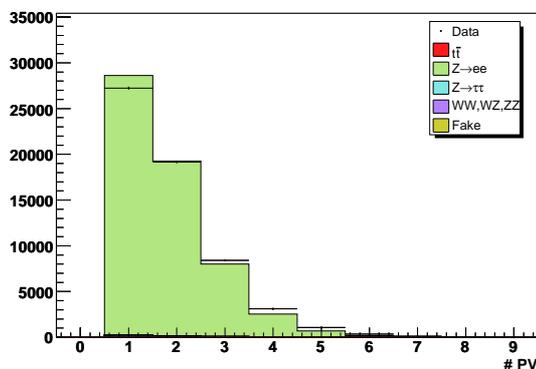
(a) Profil de luminosité instantanée avant correction.



(b) Profil de luminosité instantanée après pondération.

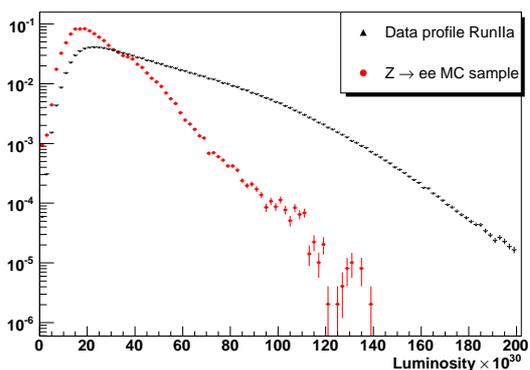


(c) Nombre de vertex reconstruits avant correction.

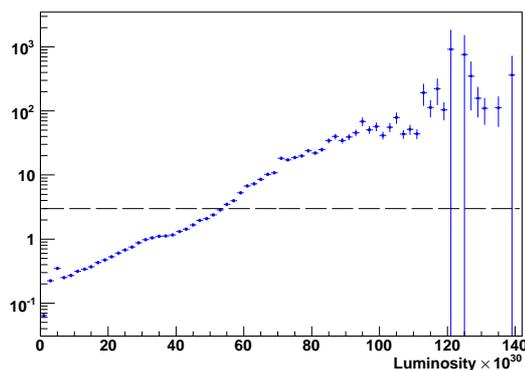


(d) Nombre de vertex reconstruits après pondération.

FIGURE 7.3 – Effet de la correction du profil de luminosité instantanée dans la simulation.



(a) Profils de luminosité pour le lot de données de référence et pour un échantillon simulé générique avant correction.



(b) Rapport données sur simulation des distributions de la figure 7.4(a). Le poids maximum choisi arbitrairement est représenté en pointillés.

FIGURE 7.4 – Pondération de la distribution en luminosité instantanée dans la simulation.

cohérent, il en va de même pour les échantillons simulés (de par la superposition d'événements de biais nul sur les événements générés). D'autre part, le bruit cohérent est fortement corrélé avec la luminosité instantanée : la figure 7.5 indique que ce bruit se manifeste préférentiellement à haute luminosité. Or la pro-

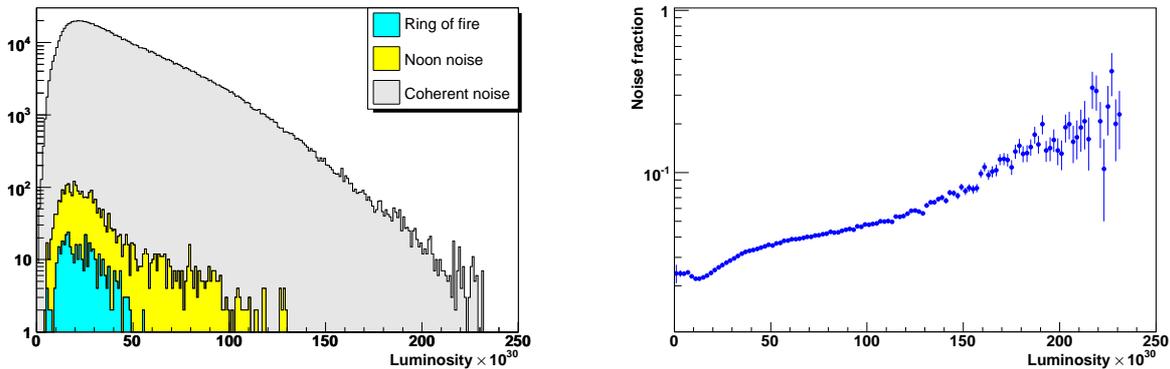
cédure de correction attribue un grand poids aux événements simulés de luminosité élevée (figure 7.4(a)). Dans l'analyse, lorsque l'on applique les critères de qualité des données calorimétriques aux événements simulés, on est susceptible de rejeter essentiellement des événements de poids élevés si bien que la valeur moyenne de la correction de pondération devient inférieure à 1. A titre d'exemple, pour l'échantillon $Z \rightarrow ee$, cette valeur moyenne après avoir appliqué les critères de qualité ("dq" pour *data quality*) vaut : $\langle \omega(lumi) \rangle_{dq} = 98.83 \pm 0.05\% (stat)$.

En conclusion, en regard de ce qui a été discuté dans la section 7.3 :

- l'efficacité de sélection associée à la qualité des données calorimétriques a été déterminée dans l'échantillon de données *Zero Bias* (pour éviter les biais vis-à-vis du calorimètre), et s'élève à : $\varepsilon_{dq}^{ZB} = 97.1\%$. Cependant, ce lot de données contient en grande majorité des événements de faible luminosité instantanée, et est donc moins affecté par le bruit cohérent qu'un échantillon ayant une luminosité moyenne plus élevée comme *2EMhighpt* ;
- on applique aux échantillons simulés une procédure de pondération afin de corriger leur profil de luminosité instantanée. Avant correction, le profil de l'échantillon simulé est celui du lot *Zero Bias*. Une fois corrigé, le profil simulé correspond à celui observé dans l'échantillon de données après la sélection di-électron *top_tight*. La correction a pour effet d'augmenter la luminosité moyenne de l'échantillon simulé, ce qui devrait se traduire par une contamination en bruit cohérent plus importante. Autrement dit, l'efficacité ε_{dq}^{corr} associée à la qualité des données après pondération devrait diminuer. C'est effectivement ce que l'on observe :

$$\varepsilon_{dq}^{ZB} = \frac{n}{N} \longrightarrow \varepsilon_{dq}^{corr} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n w_i(lumi) = \frac{n}{N} \sum_{i=1}^n \frac{w_i(lumi)}{n} = \varepsilon_{dq}^{ZB} \times \underbrace{\langle \omega(lumi) \rangle_{dq}}_{< 1} \quad (7.1)$$

où n désigne le nombre d'événements simulés satisfaisant les critères de qualité des données et N le nombre total d'événements dans l'échantillon.



(a) Nombre d'événements présentant un bruit calorimétrique en fonction de la luminosité.

(b) Fraction d'événements affectés par un bruit calorimétrique en fonction de la luminosité.

FIGURE 7.5 – Bruits calorimétriques en fonction de la luminosité instantanée pour l'échantillon de données *2EMhighpt*.

7.5 Corrections liées au vertex primaire

Pondération du profil longitudinal du point d'interaction

Lorsqu'un événement est créé par simulation, la position de la collision $p\bar{p}$ le long de l'axe z est tirée aléatoirement selon une densité de probabilité gaussienne $\mathcal{G}(\mu = 0, \sigma = 25 \text{ cm})$. Dans les données, la distribution longitudinale du point de collision suit une forme légèrement différente (voir figure 4.2), que l'on peut ajuster par la fonction analytique [129] :

$$f(z) = \frac{A}{\sqrt{\left(1 + \left(\frac{z - z_{0,x}}{\beta_x^*}\right)^2\right) \times \left(1 + \left(\frac{z - z_{0,y}}{\beta_y^*}\right)^2\right)}} \times \exp\left(-\frac{(z - z_{0,z})^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (7.2)$$

où A est une constante de normalisation. Les paramètres $(z_{0,x}, \beta_x^*, z_{0,y}, \beta_y^*, z_{0,z}, \sigma_z)$ décrivent les caractéristiques du faisceau et dépendent de la période de prise de données. La correction de pondération est calculée comme le rapport entre la densité de probabilité mesurée dans les données et celle implémentée dans la simulation. On dispose d'une paramétrisation nominale, pour laquelle les paramètres de $f(z)$ sont ajustés sur l'intervalle $PV_z \in [-60, 60]$ cm, et d'une paramétrisation alternative destinée aux études d'incertitude, où l'ajustement est contraint dans une région restreinte : $PV_z \in [-40, 40]$ cm.

Efficacité de sélection

Les algorithmes de reconstruction de traces ont des performances différentes dans les données et la simulation, si bien que les efficacités de reconstruction et d'identification des vertex sont également différentes. La modélisation imparfaite de l'hadronisation des jets (qui conditionne entre autres le nombre de particules chargées dans l'état final) et la simulation des bruits dans les détecteurs sont de possibles sources de désaccord sur l'efficacité d'identification du vertex primaire. Ceci a été étudié dans les événements $Z \rightarrow ee$, pour une sélection di-électron *top_tight* au voisinage de la résonance : $75 \leq M_{ee} \leq 105$ GeV. La correction du profil de luminosité est appliquée dans la simulation. Le tableau 7.3 présente les efficacités mesurées dans les données et la simulation, ainsi que les facteurs de correction d'efficacité correspondants. Les deux colonnes de droite concernent des études annexes menées en vue d'évaluer une incertitude systématique sur cette correction (voir section 7.10.15).

La correction d'efficacité déterminée ici est une correction constante, non paramétrée. Or on est en droit de penser par exemple que l'efficacité du critère "au moins 3 traces attachées au vertex primaire" dépend du nombre de traces dans l'événement, et donc du type de processus. C'est pourquoi la correction d'efficacité est uniquement appliquée aux échantillons $Z \rightarrow ee$. Pour autres processus simulés, on attribue une incertitude systématique qui traduit la méconnaissance de cette correction (voir paragraphe 7.10.15).

TABLE 7.3 – Efficacités et corrections d’efficacité concernant les critères de sélection du vertex primaire, mesurées dans les données et la simulation avec des événements $Z \rightarrow ee$. Les sélections sont appliquées de manière séquentielle, et l’efficacité d’un critère donné est calculée relativement au critère précédent. Dans les deux colonnes de droite, on étudie la sensibilité de ces efficacités vis-à-vis des procédures de correction de la simulation ayant une dépendance explicite en PV_z . "Pondération alternative PV_z " signifie que la paramétrisation nominale "60 cm" a été remplacée par la paramétrisation alternative "40 cm" dans la pondération du profil longitudinal du point d’interaction. "Sans EMID = $f(PV_z)$ " indique que la correction de l’efficacité d’identification des électrons dépendant de PV_z a été désactivée.

Critère		Valeur nominale	Pondération PV_z alternative	Sans EMID = $f(PV_z)$
$\varepsilon_{données}$ (%)	$ PV_z < 60$ cm	98.49 ± 0.05		
	≥ 3 traces	98.26 ± 0.06		
	$\Delta z(PV, \text{électron}) < 1$ cm	98.80 ± 0.05		
$\varepsilon_{MC Z \rightarrow ee}$ (%)	$ PV_z < 60$ cm	98.47 ± 0.02	98.61 ± 0.02	98.38 ± 0.02
	≥ 3 traces	99.05 ± 0.01	99.05 ± 0.01	99.05 ± 0.01
	$\Delta z(PV, \text{électron}) < 1$ cm	99.43 ± 0.01	99.43 ± 0.01	99.45 ± 0.01
Correction $\frac{\varepsilon_{données}}{\varepsilon_{MC}}$ (%)	$ PV_z < 60$ cm	100.02 ± 0.06	99.88 ± 0.06	100.12 ± 0.06
	≥ 3 traces	99.20 ± 0.06	99.20 ± 0.06	99.20 ± 0.06
	$\Delta z(PV, \text{électron}) < 1$ cm	99.36 ± 0.05	99.36 ± 0.05	99.35 ± 0.05
Correction globale (%)		98.59 ± 0.10	98.45 ± 0.10	98.67 ± 0.10

7.6 Correction de l'impulsion transverse du boson Z dans la simulation

Nous avons décrit en amont les corrections qui sont apportées à la simulation, à savoir :

- pour les électrons : la correction des efficacités de reconstruction et d'identification, la recalibration de l'énergie via la procédure de *smearing*, la simulation des *triggers* mono-électron ;
- pour les jets : la correction relative entre données et simulation de l'échelle en énergie par la méthode *SSR* (qui améliore l'accord sur le spectre en p_T et par conséquent l'accord sur l'efficacité de reconstruction des jets), la correction de l'efficacité d'identification (élimination de l'excès de bons jets dans la simulation) ;
- la pondération du profil de luminosité instantanée et du profil longitudinal du point d'interaction.

Dans cette partie, nous allons étudier la modélisation de la sélection di-électron. A ce stade peu avancé de la sélection, on dispose d'un échantillon de données de grande statistique ($\simeq 60000$ événements), ce qui permet de contrôler que les variables cinématiques mesurées dans les données sont correctement reproduites par la simulation. Tous les processus du Modèle Standard donnant deux électrons dans l'état final sont pris en compte :

- $Z/\gamma^* \rightarrow ee$, $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau \rightarrow ee + X$: ces processus sont générés avec ALPGEN+PYTHIA. A la génération, le boson peut être produit en association avec 0, 1, 2 ou 3 partons dans l'état final ;
- $WW \rightarrow ee + X$, $WZ \rightarrow ee + X$, $ZZ \rightarrow ee + X$: la production diboson est assurée par PYTHIA. Ces processus sont également accompagnés de jets ;
- $t\bar{t} \rightarrow ee + X$: la génération est effectuée avec ALPGEN+PYTHIA. La paire $t\bar{t}$ peut être produite avec 0, 1 ou 2 partons additionnels ;
- le fond multijet QCD est évalué dans les données par la méthode présentée au chapitre 6.

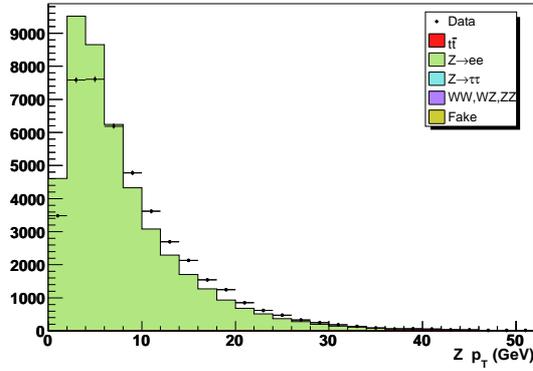
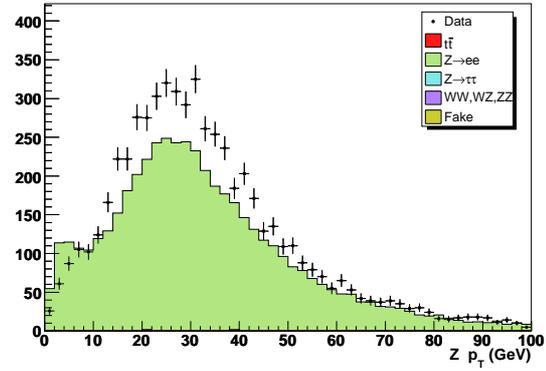
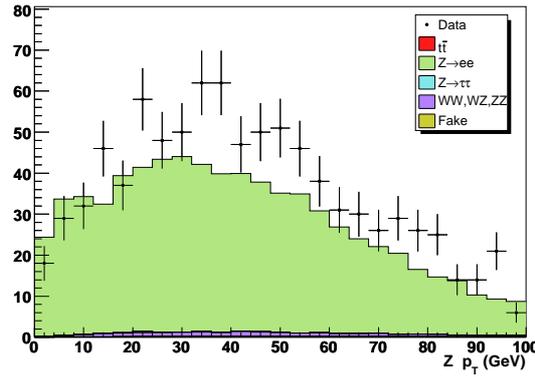
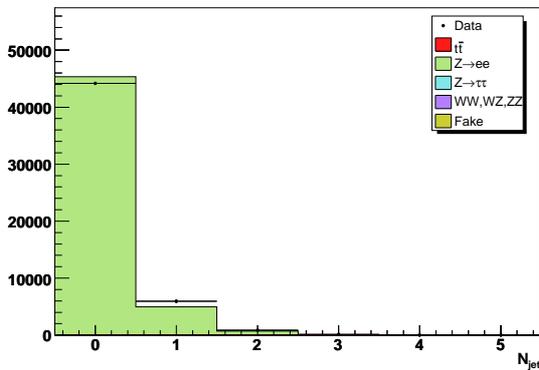
Au niveau de la sélection di-électron, l'échantillon de données est très largement dominé par la production $Z(\rightarrow ee) + \text{jets}$. C'est pourquoi la discussion relative à la modélisation de l'état final di-électron sera focalisée sur ce processus. Une des variables qu'il convient de bien reproduire est l'impulsion transverse du boson Z, car elle est intimement liée à l'impulsion transverse des électrons et des jets et donc à l'énergie transverse manquante. En négligeant la faible contribution de la production associée $Z(\rightarrow ee) + q\bar{q}$, où q est un quark de saveur lourde (b ou c) qui se désintègre dans un canal semi-leptonique mettant en jeu un neutrino, on n'attend pas d'énergie transverse manquante. Cependant, dans les événements $Z + \text{jets}$, une mesure imparfaite de l'énergie des jets qui reculent face au Z peut conduire à un déséquilibre dans le bilan d'énergie, et crée artificiellement de la \cancel{E}_T .

On constate à la figure 7.6 qu'au niveau reconstruit, la distribution en impulsion transverse du boson Z prédite par le générateur ALPGEN ne reproduit pas la distribution observée dans les données. Ce désaccord pourrait provenir d'un paramètre du générateur (seuil minimal en impulsion transverse des partons) qui a été initialisé à une valeur par défaut dans la production Monte Carlo. On note également que le nombre de jets prédit par ALPGEN+PYTHIA ne reproduit pas les observations expérimentales. Un bémol à cette remarque : le nombre de jets reconstruits dépend du seuil de reconstruction (6 GeV) et de sélection (ici 20 GeV) en impulsion transverse des jets, et de la calibration en énergie des jets dans les données et dans la simulation.

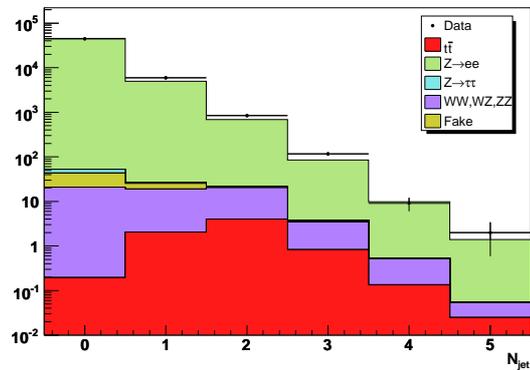
Deux approches peuvent être envisagées pour reproduire plus fidèlement le spectre en p_T du boson Z. La simulation peut être corrigée :

- *au niveau généré*, i.e. avant reconstruction. Dans la simulation, accéder à la distribution en impulsion transverse générée est trivial. Dans les données en revanche, la distribution reconstruite doit être

- déconvoluée des effets de détection et de résolution (par une technique dite "d'*unfolding*" [130]) ;
- *au niveau reconstruit*. Données et simulation passent par la chaîne complète de reconstruction. Dans ce cas, pour les données comme pour la simulation, les spectres en impulsion transverse sont convolués par la résolution du détecteur. C'est cette méthode qui a été développée et qui est présentée ci-dessous.


 (a) $p_T^{reco}(Z)$, 0 jet exclusif.

 (b) $p_T^{reco}(Z)$, 1 jet exclusif.

 (c) $p_T^{reco}(Z)$, 2 jets inclusif.


(d) Nombre de jets reconstruits (échelle linéaire).



(e) Nombre de jets reconstruits (échelle logarithmique).

FIGURE 7.6 – Distributions en impulsion transverse du boson Z après reconstruction, et multiplicité en jets reconstruits (pour un seuil de sélection en impulsion transverse fixé à 20 GeV), dans la région de masse invariante $75 < M_{ee} < 105$ GeV. Les événements Z+jets simulés ont été générés avec ALPGEN+PYTHIA.

7.6.1 Première étape : correction au niveau reconstruit

Critères de sélection et méthode de correction

Pour sélectionner un lot d'événements $Z \rightarrow ee$ aussi pur que possible, on utilise les mêmes critères d'identification pour les électrons que dans l'analyse : 2 électrons de qualité *top_tight* (voir paragraphe 4.8) de charges opposées, et d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV. Dans les données, le "OU" logique des *triggers* doit également être déclenché (voir section 7.2). Le seuil en p_T pour la sélection des jets est fixé à 20 GeV (après corrections d'échelle en énergie), et la pseudo-rapacité des jets doit vérifier $|\eta_{det}| < 2.5$. Seuls les événements dont la masse invariante de la paire d'électrons se situe dans la fenêtre [75,105] GeV sont retenus.

L'approche choisie consiste, dans un premier temps, à corriger la distribution en p_T après reconstruction dans la simulation. Toutes les corrections évoquées plus haut sont appliquées aux échantillons simulés, afin de n'inclure dans la correction que la partie due à la mauvaise simulation du p_T du boson Z . Une procédure standard pour faire tendre une distribution \mathcal{D} vers une distribution de référence \mathcal{D}_{ref} consiste à multiplier \mathcal{D} par le rapport $\frac{\mathcal{D}_{ref}}{\mathcal{D}}$:

$$\mathcal{D} \times \underbrace{\left(\frac{\mathcal{D}_{ref}}{\mathcal{D}} \right)_{fit}}_{correction} \simeq \mathcal{D}_{ref} \quad (7.3)$$

Le rapport des distributions $\frac{\mathcal{D}_{ref}}{\mathcal{D}}$ est ajusté par une fonction analytique, ce qui permet de s'affranchir de possibles fluctuations statistiques. Dans le cas présent, \mathcal{D}_{ref} et \mathcal{D} correspondent aux distributions en p_T de la paire d'électrons reconstruits, dans les données et la simulation respectivement. Afin d'améliorer simultanément l'accord sur le nombre de jets et le p_T du Z , les spectres en p_T sont corrigés séparément selon le nombre de jets reconstruits : 0 jet exactement (exclusif), 1 jet exclusif, au moins 2 jets (2 jets inclusif). Le fait de disposer de 3 corrections distinctes permet de changer la normalisation relative entre les différentes multiplicités de jets. Toutefois, on impose que la normalisation inclusive de l'échantillon Z + jets simulé soit inchangée après correction :

$$N_{ini}(0 \text{ jet}) + N_{ini}(1 \text{ jet}) + N_{ini}(\geq 2 \text{ jets}) = N_{corr}(0 \text{ jet}) + N_{corr}(1 \text{ jet}) + N_{corr}(\geq 2 \text{ jets}) \quad (7.4)$$

Pour ajuster les rapports $p_T^{reco}(données)/p_T^{reco}(MC)$, on utilise les fonctions suivantes :

- pour les événements sans jet reconstruit :

$$f(p_T) = \frac{\varepsilon_0}{2} \left(1 + \text{Erf} \left(\frac{p_T - \mu}{\sigma\sqrt{2}} \right) \right) \times \left(1 + a.e^{-b.p_T} \right) + c \quad (7.5)$$

- sinon :

$$f(p_T) = \underbrace{\frac{\varepsilon_0}{2} \left(1 + \text{Erf} \left(\frac{p_T - \mu}{\sigma\sqrt{2}} \right) \right)}_{turn-on} + c \quad (7.6)$$

où *Erf* est la "fonction erreur" définie à la section 3.4.2. On rappelle que le paramètre μ représente l'abscisse du point d'inflexion de la courbe de *turn-on*, et σ correspond à la "rapidité" avec laquelle la valeur asymptotique ε_0 est atteinte. Les fonctions d'ajustement obtenues pour chaque multiplicité de jets sont présentées à la figure 7.7. La bande jaune représente l'incertitude statistique résultant de la procédure d'ajustement. Elle est calculée grâce à la formule de propagation des erreurs, en tenant compte de la corrélation linéaire entre les paramètres. Le calcul d'incertitude est disponible dans l'annexe A.2.

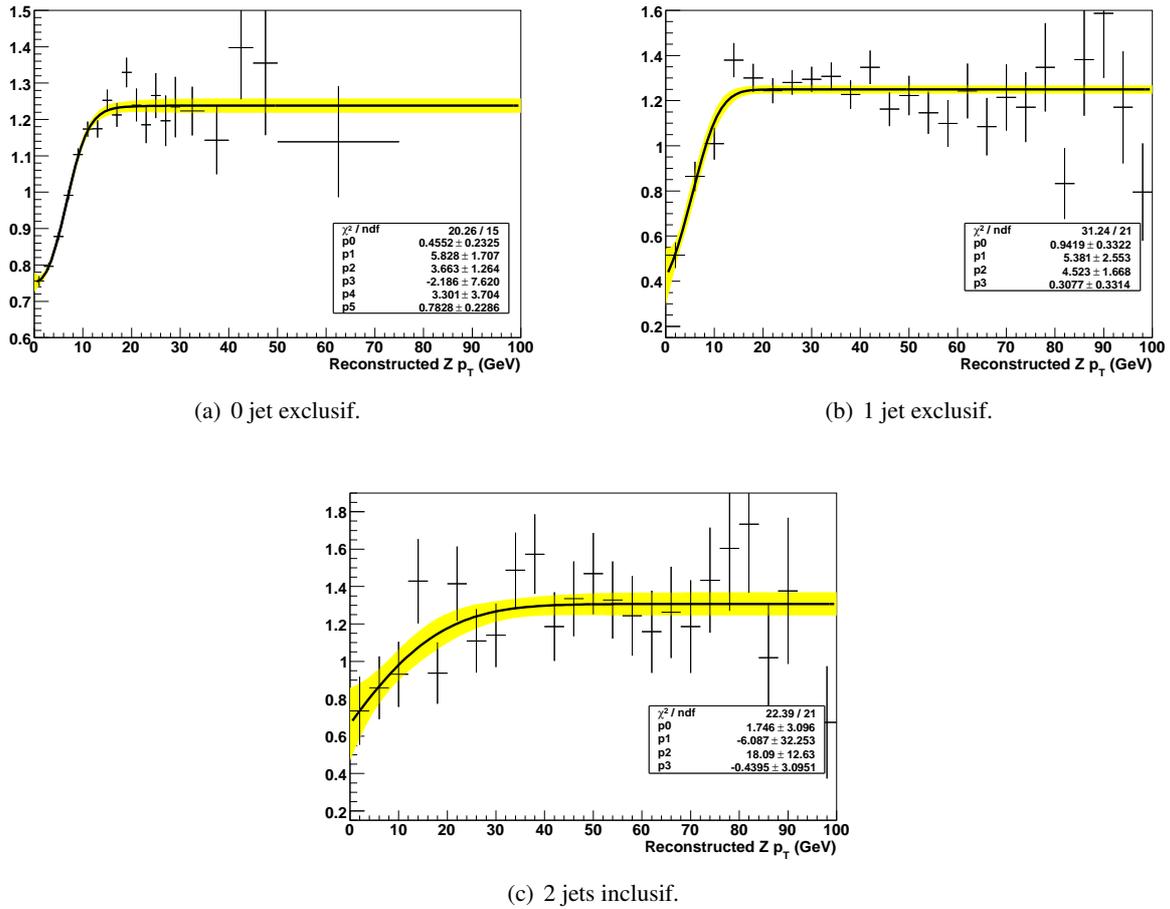


FIGURE 7.7 – Rapport données/simulation des distributions $p_T^{\text{reco}}(Z)$, après soustraction de bruit de fond (voir section 7.6.2). Les fonctions d’ajustement ont été superposées aux histogrammes.

7.6.2 Soustraction de bruit de fond

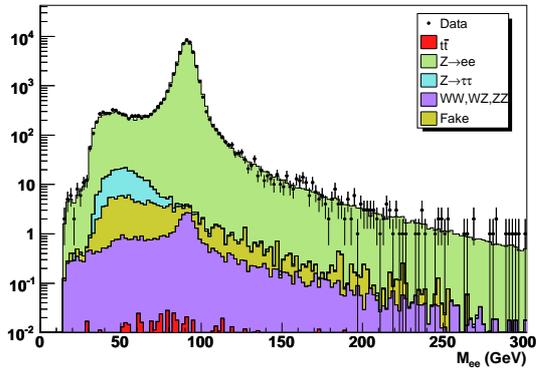
Dans l’intervalle de masse invariante [75,105] GeV où l’on détermine la correction, la contribution des processus autres que $Z \rightarrow ee$ est complètement négligeable dans les événements sans jet reconstruit (voir figure 7.8(a)), vaut environ 0.5 % dans le cas d’un jet reconstruit (figure 7.8(c)), et atteint quelques % dans les événements à 2 jets et plus (figure 7.8(e)). Étant donné que les processus de bruit de fond n’ont a priori pas la même distribution en $p_T(ee)$ que le boson Z , une soustraction de bruit de fond est mise en place. Ayant inclu tous les processus donnant deux électrons dans l’état final, on est en mesure d’isoler dans les données la contribution du processus $Z \rightarrow ee$ au spectre en p_T :

$$p_T^{Z \rightarrow ee}(\text{données}) = p_T^{ee}(\text{données}) - \underbrace{p_T^{ee}(\text{non } Z \rightarrow ee)}_{MC+QCD} \quad (7.7)$$

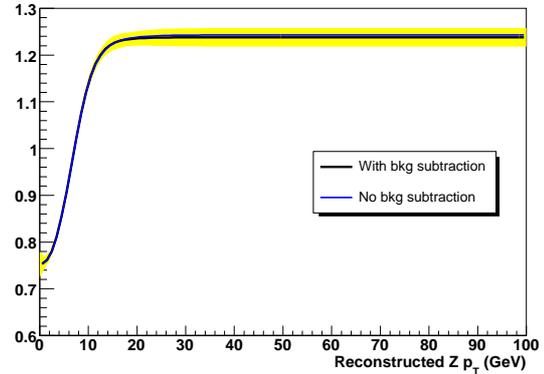
Les fonctions de pondération deviennent :

$$f(p_T) = \frac{p_T^{Z \rightarrow ee}(\text{données})}{p_T^{Z \rightarrow ee}(MC)} \quad (7.8)$$

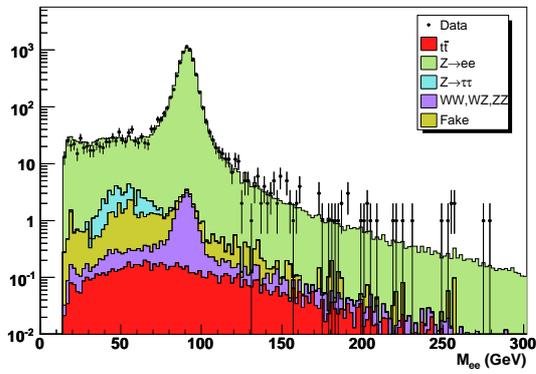
Les figures 7.8(b), 7.8(d) et 7.8(f) comparent les fonctions d’ajustement $f(p_T)$ obtenues avec ou sans soustraction de bruit de fond. Comme attendu, l’effet le plus marqué est observé pour une multiplicité de 2 jets et plus.



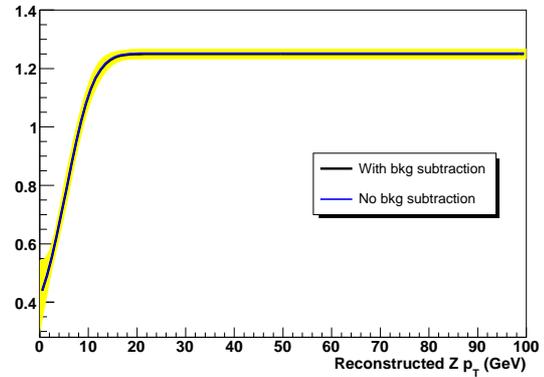
(a) Masse invariante M_{ee} , 0 jet exclusif.



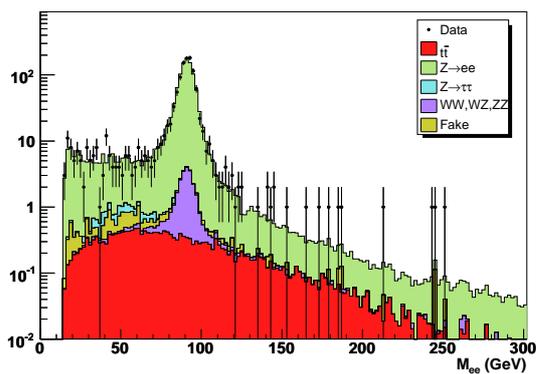
(b) Fonctions de pondération avec et sans soustraction de bruit de fond, 0 jet exclusif.



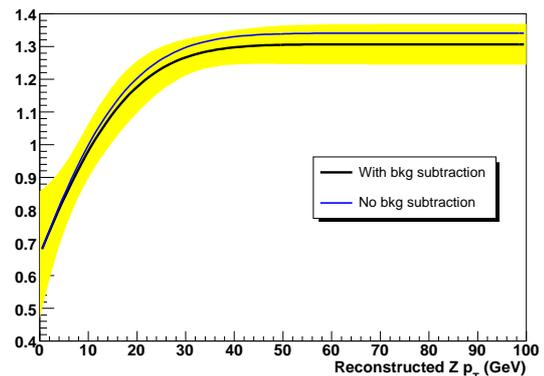
(c) Masse invariante M_{ee} , 1 jet exclusif.



(d) Fonctions de pondération avec et sans soustraction de bruit de fond, 1 jet exclusif.



(e) Masse invariante M_{ee} , 2 jets inclusif.



(f) Fonctions de pondération avec et sans soustraction de bruit de fond, 2 jets inclusif.

FIGURE 7.8 – Les figures (a, c, e) représentent les distributions de masse invariante de la paire d'électrons *top_tight*. Les figures (b, d, f) illustrent l'effet de la soustraction du bruit de fond sur les fonctions de pondération.

Remarque concernant la normalisation

La normalisation des échantillons Monte Carlo est réalisée de la façon suivante :

$$N_{données} = N_{QCD} + \mathcal{C} \sum_i N_{MC,i} = N_{QCD} + \mathcal{C} \sum_i \epsilon_i \sigma_i \mathcal{L} \quad (7.9)$$

σ_i et ϵ_i correspondent respectivement à la section efficace et à l'efficacité de sélection du processus i , et \mathcal{L} est la luminosité intégrée du lot de données ($\simeq 1fb^{-1}$). La constante \mathcal{C} est introduite pour faire en sorte que les distributions inclusives observées et simulées aient la même intégrale. La contribution QCD n'est pas mise en facteur car elle est estimée directement à partir des données (voir paragraphe 6.1). Une constante $\mathcal{C} \neq 1$ équivaut à modifier la valeur de la luminosité mesurée.

7.6.3 Vers une correction au niveau générateur

La pondération du spectre $p_T^{reco}(MC)$ par le rapport $p_T^{reco}(données)/p_T^{reco}(MC)$ permet d'obtenir un accord sur l'impulsion transverse du boson Z après reconstruction. Cependant, une procédure de correction au niveau reconstruit est insatisfaisante à plusieurs titres :

- pour le processus $Z \rightarrow ee$: la validité des corrections n'est pas garantie si l'on change les critères d'identification des électrons reconstruits. D'autre part, certaines analyses utilisent un veto contre la présence de 2 électrons isolés ;
- pour le processus $Z \rightarrow \mu\mu$: la procédure n'est pas directement applicable car la résolution sur l'énergie des électrons est différente de la résolution sur l'impulsion des muons ;
- pour processus $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow ee + X, \mu\mu + X$: l'impulsion transverse reconstruite à partir de la paire de leptons issue des τ diffère grandement de l'impulsion transverse initiale du boson Z , ce qui rend la correction inutilisable.

Il est donc indispensable de transformer cette procédure "au niveau reconstruit" en une correction "au niveau généré". En d'autres termes, il s'agit d'obtenir un accord sur les distributions $p_T^{reco}(Z)$ en utilisant uniquement l'information $p_T^{gene}(Z)$. Pour cela, on fait appel à la technique de *remapping* introduite au paragraphe 5.2 dans le cadre de l'efficacité d'identification des jets. Dans le cas présent, la fonction de *remapping* \mathcal{R} est définie par :

$$\langle p_T^{reco} \rangle = \mathcal{R}(p_T^{gene}) \quad , \quad \langle \rangle : \text{valeur moyenne} \quad (7.10)$$

La fonction \mathcal{R} est uniquement basée sur la simulation. Elle permettra de "prédire" la valeur moyenne de $p_T(Z)$ reconstruite dans le détecteur pour une valeur donnée de $p_T(Z)$ au niveau généré. La correction ω est ensuite calculée comme précédemment, grâce à la fonction de pondération f (équation 7.8, figure 7.7) évaluée en $\mathcal{R}(p_T^{gene})$:

$$\omega = f(\mathcal{R}(p_T^{gene}), N_{jets}) \quad (7.11)$$

Ainsi, cette procédure en deux étapes ne fait plus usage que de l'impulsion du boson Z au niveau généré et du nombre de jets reconstruits. Pour caractériser \mathcal{R} , on discrétise le spectre en p_T du boson Z au niveau généré. Pour chaque entrée j du bin i de la distribution $p_T^{gene}(Z)$, on stocke la valeur $p_{T,i,j}^{reco}(Z)$. On peut alors recourir à plusieurs méthodes pour calculer un " p_T reconstruit moyen" pour chaque bin en p_T généré, ce qui définit autant de types de *remapping* :

- remapping arithmétique :

on calcule la moyenne arithmétique pour chaque bin :

$$p_{T,i}^{reco\ remap} = \frac{1}{N_i} \sum_{j=1}^{N_i} p_{T,i,j}^{reco}(Z) \equiv \mathcal{R}_{arithm} \left(p_{T,i}^{gene} \right) \quad (7.12)$$

où i est le numéro du bin de la distribution en p_T généré, et N_i est le nombre d'entrées dans le bin ;

- remapping gaussien :

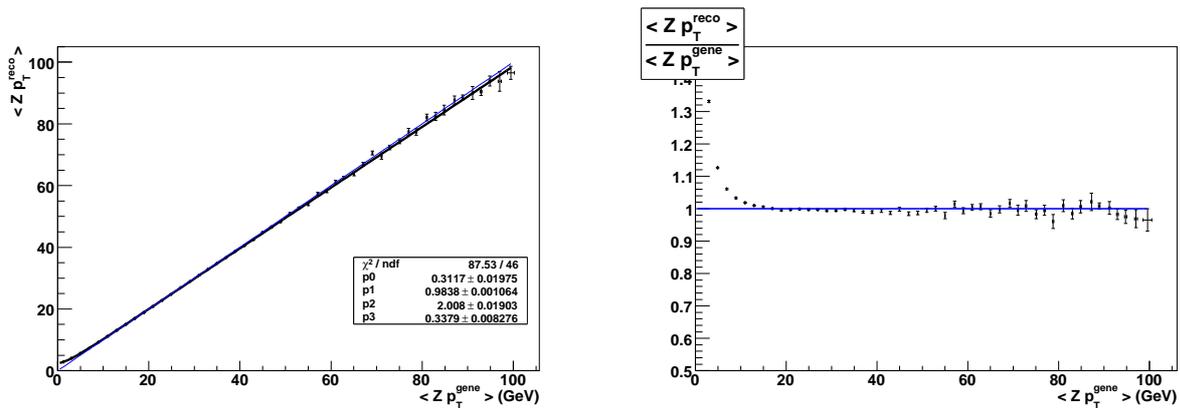
le contenu du bin est ajusté par une distribution gaussienne $\mathcal{G}(\mu_i, \sigma_i)$. Pour obtenir le p_T reconstruit dans un bin i en p_T généré, il suffit de tirer un nombre aléatoire dans cette même gaussienne :

$$p_{T,i}^{reco\ remap} = \mathcal{G}(\mu_i, \sigma_i) \equiv \mathcal{R}_{gauss} \left(p_{T,i}^{gene} \right) \quad (7.13)$$

7.6.4 Commentaires sur la procédure de remapping

Le *remapping* permet de passer du niveau généré au niveau reconstruit. Appliquer \mathcal{R} sur le spectre en p_T généré revient en quelque sorte à convoluer ce spectre par la résolution du détecteur. Comme le *remapping* contient les effets de reconstruction, il a été étudié en fonction du nombre de jets reconstruits et pour différentes configurations cinématiques (paire d'électrons CC-CC, CC-EC, EC-EC). La multiplicité en jets s'avère être la variable la plus significative. C'est pourquoi la fonction de *remapping* a été déterminée séparément selon le nombre de jets reconstruits : 0, 1, au moins 2.

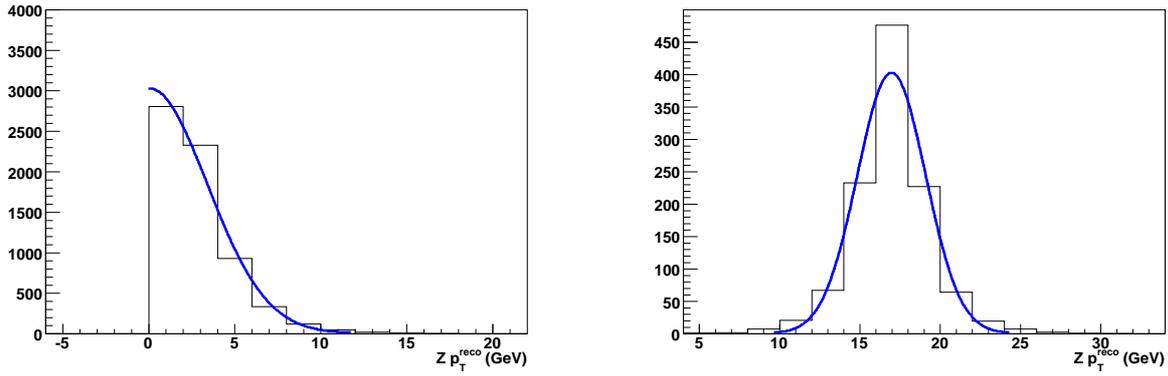
La figure 7.9 présente la fonction de *remapping* arithmétique pour les événements sans jet reconstruit. Pour assurer un comportement régulier lors du passage généré / reconstruit, l'ensemble des points ($\langle p_T^{gene}(Z) \rangle$, $\langle p_T^{reco}(Z) \rangle$) est ajusté par une fonction du type : $\mathcal{R}(p_T) = a + b.p_T + c.e^{-d.p_T}$. On remarque un effet de saturation à bas p_T généré qui s'explique comme suit. Pour des valeurs de $p_T^{gene}(Z)$ suffisamment grandes, le contenu des bins de la fonction de *remapping* est distribué selon une gaussienne (voir figure 7.10(b)). Lorsque $p_T^{gene} \rightarrow 0$ GeV, la partie négative de la gaussienne se trouve tronquée car l'impulsion transverse est positive (voir figure 7.10(a)). Ceci implique que la moyenne arithmétique ne tend pas vers 0.



(a) Distribution $\langle p_T^{reco}(Z) \rangle$ vs $\langle p_T^{gene}(Z) \rangle$. Les points de mesure sont ajustés par la fonction de *remapping* \mathcal{R} (en noir). La droite "y=x" est représentée en bleu.

(b) Déviation relative $\frac{\langle p_T^{reco}(Z) \rangle}{\langle p_T^{gene}(Z) \rangle}$ en fonction de $p_T^{gene}(Z)$

FIGURE 7.9 – Fonction de *remapping arithmétique* dans les événements sans jet reconstruit.



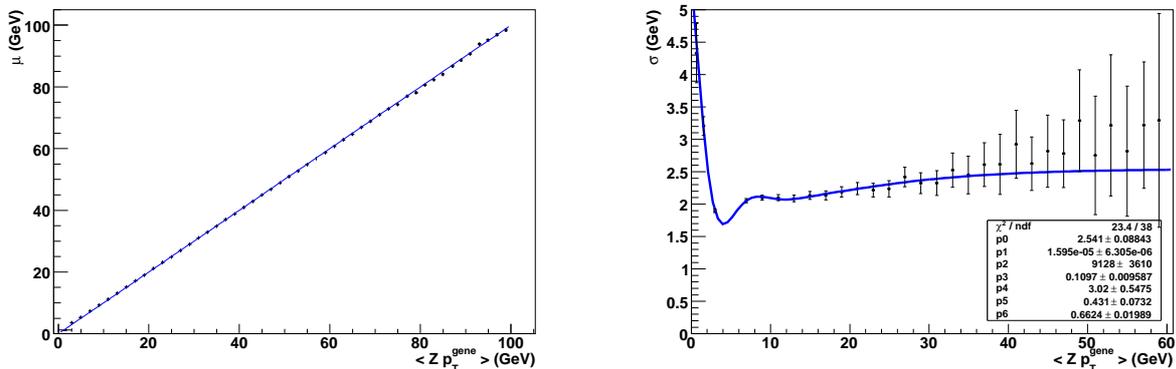
(a) Contenu du premier bin de la distribution présentée figure 7.9(a) : $0 \leq p_T^{gene}(Z) \leq 2 \text{ GeV}$ (b) Distribution en $p_T^{reco}(Z)$ loin des effets de seuil à bas p_T , pour le bin : $16 \leq p_T^{gene}(Z) \leq 18 \text{ GeV}$

FIGURE 7.10 – Exemple de distributions en $p_T^{reco}(Z)$ observées pour deux bins en $p_T^{gene}(Z)$ de la fonction de *remapping* \mathcal{R} , dans les événements sans jet reconstruit.

Pour les raisons évoquées ci-dessus, le *remapping gaussien* doit tenir compte des effets de troncature à bas p_T généré. Le contenu de chaque bin est donc ajusté par une gaussienne tronquée (la troncature n'est plus visible au-dessus de 10 GeV). Puis on établit la dépendance de la moyenne μ et l'écart-type σ de la gaussienne en fonction de $p_T^{gene}(Z)$. Le résultat est illustré à la figure 7.11 pour les événements sans jet reconstruit. On constate que la moyenne de la gaussienne tronquée coïncide rigoureusement avec la valeur de $p_T^{gene}(Z)$. L'effet de saturation à bas p_T généré se traduit par un élargissement de la gaussienne, que l'on reproduit avec la fonction analytique :

$$\sigma(p_T) = p_0 + p_1 \cdot p_T (1 - p_2 e^{-p_3 \cdot p_T}) + p_4 e^{-p_5 \cdot p_T} \cos(p_6 \cdot p_T) \quad (7.14)$$

Pour une valeur donnée $p_T^{gene}(Z)$, le " p_T reconstruit" prédit par le *remapping gaussien* est évalué en tirant aléatoirement dans une gaussienne tronquée : $\mathcal{G}_{tr}(\mu(p_T^{gene}(Z)), \sigma(p_T^{gene}(Z)))$.



(a) *Remapping gaussien* : évolution de la moyenne μ de la distribution gaussienne en fonction de $p_T^{gene}(Z)$. (b) Largeur σ de la gaussienne, en fonction de $p_T^{gene}(Z)$.

FIGURE 7.11 – Moyenne μ et écart type σ de la distribution gaussienne utilisée dans le *remapping gaussien*, en fonction de $p_T^{gene}(Z)$, dans les événements à 0 jet reconstruit.

A propos de la génération de nombres aléatoires, l'approche "classique" qui consiste à utiliser la fonction "GetRandom" de ROOT [131] est peu adaptée au problème présent. En effet, pour transformer une fonction quelconque (ici, la gaussienne tronquée) en une densité de probabilité normalisée à 1, ROOT doit calculer l'intégrale de cette fonction. Étant donné que la largeur et la moyenne de la gaussienne dépendent du p_T généré, μ et σ changent d'un événement simulé à un autre, ce qui nécessite d'évaluer une intégrale pour chaque événement, et s'avère prohibitif en termes de temps de calcul.

Il existe une méthode Monte Carlo pour générer un nombre aléatoire selon une certaine densité de probabilité, pourvu que la fonction de répartition associée soit inversible analytiquement [132]. Prenons un nombre aléatoire X distribué suivant la densité de probabilité $f(x)$, dont la fonction de répartition est $F(x) = \int_{x_{min}}^x f(x')dx'$. Si l'on définit la variable aléatoire Y par la relation $Y = F(X)$, alors Y est uniformément distribué dans $[0,1]$. La densité de probabilité $g(Y)$ s'obtient par le changement de variable :

$$f(X) = g(Y) \frac{dY}{dX} \quad \longrightarrow \quad g(Y) = \frac{f(X)}{\frac{dY}{dX}} = \frac{f(F^{-1}(Y))}{F'(F^{-1}(Y))} = 1 \quad (7.15)$$

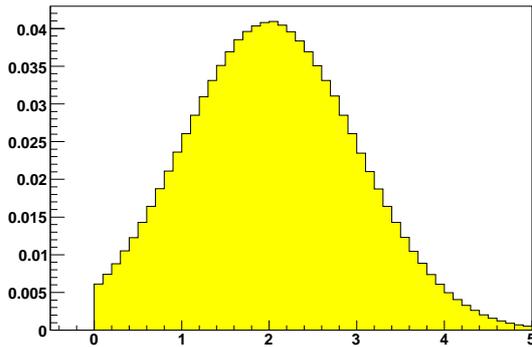
En interprétant ce résultat sous un autre angle, si l'on tire un nombre aléatoire Y uniformément entre 0 et 1, alors $X = F^{-1}(Y)$ sera distribué selon la densité de probabilité f souhaitée. Pour la gaussienne tronquée, la fonction de répartition est définie par la *fonction erreur Erf*, que l'on sait inverser. Explicitement,

$$y = F(x) = \left(Erf \left(\frac{x - \mu}{\sigma\sqrt{2}} \right) + Erf \left(\frac{\mu}{\sigma\sqrt{2}} \right) \right) \times \frac{1}{1 + Erf \left(\frac{\mu}{\sigma\sqrt{2}} \right)} \quad (7.16)$$

ce qui conduit après inversion à :

$$x = F^{-1}(y) = \mu + \sigma\sqrt{2} Erf^{-1} \left(y + (y - 1) Erf \left(\frac{\mu}{\sigma\sqrt{2}} \right) \right) \quad (7.17)$$

Un exemple de distribution ainsi obtenue est présenté dans la figure 7.12.



Densité de probabilité associée à la gaussienne tronquée :

$$\begin{cases} \mathcal{A} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} & , \quad \text{si } x > 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

La constante \mathcal{A} assure une normalisation unitaire pour la densité de probabilité.

FIGURE 7.12 – Densité de probabilité pour le nombre aléatoire $\mu + \sigma\sqrt{2} Erf^{-1} \left(y + (y - 1) Erf \left(\frac{\mu}{\sigma\sqrt{2}} \right) \right)$, avec $\mu = 2$, $\sigma = 1$, et y uniformément distribué entre 0 et 1.

Dans les événements sans jet reconstruit, les deux procédures diffèrent uniquement dans la région : $0 \leq p_T(Z) \lesssim 5$ GeV (voir figure 7.13). Lorsqu'un ou plusieurs jets sont reconstruits, l'impulsion transverse du boson Z est globalement plus élevée que pour les événements sans jet, si bien que cette région à bas $p_T(Z)$ est peu peuplée (voir figure 7.6). Les deux types de *remapping* donnent alors des résultats tout à fait similaires.

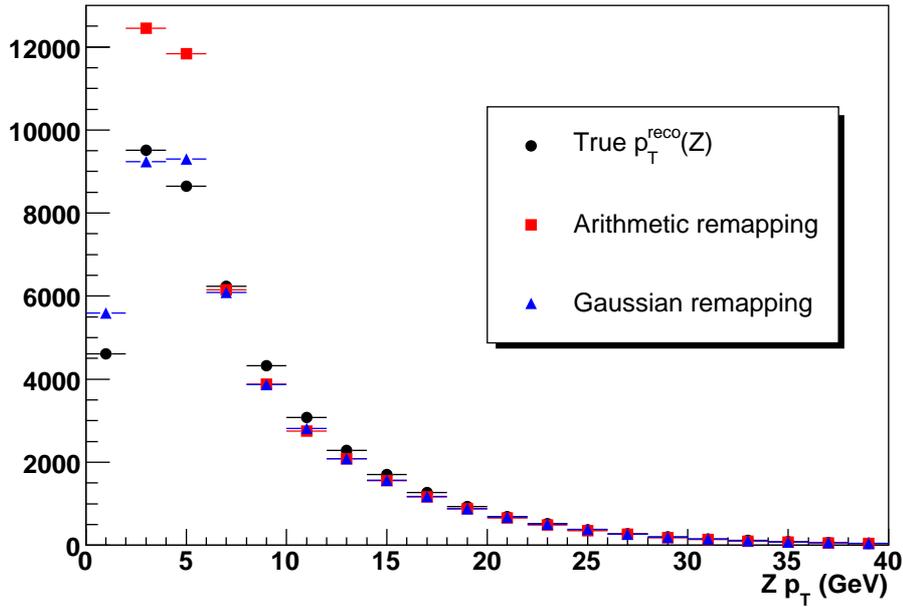
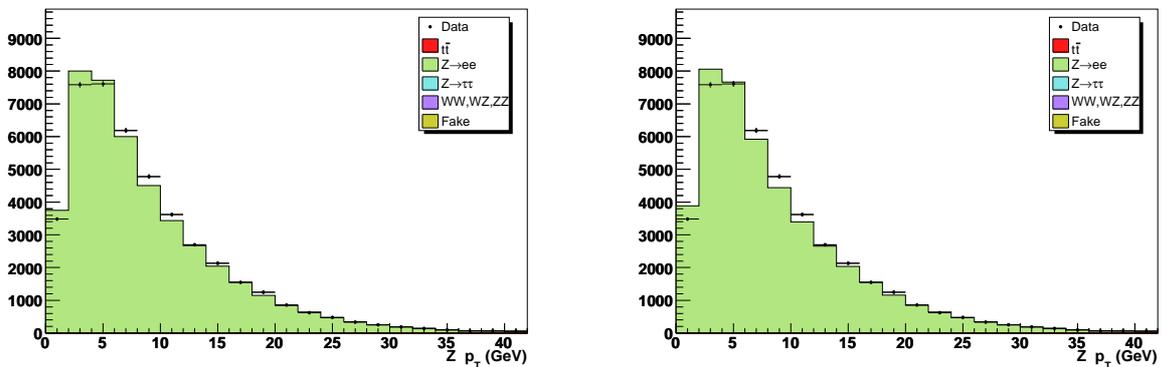


FIGURE 7.13 – Distributions en impulsion transverse du boson Z dans la simulation, pour les événements sans jet reconstruit. La distribution $p_T^{\text{reco}}(Z)$ telle qu'elle apparaît dans le détecteur après reconstruction est représentée en noir. Les distributions en rouge et bleu correspondent aux distributions $\mathcal{R}(p_T^{\text{gene}})$ pour les procédures de *remapping* arithmétique et gaussien respectivement.

Bien que le *remapping* gaussien semble plus satisfaisant, les performances doivent être jugées vis-à-vis de l'accord entre données et simulation après correction complète : *remapping* + correction de pondération. Dans la figure 7.14, la comparaison entre données et simulation penche en faveur du *remapping* arithmétique. Par conséquent, c'est cette procédure qui est retenue dans l'analyse pour corriger les processus $Z \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow \tau\tau$.



(a) Distribution $p_T^{\text{reco}}(Z)$ après correction complète, obtenue avec le *remapping* arithmétique

(b) Distribution $p_T^{\text{reco}}(Z)$ corrigée, obtenue avec le *remapping* gaussien

FIGURE 7.14 – Comparaison des deux techniques de *remapping*, dans les événements sans jet reconstruit.

7.6.5 Corrélation entre masse et impulsion transverse

La procédure de correction du spectre en impulsion transverse a été conçue pour améliorer l'accord entre données et simulation dans la plage de masse $75 < M_{Z/\gamma^*} < 105$ GeV. A plus basse masse, il est délicat de sélectionner dans les données un échantillon pur en $Z \rightarrow ee$, et à haute masse, la faible statistique compromet toute étude quantitative. Bien que l'on ne puisse établir une correction pour les hautes et basses masses, la procédure déterminée pour $75 < M_{Z/\gamma^*} < 105$ GeV est appliquée dans la simulation sur toute la gamme de masse : $15 < M_{Z/\gamma^*} < 1960$ GeV. On évite ainsi qu'en dehors de la région centrale n'apparaissent les irrégularités de la figure 7.6.

Cependant, il existe une corrélation entre la masse et l'impulsion transverse du boson Z/γ^* , comme indiqué figure 7.15(a), ce qui implique que :

- les distributions en p_T à haute ou basse masse diffèrent de la distribution en p_T dans la région centrale, pour laquelle les corrections ont été déterminées ;
- une modification de la forme de la distribution en p_T introduit inévitablement une distorsion sur le spectre en masse (figure 7.15(b)) ;
- la normalisation des échantillons simulés n'est a priori plus conservée en dehors de la zone : $75 < M_{Z/\gamma^*} < 105$ GeV. Si par exemple, dans une certaine région en masse, on trouve proportionnellement plus de bosons Z de faible p_T que dans la région centrale, alors la correction de pondération sera en moyenne inférieure à 1, si l'on se réfère à la figure 7.7.

Pour le processus Drell-Yan, les échantillons Monte Carlo ALPGEN sont générés par "tranches de masse" : $15 < M_{Z/\gamma^*} < 60$ GeV, $60 < M_{Z/\gamma^*} < 130$ GeV, $130 < M_{Z/\gamma^*} < 250$ GeV, et enfin $250 < M_{Z/\gamma^*} < 1960$ GeV. Afin que la procédure de correction laisse inchangée la normalisation des échantillons simulés, on détermine a posteriori pour chaque bin de masse M_{Z/γ^*} la valeur moyenne α de la correction. Multiplier la correction par $\frac{1}{\alpha}$ permet de retrouver la normalisation avant la correction de l'impulsion transverse. Ces facteurs de normalisation sont répertoriés dans le tableau 7.4.

Région en M_{Z/γ^*} (GeV)	[15, 60]	[60, 130]	[130, 250]	[250, 1960]
Facteur de normalisation	1.026	1.004	0.975	0.944

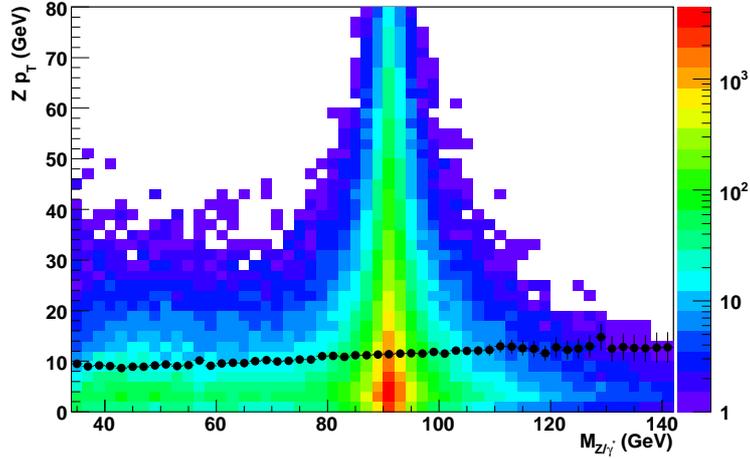
TABLE 7.4 – Constantes multiplicatives " $\frac{1}{\alpha}$ " permettant de rétablir la normalisation des échantillons simulés (les erreurs statistiques sont négligeables).

7.6.6 Résumé et résultats

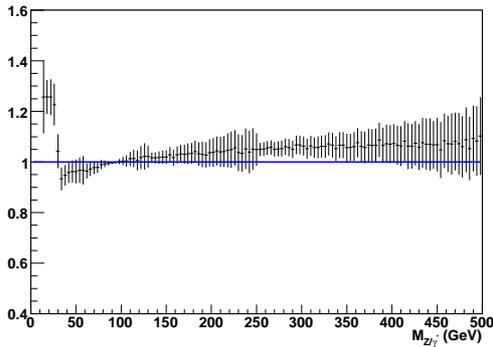
La procédure de correction de l'impulsion transverse du boson Z comprends deux étapes :

- le *remapping* arithmétique permet de passer du niveau généré au niveau reconstruit ;
- la fonction de pondération corrige la distribution issue du *remapping* afin de reproduire la distribution en $p_T(Z)$ observée dans les données après reconstruction.

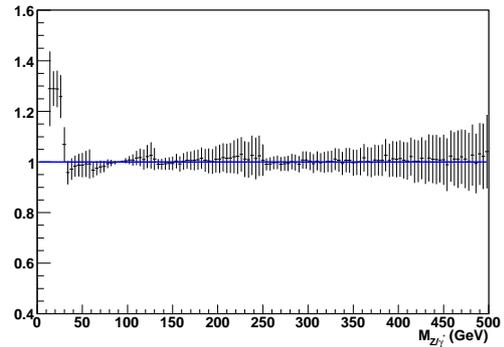
Cette procédure est appliquée au niveau généré sur les processus $Z \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow \tau\tau$, quelle que soit la masse du boson M_{Z/γ^*} . La figure 7.16 présente les distributions en $p_T(Z)$ obtenues après correction pour la sélection di-électron *top_tight* utilisée dans la mesure de la section efficace de production $\sigma_{t\bar{t}}$. On note une très nette amélioration par rapport à la figure 7.6.



(a) Corrélation entre impulsion transverse et masse du boson Z/γ^* . Les points noirs représentent le profil de l'histogramme bidimensionnel selon l'axe y .

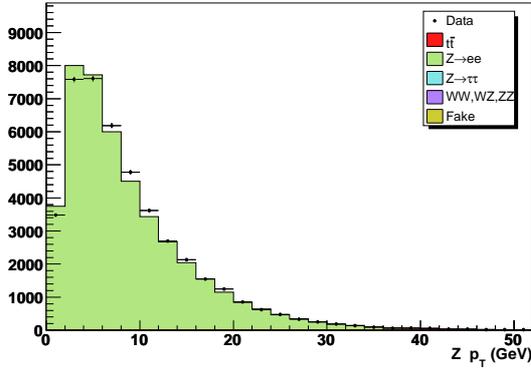


(b) Rapport des distributions de masse invariante $\frac{M_{Z/\gamma^*} \text{ après correction}}{M_{Z/\gamma^*} \text{ sans correction}}$. La droite bleue symbolise la droite $y = 1$.

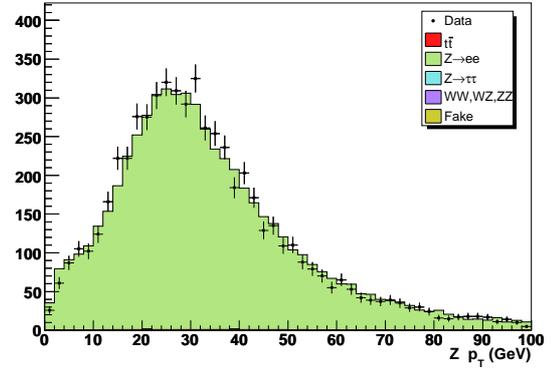


(c) Figure 7.15(b) après avoir rétabli la normalisation des échantillons simulés.

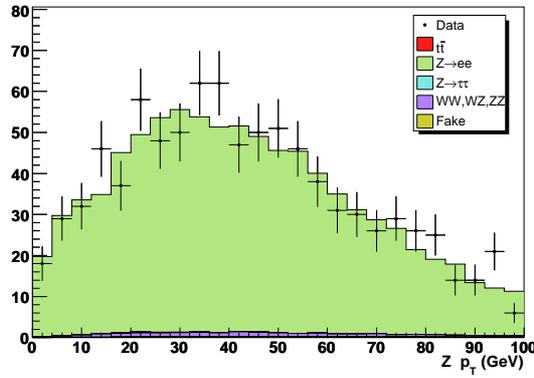
FIGURE 7.15 – Correlations entre M_{Z/γ^*} et $p_T(Z/\gamma^*)$ au niveau généré. Le décrochement observé pour $M_{Z/\gamma^*} \simeq 30$ GeV dans les figures 7.15(b) et 7.15(c) provient du seuil de reconstruction des électrons fixé à $p_T = 15$ GeV. Pour un boson Z de masse inférieure à 30 GeV, l'énergie dans le centre de masse est insuffisante pour produire deux électrons de $p_T > 15$ GeV dans le référentiel du laboratoire, à moins que le boson soit fortement "boosté". Dans ce cas, $p_T(Z)$ devient grand, donc la valeur de la correction de pondération est systématiquement supérieure à 1 (voir figure 7.7).



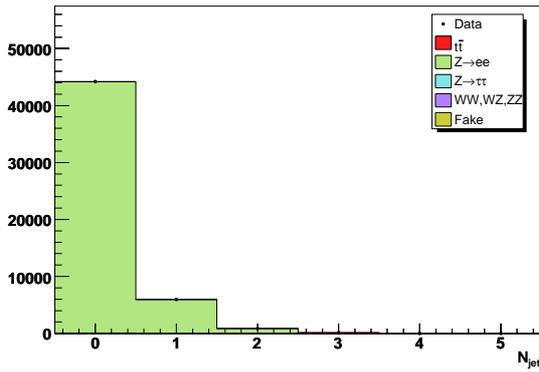
(a) $p_T^{reco}(Z)$, 0 jet exclusif.



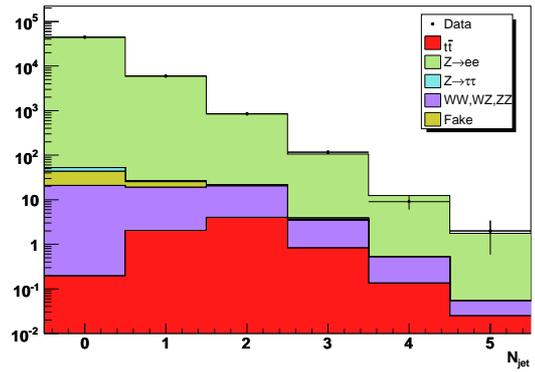
(b) $p_T^{reco}(Z)$, 1 jet exclusif.



(c) $p_T^{reco}(Z)$, 2 jets inclusif.



(d) Nombre de jets reconstruits d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV (échelle linéaire).



(e) Multiplicité de jets (échelle logarithmique).

FIGURE 7.16 – Effet de la procédure de correction de l'impulsion du boson Z sur les observables $p_T(Z)$ et N_{jet} , après reconstruction, dans la plage de masse invariante $75 < M_{ee} < 105$ GeV (résultats à comparer à la figure 7.6).

7.7 Distributions de contrôle pour la sélection di-électron

Les figures 7.17 à 7.23 représentent les distributions des principales variables cinématiques et topologiques mesurées dans la sélection di-électron *top_tight*, après que toutes les corrections aient été appliquées à la simulation : impulsion transverse des électrons et des jets, masse invariante de la paire d'électrons, énergie transverse manquante, et multiplicité en jets reconstruits.

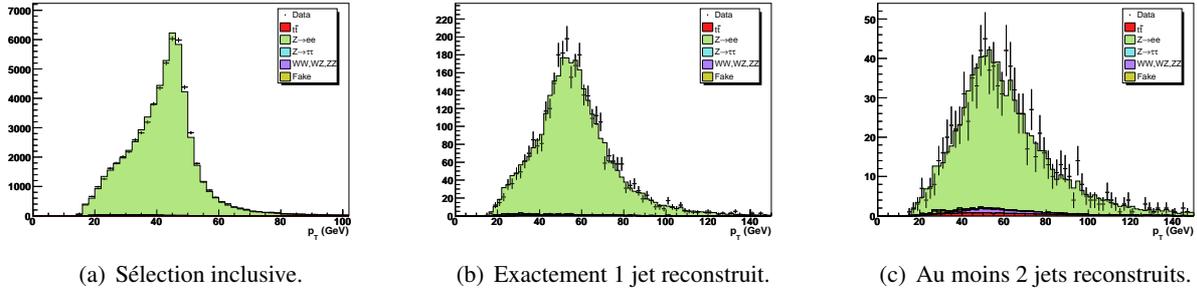


FIGURE 7.17 – Impulsion transverse de l'électron le plus énergétique, pour différentes multiplicités de jets reconstruits.

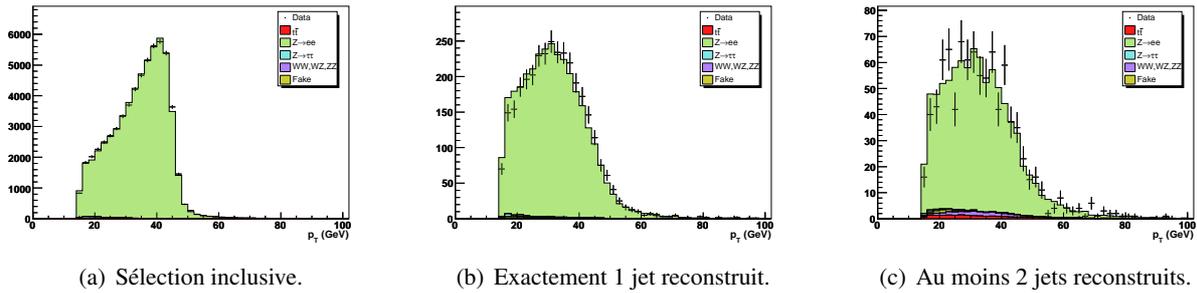


FIGURE 7.18 – Impulsion transverse du deuxième électron.

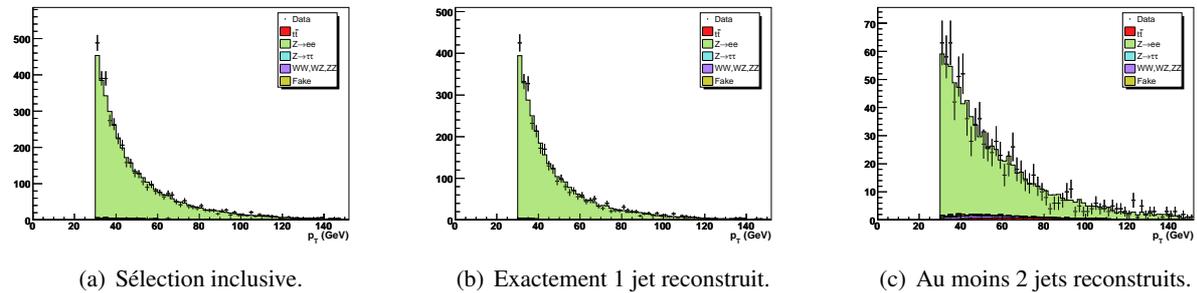


FIGURE 7.19 – Impulsion transverse du jet le plus énergétique.

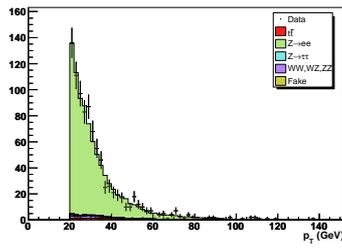
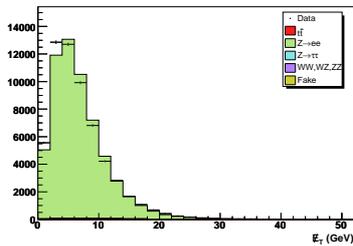
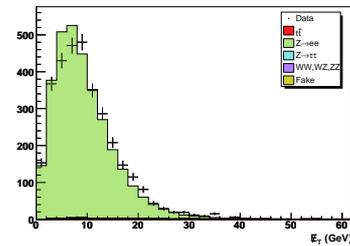


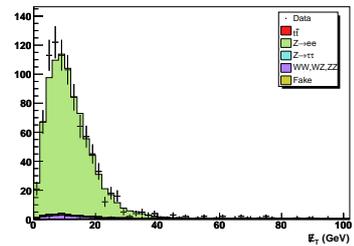
FIGURE 7.20 – Impulsion transverse du second jet le plus énergétique.



(a) Sélection inclusive.

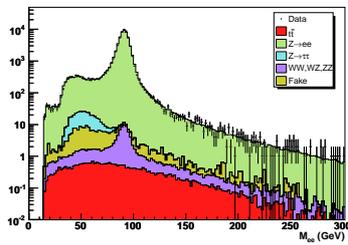


(b) Exactement 1 jet reconstruit.

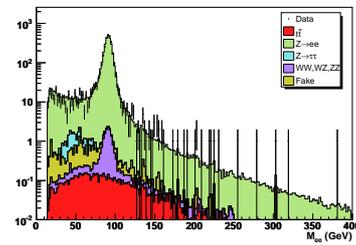


(c) Au moins 2 jets reconstruits.

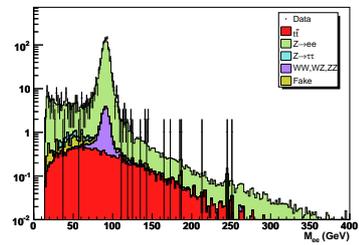
FIGURE 7.21 – Énergie transverse manquante.



(a) Sélection inclusive.

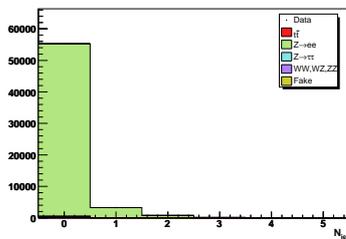


(b) Exactement 1 jet reconstruit.

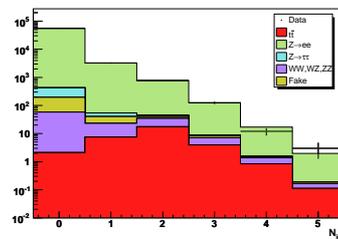


(c) Au moins 2 jets reconstruits.

FIGURE 7.22 – Distribution de masse invariante de la paire d'électrons.



(a) Échelle linéaire.



(b) Échelle logarithmique.

FIGURE 7.23 – Nombre de jets reconstruits par événement.

7.8 Optimisation de la sélection $t\bar{t}$ vis-à-vis des variables M_{ee} et \cancel{E}_T

Le principal objectif de l'analyse consiste à établir une sélection dans un environnement di-électron qui soit optimale pour les événements $t\bar{t}$. Jusqu'à présent, nous avons uniquement discuté de la sélection de deux électrons isolés de grand p_T , de charge opposée et de qualité *top_tight*. Ces critères d'identification très sélectifs suppriment efficacement le bruit de fond multijet QCD. Pour enrichir le lot de données en événements $t\bar{t} \rightarrow e^+e^- \nu_e \bar{\nu}_e b\bar{b}$, on demande que deux jets de grand p_T soient reconstruits². Dans une version préliminaire de l'analyse, le seuil de sélection sur l'impulsion transverse des jets était fixé à 20 GeV (après corrections d'échelle en énergie). En concertation avec les analyses menées dans l'état final "lepton+trace", il a été décidé d'élever le seuil en p_T de 20 à 30 GeV pour le jet le plus énergétique. Comme l'indique la figure 7.24(a), l'efficacité de sélection du signal $t\bar{t} \rightarrow ee + X$ est peu affectée par ce changement : $\varepsilon_{t\bar{t}}$ varie à hauteur de 1.9%. Par contre, le nombre d'événements de bruits de fond décroît significativement : on supprime près de 245 événements $Z \rightarrow ee$ sur un total de $\simeq 1100$.

D'après les prédictions obtenues par simulation, les événements di-électron contenant au moins 2 jets reconstruits d'impulsion transverse supérieure à 30 et 20 GeV sont en très grande majorité des événements $Z/\gamma^*(\rightarrow ee) + \text{jets}$, comme indiqué plus loin dans le tableau 7.5. Ce processus possède certaines caractéristiques que l'on se propose d'exploiter afin de mieux le supprimer. D'une part, la masse invariante de la paire d'électrons issue de la désintégration d'un boson Z est voisine de $M_Z \simeq 91.2$ GeV. D'autre part, ces événements ne contiennent pas de neutrino dans l'état final. Les contributions telles que $Z/\gamma^*(\rightarrow ee) + q\bar{q}$ où un quark de saveur lourde ($q = c, b$) se désintègre de façon semi-leptonique sont en effet très faibles. Le bilan d'énergie dans le plan transverse peut néanmoins faire apparaître une composante de \cancel{E}_T , lorsque l'impulsion transverse des électrons ou des jets est mal mesurée.

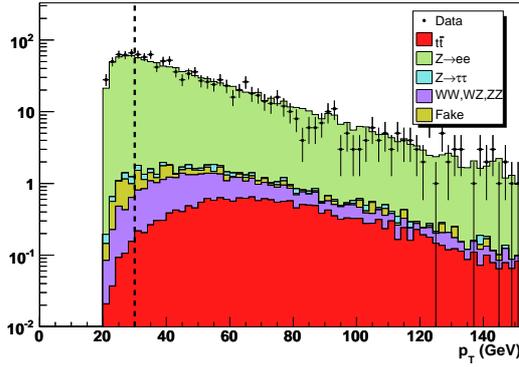
Il semble donc judicieux d'établir une sélection basée à la fois sur la masse invariante di-électron et l'énergie transverse manquante, afin de discriminer le signal $t\bar{t}$ et le fond dominant $Z/\gamma^*(\rightarrow ee) + 2$ jets. Un tel mode de sélection permet également de réduire la contamination du lot de données par le processus $Z/\gamma^*(\rightarrow \tau\tau) + 2$ jets, qui constitue le deuxième bruit de fond le plus important (voir tableau 7.5). Ces événements, qui contiennent cette fois des neutrinos dans l'état final, sont situés dans une région localisée en masse invariante : la distribution en M_{ee} forme une résonance centrée vers 50 GeV (en bleu ciel sur la figure 7.22).

Une sélection bidimensionnelle dans le plan (M_{ee}, \cancel{E}_T) est donc mise en place, et fait appel à 4 paramètres $(\alpha, \beta, \delta, \gamma)$. La sélection sur M_{ee} est effectuée via le couple (α, β) , tandis que les paramètres (δ, γ) sont relatifs à la sélection sur \cancel{E}_T :

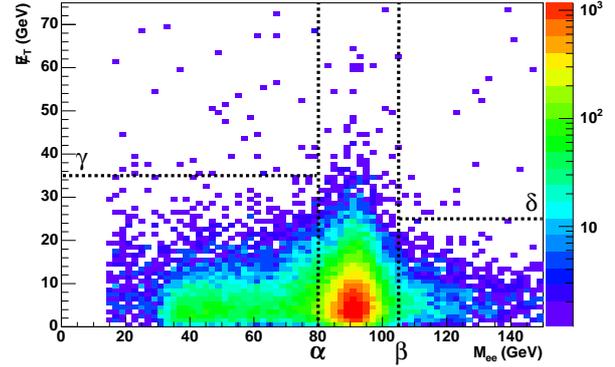
- les événements pour lesquels : $\alpha < M_{ee} < \beta$ sont rejetés, avec $\alpha < M_Z$, et $\beta > M_Z$;
- dans la région des basses masses, i.e. $15 \leq M_{ee} \leq \alpha$, un événement est sélectionné si : $\cancel{E}_T \geq \gamma$;
- de même à haute masse, lorsque $M_{ee} \geq \beta$, on garde l'événement pourvu que : $\cancel{E}_T > \delta$.

Une représentation graphique de ces 4 paramètres d'optimisation est proposée à la figure 7.24(b).

2. Le faible rapport de branchement $\mathcal{BR}(W \rightarrow e\nu_e)$ ne permet pas d'employer les techniques d'identification des jets de quark b qui diminueraient notablement l'efficacité de sélection des paires de quarks top.



(a) Impulsion transverse du jet le plus énergétique dans les événements à ≥ 2 jets reconstruits.



(b) Représentation dans le plan (M_{ee}, \cancel{E}_T) des paramètres $\{\alpha, \beta, \delta, \gamma\}$ utilisés dans la procédure d'optimisation. Exemple de l'échantillon de données.

FIGURE 7.24 – Optimisation de la séparation entre signal et bruit de fond.

Le critère selon lequel la sélection sera déclarée optimale est défini par la "Figure de Mérite" suivante :

$$FOM = \frac{\sqrt{N_s + N_b}}{N_s} \quad (7.18)$$

où N_s et N_b correspondent respectivement au nombre d'événements $t\bar{t}$ attendus et au nombre total d'événements de bruit de fond. Le qualificatif "attendu" signifie que l'on s'attend à mesurer pour $\sigma_{t\bar{t}}$ la valeur prédite par le Modèle Standard. Dans la phase d'optimisation, on suppose donc que $\sigma_{t\bar{t}} = 7.91$ pb (pour $M_{top} = 170$ GeV), et le nombre d'événements attendu est calculé comme : $N_s = \varepsilon_{t\bar{t}} \times \sigma_{t\bar{t}} \times \mathcal{L}$. La luminosité intégrée vaut $\mathcal{L} = 1074$ pb^{-1} , et $\varepsilon_{t\bar{t}}$ est l'efficacité de sélection du signal.

Lorsque la figure de mérite atteint son minimum, l'amplitude des fluctuations statistiques du nombre d'événements observés $\sqrt{N_s + N_b}$ devient minimale par rapport au nombre d'événement de signal N_s . La recherche du minimum s'effectue en balayant l'espace des paramètres, par pas de 2 GeV pour les masses invariantes α et β , et par pas de 5 GeV pour les énergies transverses manquantes δ et γ (la résolution sur la mesure de \cancel{E}_T étant moins bonne que la précision sur la mesure de M_{ee}). Le jeu de paramètres qui minimise la figure de mérite est :

$$\alpha = 84 \text{ GeV} \quad , \quad \beta = 100 \text{ GeV} \quad , \quad \delta = 45 \text{ GeV} \quad , \quad \gamma = 35 \text{ GeV} \quad (7.19)$$

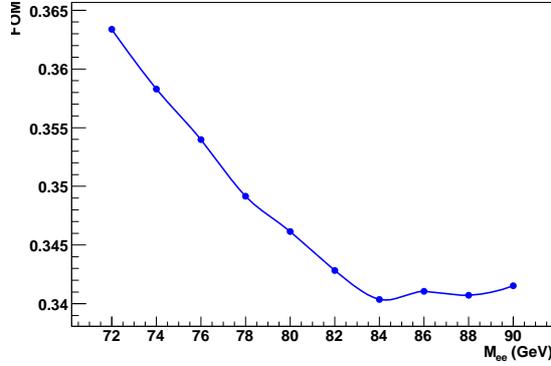
Autrement dit, on ne garde que les événements qui vérifient :

$$\begin{cases} 15 \leq M_{ee} \leq 84 \text{ GeV} & \text{et } \cancel{E}_T > 45 \text{ GeV} \\ \text{ou} \\ M_{ee} \geq 100 \text{ GeV} & \text{et } \cancel{E}_T > 35 \text{ GeV} \end{cases}$$

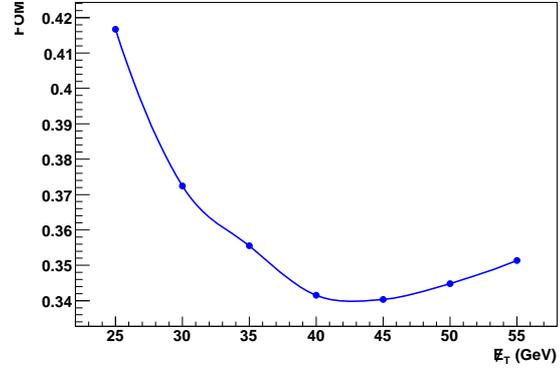
Comme il est techniquement impossible de représenter le minimum de la figure de mérite dans un espace à 4 dimensions $(\alpha, \beta, \delta, \gamma)$, la figure 7.25 se contente de représenter le voisinage du minimum en fonction de chaque paramètre séparément.

La figure 7.26 illustre quelques distributions obtenues après la sélection sur la masse invariante M_{ee} , et la figure 7.27 présente la multiplicité en jets après la sélection complète $t\bar{t}$. Le tableau 7.5 fait état des

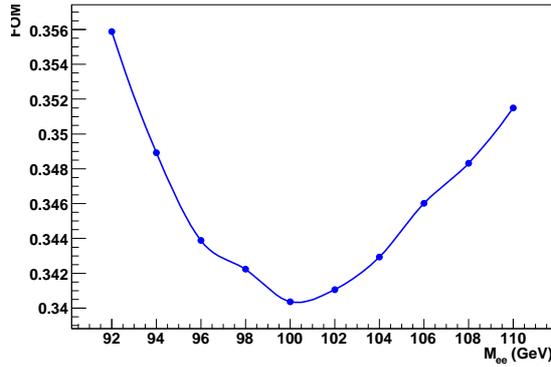
nombres d'événements attendus et observés à chaque stade de la sélection. Les efficacités de sélection correspondantes pour le signal $t\bar{t}$ sont indiquées dans le tableau 7.6. Enfin, le détail des nombres d'événements de signal et de bruit de fond attendu après sélection complète est répertorié dans le tableau 7.7.



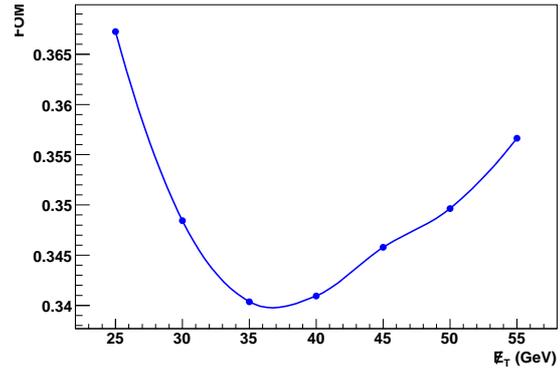
(a) Evolution de la figure de mérite en fonction de α au voisinage du minimum, pour $\{\beta, \gamma, \delta\} = \{100, 45, 35\}$ (GeV).



(b) Evolution de la FOM en fonction de γ au voisinage du minimum, pour $\{\alpha, \beta, \delta\} = \{84, 100, 35\}$ (GeV).

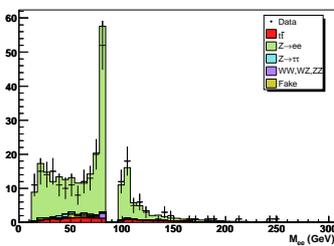


(c) Evolution de la FOM en fonction de β au voisinage du minimum, pour $\{\alpha, \gamma, \delta\} = \{84, 45, 35\}$ (GeV).

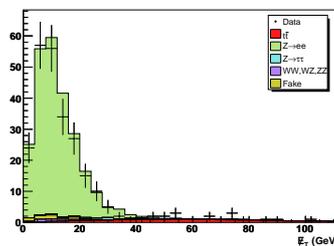


(d) Evolution de la FOM en fonction de δ au voisinage du minimum, pour $\{\alpha, \beta, \gamma\} = \{84, 100, 45\}$ (GeV).

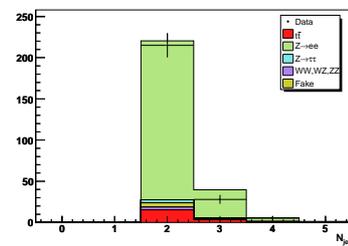
FIGURE 7.25 – Figure de mérite $FOM(\alpha, \beta, \delta, \gamma)$ représentée au voisinage du minimum $\{\alpha_{min}, \beta_{min}, \delta_{min}, \gamma_{min}\} = \{84, 100, 45, 35\}$, en fonction de chacune des variables.



(a) Masse invariante M_{ee} .



(b) Énergie transverse manquante.



(c) Multiplicité en jets.

FIGURE 7.26 – Distributions obtenues après les critères de sélection $N_{jet} \geq 2$ et $M_{ee} \notin [84, 100]$ GeV.

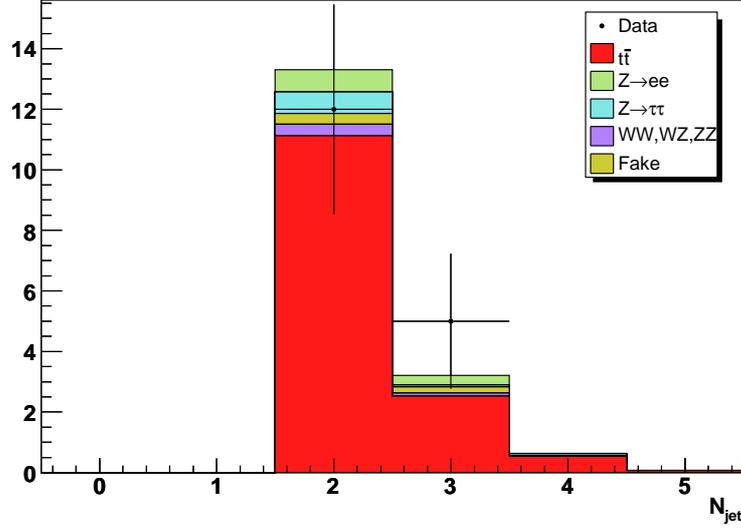


FIGURE 7.27 – Multiplicité en jets après sélection complète (i.e. après la sélection sur M_{ee} et \cancel{E}_T). Dans cette distribution, la section efficace de production de quarks top $\sigma_{t\bar{t}}$ est normalisée à la section efficace mesurée, à savoir 9.6 pb.

TABLE 7.5 – Nombres d'événements attendus et observés à chaque étape de la sélection. Les critères de sélection sont appliqués de manière cumulative en allant de gauche à droite. La valeur de la section efficace de production $\sigma_{t\bar{t}}$ est fixée à 7.91 pb ($M_{top} = 170$ GeV). Seules les erreurs statistiques figurent dans le tableau.

	$2 e_{top_tight}$	$O.S.$	$N_{jets} \geq 1$	$N_{jets} \geq 2$	M_{ee}	\cancel{E}_T
$Z + lp \rightarrow ee$	57716.5 ± 80.8	56208.9 ± 79.3	3598.6 ± 19.3	706.3 ± 6.7	207.1 ± 3.8	0.92 ± 0.21
$Z + c\bar{c} \rightarrow ee$	2040.6 ± 15.6	1993.2 ± 15.4	352.3 ± 6.0	116.2 ± 2.9	22.1 ± 1.4	0.30 ± 0.13
$Z + b\bar{b} \rightarrow ee$	683.8 ± 2.7	667.6 ± 2.6	151.9 ± 1.5	52.7 ± 0.9	9.3 ± 0.4	0.13 ± 0.05
$Z + lp \rightarrow \tau\tau$	234.5 ± 4.5	233.0 ± 4.5	15.5 ± 1.2	3.0 ± 0.4	3.0 ± 0.4	0.87 ± 0.20
$Z + c\bar{c} \rightarrow \tau\tau$	9.9 ± 1.1	9.9 ± 1.1	2.0 ± 0.4	0.8 ± 0.3	0.8 ± 0.3	0.04 ± 0.04
$Z + b\bar{b} \rightarrow \tau\tau$	3.2 ± 0.2	3.2 ± 0.2	0.8 ± 0.1	0.2 ± 0.0	0.2 ± 0.0	0.08 ± 0.02
WW	40.3 ± 0.4	39.9 ± 0.4	3.4 ± 0.1	0.6 ± 0.1	0.5 ± 0.1	0.32 ± 0.04
WZ	30.6 ± 0.4	28.6 ± 0.4	17.2 ± 0.3	9.8 ± 0.3	1.6 ± 0.1	0.07 ± 0.02
ZZ	24.0 ± 0.2	23.6 ± 0.2	15.0 ± 0.2	9.4 ± 0.2	1.6 ± 0.1	0.06 ± 0.01
Faux électrons	169.5 ± 2.4	161.1 ± 2.3	24.1 ± 1.2	6.7 ± 0.7	6.3 ± 0.7	0.57 ± 0.18
Fond total	60953.1 ± 82.5	59368.9 ± 81.0	4180.8 ± 20.3	905.9 ± 7.5	252.6 ± 4.1	3.37 ± 0.37
$t\bar{t}$ (7.91 pb)	26.2 ± 0.2	26.0 ± 0.2	24.1 ± 0.2	17.6 ± 0.2	15.5 ± 0.2	11.22 ± 0.14
Total attendu	60979.2 ± 82.5	59394.9 ± 81.0	4204.9 ± 20.3	923.4 ± 7.5	268.1 ± 4.1	14.59 ± 0.40
Données	61077	59500	4176	915	249	17

TABLE 7.6 – Efficacité de sélection $\varepsilon(t\bar{t} \rightarrow ee + X)$ (en %) pour $M_{top} = 170$ GeV, à différents niveaux de la sélection. Seules les erreurs statistiques sont indiquées.

$2 e_{top_tight}$	$O.S.$	$N_{jets} \geq 1$	$N_{jets} \geq 2$	M_{ee}	\cancel{E}_T
19.60 ± 0.15	19.45 ± 0.15	18.04 ± 0.15	13.16 ± 0.13	11.62 ± 0.12	8.40 ± 0.11

 TABLE 7.7 – Nombres d'événements observés et attendus pour la sélection $t\bar{t} \rightarrow ee + X$, avec $\sigma_{t\bar{t}} = 7.91$ pb. Tous les critères de sélection sont appliqués. Les sources d'incertitude systématique seront détaillées dans le paragraphe 7.10.

Catégorie	Nombre d'événements	Incertitude statistique	Incertitude systématique
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	1.35	± 0.26	+0.35 -0.32
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$	1.00	± 0.20	+0.24 -0.23
$WW + WZ + ZZ$	0.45	± 0.05	+0.09 -0.09
Faux électrons	0.57	± 0.18	+0.33 -0.33
Fond total	3.37	± 0.37	+0.55 -0.52
$t\bar{t}$ attendu	11.22	± 0.14	+0.90 -0.90
Total signal + fond	14.59	± 0.40	+1.05 -1.04
Données	17		

7.9 Mesure de la section efficace de production $\sigma_{t\bar{t}}$

On observe 17 événements dans les données. En réalité, ce nombre d'événements correspond à la réalisation d'une variable aléatoire régie par une statistique de Poisson. Si l'on pouvait refaire plusieurs fois l'expérience, le nombre moyen d'événements observés serait donné par :

$$\nu = \sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}) \times \mathcal{BR}(t\bar{t} \rightarrow ee) \times \mathcal{L}_{données} \times \varepsilon_{t\bar{t} \rightarrow ee} + N_{bkg} \quad (7.20)$$

avec les conventions suivantes (les valeurs numériques sont reportées dans le tableau 7.8) :

- $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})$: section efficace de production de paires de quarks top ;
- $\mathcal{BR}(t\bar{t} \rightarrow ee)$: rapport de branchement de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$ vers l'état final di-électron ;
- $\mathcal{L}_{données}$: luminosité intégrée de l'échantillon de données ;
- $\varepsilon_{t\bar{t} \rightarrow ee}$: efficacité de sélection du signal dans l'état final di-électron ;
- N_{bkg} : nombre total d'événements de bruit de fond attendus.

TABLE 7.8 – Valeur numérique des constantes utilisées dans l'équation 7.20.

$\mathcal{BR}(t\bar{t} \rightarrow ee)$	$\mathcal{L}_{données}$	$\varepsilon_{t\bar{t} \rightarrow ee}$	N_{bkg}
1.62%	1074 pb ⁻¹	8.40%	3.37

Pour une expérience donnée, la probabilité d'observer N événements lorsqu'on en attend ν en moyenne s'écrit :

$$\mathcal{P}(N, \nu) = \frac{\nu^N}{N!} e^{-\nu} = \mathcal{L}(\sigma) \quad (7.21)$$

La fonction \mathcal{L} ainsi définie est une fonction de vraisemblance. Le seul paramètre inconnu dont dépend \mathcal{L} est précisément la section efficace $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})$. La valeur la plus probable pour la section efficace est celle qui rend maximale la fonction de vraisemblance. Une illustration graphique de la méthode de maximum de vraisemblance est représentée à la figure 7.28.

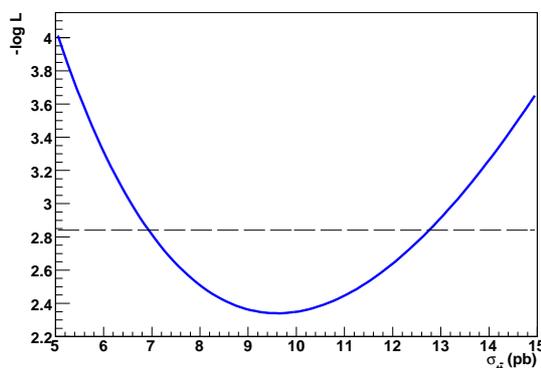


FIGURE 7.28 – Maximisation de la fonction de vraisemblance par rapport au paramètre $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})$. Il est d'usage de calculer $-\ln\mathcal{L}$ plutôt que la fonction de vraisemblance elle-même. Les pointillés horizontaux symbolisent la droite $y = (-\ln\mathcal{L})_{min} + \frac{1}{2}$, dont les intersections avec la courbe $-\ln\mathcal{L}$ définissent les erreurs statistiques sur la mesure de la section efficace.

Dans l'hypothèse où la masse du quark top vaut $M_{top} = 170$ GeV, la section efficace de production de paires de quarks top mesurée dans l'état final di-électron vaut finalement :

$$\sigma(pp\bar{p} \rightarrow t\bar{t}) = 9.6^{+3.2}_{-2.7} (stat) \text{ pb} \quad (7.22)$$

Les erreurs mentionnées dans ce résultat sont d'origine statistique uniquement. La section suivante est entièrement consacrée à l'étude des incertitudes systématiques. Le résultat final de la mesure sera présenté après avoir identifié et évalué chaque source d'incertitude.

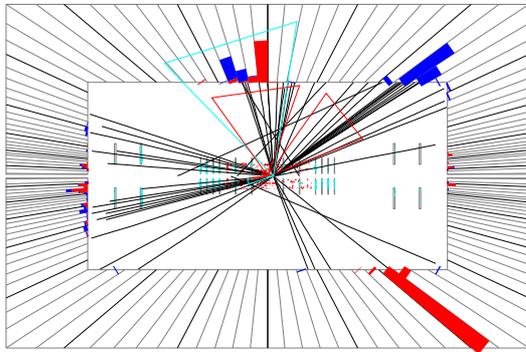
Les figures 7.29 à 7.32 représentent 4 des 17 des candidats $t\bar{t}$ sélectionnés dans les données. Les caractéristiques cinématiques et topologiques des candidats sont résumées dans le tableau 7.9. La sphéricité (figurant dans la dernière colonne du tableau) est une variable topologique parfois utilisée pour discriminer le signal et le bruit de fond. Elle est définie à partir du tenseur :

$$S^{ij} = \frac{\sum_n p_n^i p_n^j}{\sum_n |p_n|^2} \quad (7.23)$$

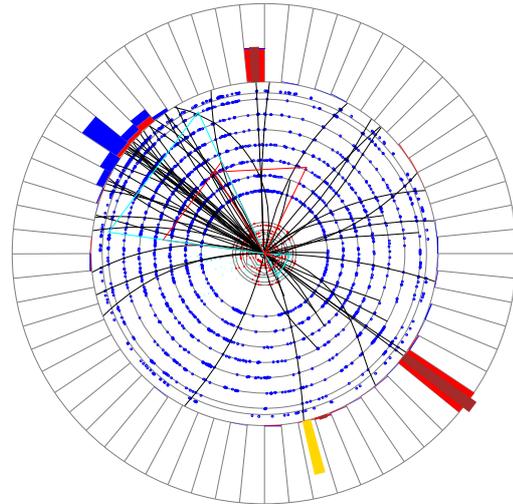
La sommation porte sur toutes les particules reconstruites dans l'état final, et p_n^i désigne la composante i ($= x, y, z$) de l'impulsion la particule n . Les trois valeurs propres de S^{ij} , notées $\lambda_{1,2,3}$ avec par convention $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$, vérifient $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1$. La sphéricité d'un événement est définie par : $S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3)$. Un événement est dit sphérique lorsque S est proche de 1, et peu sphérique lorsque S est voisin de 0. On s'attend à ce que la topologie $t\bar{t} + X$ soit plus sphérique que les événements de bruit de fond comme $Z(\rightarrow \ell\ell) + \text{jets}$.

TABLE 7.9 – Principales caractéristiques cinématiques et topologiques des 17 candidats $t\bar{t}$ sélectionnés dans les données.

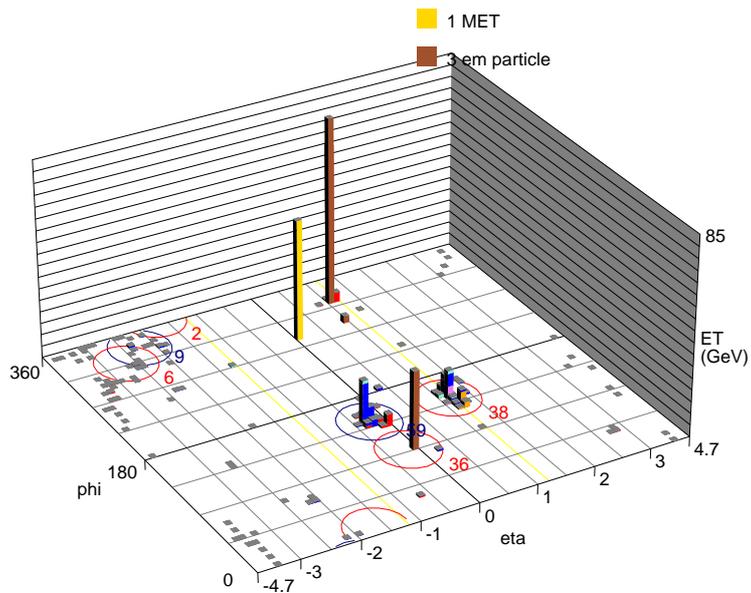
Run	Événement	Electron 1		Electron 2		Paire e^+e^-		N_{jets}	Jet 1		Jet 2		E_T	Sphéricité
		p_T	η_{det}	p_T	η_{det}	M_{ee}	p_T		p_T	η_{det}	p_T	η_{det}		
170016	16809090	33.2	0.5	29.9	-0.4	62.2	32.0	3	56.5	2.1	54.3	0.7	55.2	0.15
178152	26229014	64.2	-0.4	18.7	-0.5	43.7	70.5	2	76.2	0.8	21.7	-2.2	75.4	0.44
178177	13511001	98.8	0.1	18.5	-0.4	34.1	114.0	2	122.4	1.0	51.8	0.5	84.6	0.37
187303	2576888	43.3	-1.6	37.0	0.5	123.8	11.4	2	92.4	-1.1	22.1	1.9	49.2	0.22
192663	4006566	40.5	0.0	27.8	-0.3	29.0	62.8	2	90.1	0.5	53.8	-2.1	54.3	0.28
194319	18423727	81.0	1.1	33.5	-0.1	114.5	65.4	2	81.5	-0.2	78.1	1.2	88.4	0.68
203322	72081794	80.9	1.7	37.3	-0.7	187.6	80.9	2	55.6	0.1	36.0	0.8	47.3	0.16
203325	93436953	72.6	0.8	28.4	-0.7	105.3	66.7	3	70.2	0.2	46.7	0.8	41.5	0.48
206912	6250960	35.4	-0.9	22.9	-0.0	25.7	58.3	2	102.8	0.0	47.8	-0.1	68.0	0.42
208429	2368386	145.7	-0.6	80.8	-0.7	213.2	76.5	2	42.7	-0.0	34.3	-0.8	77.3	0.38
209549	31696632	59.7	0.6	24.5	-0.7	74.8	62.6	2	112.7	0.2	29.4	1.8	52.9	0.65
210292	9482487	40.1	-0.2	34.1	-0.0	43.8	60.1	3	103.5	0.4	20.5	0.9	102.1	0.33
210344	22476282	48.7	-1.0	40.1	0.1	67.5	80.8	2	109.4	-1.5	55.2	-0.8	67.7	0.19
211648	25909266	32.0	0.7	27.0	-0.4	66.3	10.4	2	87.7	-0.2	77.5	-0.6	72.9	0.68
213407	34289503	21.3	-1.0	19.1	-2.3	41.8	27.6	3	114.2	-0.9	32.8	0.3	75.2	0.31
213423	18447830	44.9	-0.1	41.9	0.4	49.0	73.1	3	70.3	0.4	34.1	1.0	49.1	0.65
214878	13970760	86.3	0.3	55.0	0.8	141.3	32.2	2	105.2	0.4	97.1	0.8	66.3	0.71



(a) Vue en coupe RZ.



(b) Vue en projection XY.



(c) Représentation légo dans le plan (η, ϕ) .

FIGURE 7.29 – Run 194319 – Événement 18423727

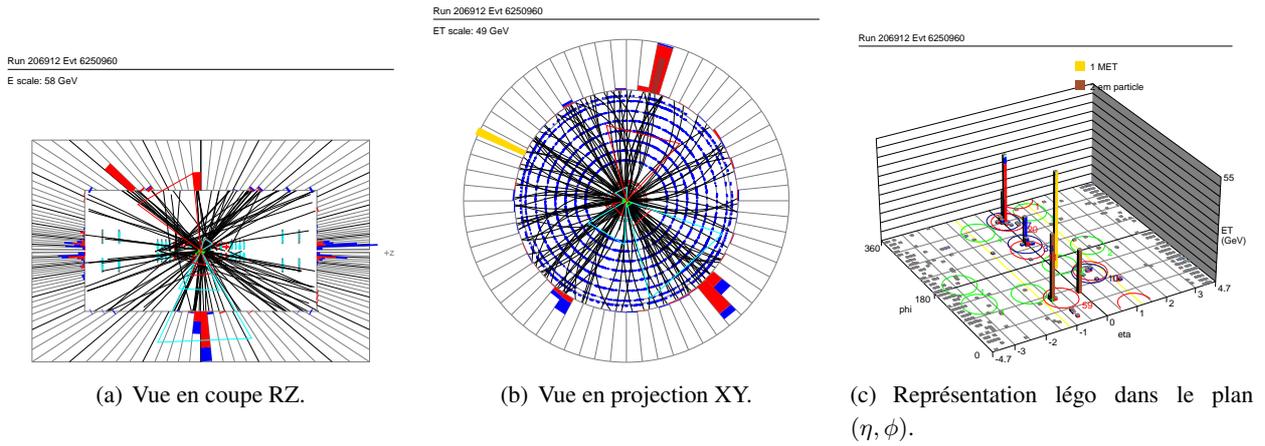


FIGURE 7.30 – Run 206912 – Événement 6250960

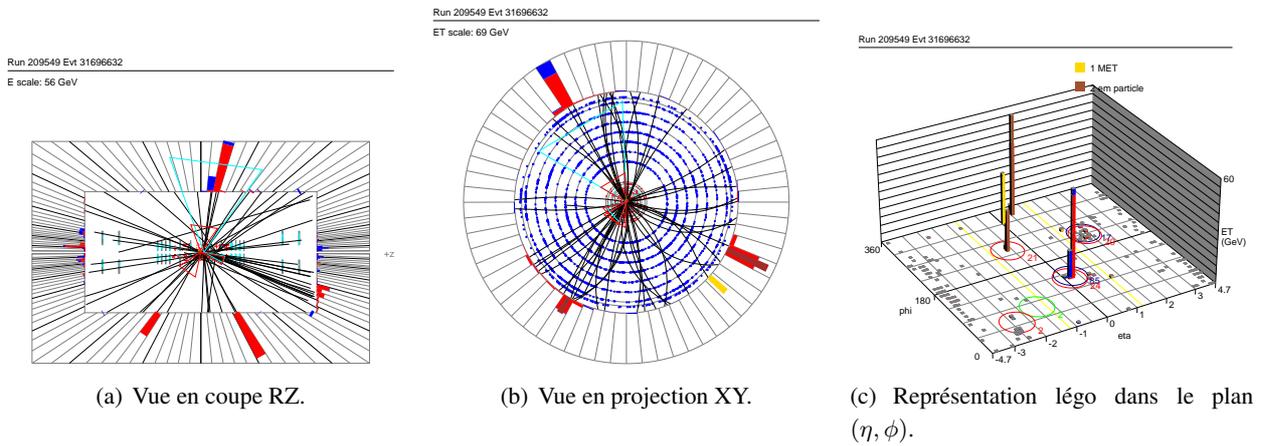


FIGURE 7.31 – Run 209549 – Événement 31696632

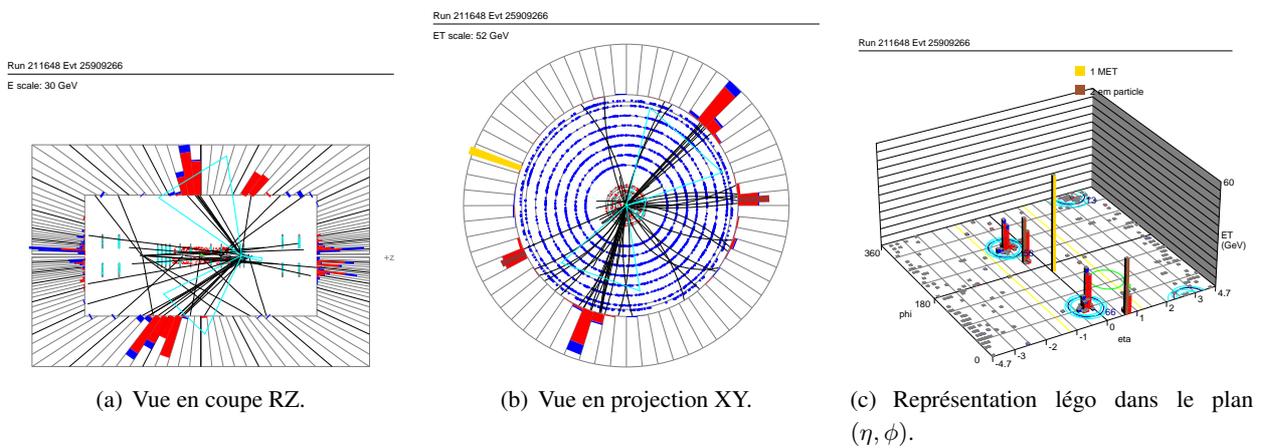


FIGURE 7.32 – Run 211648 – Événement 25909266

7.10 Incertitudes systématiques sur la mesure de la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$

Cette section est entièrement consacrée à l'évaluation des incertitudes systématiques affectant la mesure de la section efficace et concerne essentiellement la simulation, à l'exception de l'incertitude sur le bruit de fond "faux électrons".

7.10.1 Incertitude statistique

L'erreur statistique sur les nombres d'événements prédits par la simulation figure dans le tableau 7.5. La méthode permettant d'évaluer l'incertitude statistique est explicitée dans l'appendice A.1.

7.10.2 Qualité des données calorimétriques

L'efficacité de sélection associée à la qualité des données calorimétriques est évaluée dans l'échantillon de données *Zero Bias* (voir paragraphe 7.3) : $\varepsilon_{dq} = 97.140 \pm 0.003$ % (stat) . L'erreur statistique sur cette efficacité est très faible car ε_{dq} est estimée sur toutes les données du RunIIa. Pour couvrir d'éventuelles différences entre le lot *Zero Bias* et l'échantillon *2EMhighpt* utilisé dans l'analyse, on assigne à ε_{dq} une incertitude relative supplémentaire de 0.5% .

7.10.3 Pondération du profil de luminosité instantanée

La méthode de correction du profil de luminosité instantanée est discutée dans la section 7.4. Plusieurs sources d'incertitude peuvent être identifiées :

- le choix du "profil caractéristique" du lot de données est quelque peu arbitraire. Afin de quantifier la sensibilité des corrections vis-à-vis de ce choix, le profil par défaut "RunIIa" a été remplacé par la distribution de luminosité mesurée dans la sélection di-électron *top_tight* ;
- dans l'analyse, la valeur du poids maximum est fixée à 3. L'arbitraire de ce choix est évalué en désactivant la limite supérieure sur le poids ;
- l'incertitude provenant de l'erreur statistique des bins de la correction de pondération est également prise en compte (la méthode est détaillée dans l'annexe A.3).

7.10.4 Pondération du profil longitudinal du point d'interaction

La procédure de correction par pondération est décrite au paragraphe 7.5. Pour évaluer l'incertitude systématique, on remplace la paramétrisation nominale déterminée sur l'intervalle $PV_z \in [-60, 60]$ cm par une paramétrisation alternative ajustée dans la région $PV_z \in [-40, 40]$ cm.

7.10.5 Pondération du spectre en impulsion transverse du boson Z

On rappelle (voir section 7.6) que les fonctions de pondération sont obtenues par ajustement du rapport entre données et simulation des distributions en $p_T^{reco}(Z)$. Une première incertitude est associée à la précision statistique avec laquelle sont estimés les paramètres de ces fonctions. Le détail du calcul est donné dans l'annexe A.2. D'autre part, la détermination des fonctions de pondération fait appel à une procédure de soustraction de bruit de fond. On soustrait à la distribution $p_T(Z)$ observée les contributions di-électron autres que $Z/\gamma^* \rightarrow ee$. Les prédictions concernant le niveau du bruit de fond reposent sur la connaissance des sections efficaces ainsi que sur les efficacités de sélection correspondantes. L'influence du bruit de fond

a été étudiée en établissant une paramétrisation des fonctions de pondération sans recourir à la soustraction, ce qui revient à considérer que le lot de données est entièrement composé d'événements $Z \rightarrow ee$.

7.10.6 Identification des électrons

Les corrections d'efficacité de reconstruction et d'identification sont disponibles sous forme binée, et non pas paramétrée par une fonction analytique. L'incertitude engendrée par l'incertitude statistique sur le contenu des bins a donc été prise en compte pour chaque facteur correctif (voir annexe A.3).

Dans l'analyse, ε_{reco} et ε_{ID} sont corrigées par rapport aux variables : $\{\eta, \phi, \Delta R(e, jet), lumi, PV_z\}$. Bien que l'impulsion transverse de l'électron soit a priori une variable pertinente, elle n'est pas incluse dans la correction multi-dimensionnelle. En effet, la correction d'efficacité élaborée dans l'analyse suppose que les variables sont indépendantes 2 à 2. Comme la correction nominale est paramétrée en fonction de (η, ϕ) , on ne peut introduire le facteur de correction $SF(\eta, p_T)$ représenté dans la figure 7.33(a). De plus, les corrélations significatives entre les variables η et p_T , observées dans cette même figure, dissuadent d'utiliser une simple correction "1-D" en fonction de p_T . Pour estimer l'effet de la dépendance en p_T , on remplace dans la correction "5-D" la paramétrisation nominale (η, ϕ) par la correction (η, p_T) . Le résultat ainsi obtenu est illustré à la figure 7.33. On note une très légère amélioration de la description du spectre en impulsion transverse pour les électrons de grand p_T , au détriment d'un désaccord plus marqué à bas p_T .

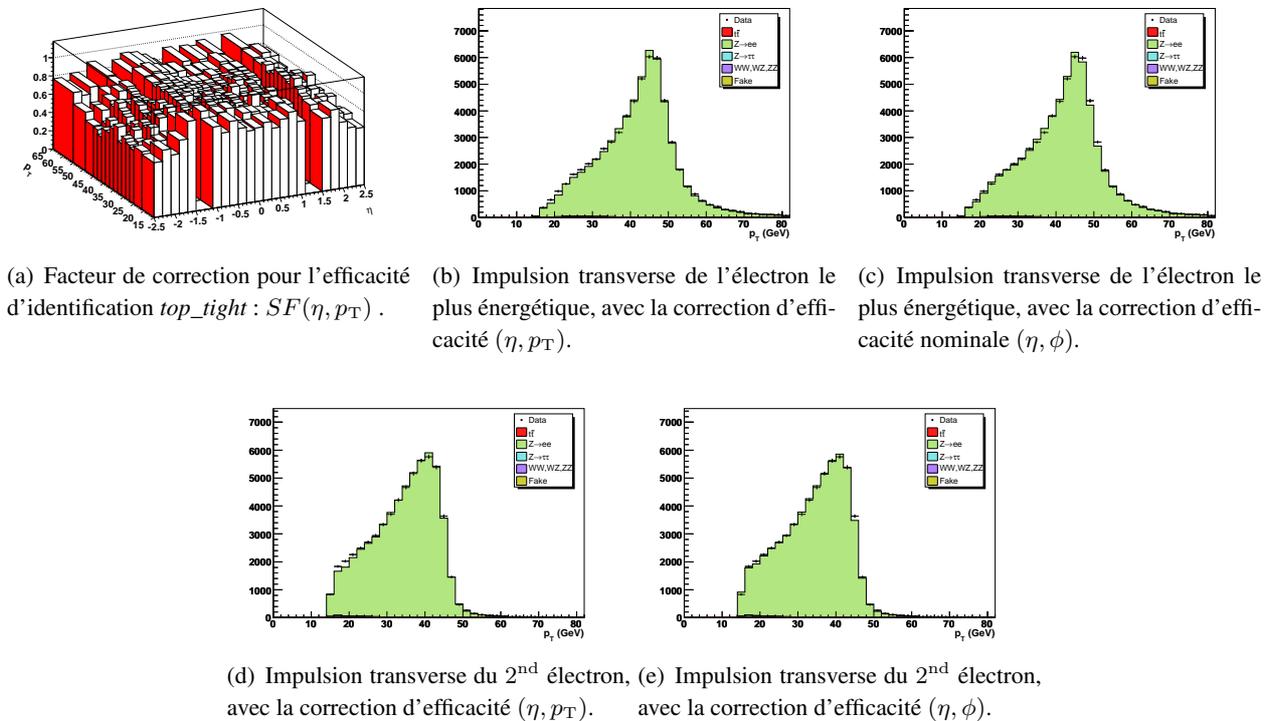


FIGURE 7.33 – Performances de la correction d'efficacité d'identification des électrons, pour les paramétrisations $(\eta, \phi, \Delta R(e, jet), lumi, PV_z)$ et $(\eta, p_T, \Delta R(e, jet), lumi, PV_z)$.

7.10.7 Recalibration de l'énergie des électrons

La recalibration consiste à modifier l'échelle en énergie ainsi que la résolution en énergie des électrons reconstruits (voir paragraphe 6.3). L'impact de cette correction sur le nombre d'événements attendus se manifeste à deux niveaux :

- l'impulsion transverse corrigée doit dépasser le seuil de sélection fixé à $p_T = 15$ GeV ;
- la masse invariante reconstruite après *smearing* doit demeurer en dehors des régions exclues : $M_{ee} < 15$ GeV et $84 \leq M_{ee} \leq 100$ GeV.

Pour évaluer l'incertitude systématique, l'analyse a été reconduite sans appliquer la recalibration.

7.10.8 Déclenchement

L'efficacité du "OU logique" des *triggers* mono-électron est mesurée dans les données par le *Trigger Study Group*, et est disponible sous forme binée. Comme dans le cas des corrections d'efficacité d'identification des électrons, on évalue l'incertitude résultant de l'erreur statistique sur chaque bin. L'incertitude imputée aux conditions de mesure n'a pas été évaluée. Elle concerne notamment les critères de sélection utilisés dans la technique *tag and probe*, ou encore la procédure de soustraction du bruit de fond QCD. Toutefois, d'après le groupe en charge des études de *triggers*, l'incertitude systématique relative sur l'efficacité ne devrait pas excéder 0.5 voire 1% .

7.10.9 Détermination de la charge de l'électron

La probabilité de mauvaise reconstruction de la charge de l'électron est plus élevée dans les données que dans la simulation, ce qui induit une différence d'efficacité de sélection vis-à-vis du critère de charge opposée que l'on impose à la paire d'électrons. Pour ramener l'efficacité de ce critère au même niveau que dans les données, un facteur de correction d'efficacité SF^{OS} est appliqué à la simulation ("OS" pour *Opposite Sign*). Il est déterminé dans les événements $Z \rightarrow ee$ dans la région : $75 \leq M_{ee} \leq 105$ GeV. Les mesures d'efficacité ainsi que le facteur de correction sont mentionnés dans le tableau 7.10.

TABLE 7.10 – Efficacités associées à la sélection de deux électrons de charge opposée. Elles sont mesurées pour les données et la simulation dans les événements $Z \rightarrow ee$ avec des électrons de qualité *top_tight*.

$\epsilon^{OS}(\text{données})$	$\epsilon^{OS}(MC)$	SF^{OS}
$97.33 \pm 0.07\%$	$98.77 \pm 0.01\%$	$98.54 \pm 0.07\%$

A priori, la correction moyenne évaluée ci-dessus n'est valide que pour le processus $Z \rightarrow ee$. En effet, le taux de mauvaise reconstruction de la charge n'est pas un paramètre constant : il dépend notamment du rayon de courbure de la trace, c'est-à-dire de l'impulsion de l'électron. Du point de vue de la probabilité p de mauvaise reconstruction de la charge, on peut par exemple écrire :

$$\langle p \rangle_{Zee} = \int p(p_T) f_{Zee}(p_T) dp_T \neq \langle p \rangle_{i\bar{i}} = \int p(p_T) f_{i\bar{i}}(p_T) dp_T \quad (7.24)$$

Une approche plus générale du problème consisterait à mesurer la dépendance $p(p_T)$ par une méthode *tag and probe*. L'erreur systématique concernant la détermination de la charge de l'électron dans la simulation est évaluée de la façon suivante :

- pour les échantillons $Z \rightarrow ee$, auxquels on applique la correction d'efficacité, l'erreur statistique de 0.07% sur le facteur de correction moyen fait office d'incertitude systématique ;
- pour tous les autres processus, que l'on ne corrige pas, on estime que l'erreur est du même ordre que la différence entre les efficacités corrigées et non corrigées obtenues pour le $Z \rightarrow ee$, c'est-à-dire : $100 - 98.54 = 1.46\%$.

7.10.10 Identification des jets

La procédure de correction de l'efficacité d'identification des jets a été évoquée dans la section 5.2. L'excès de jets qui passent les critères d'identification dans la simulation est éliminé en ramenant ces "bons jets" à l'état de "mauvais jets". La fraction de jets ainsi supprimée est définie par :

$$1 - SF_{ID}(\eta) = 1 - \frac{\varepsilon_{ID}^{données}(\eta)}{\varepsilon_{ID}^{MC}(\eta)} \quad (7.25)$$

L'erreur $\delta SF_{ID}(\eta, p_T)$ sur le facteur de correction provient d'une part de la statistique limitée des échantillons de données utilisés, et d'autre part de l'incertitude systématique associée aux biais de mesure, notamment pour les jets de bas p_T . S'agissant d'une correction d'efficacité, la procédure "standard" pour évaluer l'incertitude systématique consiste à faire varier le facteur de correction de " $\pm 1\sigma$ ", σ désignant l'erreur sur le facteur correctif. Dans le cas de la variation " -1σ ", la fraction de bons jets éliminés de la simulation devient plus importante : $1 - [SF_{ID}(\eta) - \delta SF_{ID}(\eta, p_T)]$. Étant donné que SF_{ID} est très proche de 1, la variation " $+1\sigma$ " conduirait la plupart du temps à un facteur de correction $SF_{ID} + \delta SF_{ID} > 1$. L'excès de bons jets deviendrait alors négatif, ce qui impliquerait de rajouter des bons jets dans la simulation. C'est pourquoi on n'effectue en pratique que la variation " -1σ ", et on symétrise l'incertitude ainsi obtenue.

7.10.11 Échelle d'énergie des jets

La calibration de l'échelle en énergie des jets est établie grâce aux événements γ +jet, dans les données et la simulation. Dans cette topologie où un photon recule face à un jet, la mesure précise de l'énergie du photon sert d'étalon pour calibrer l'énergie du jet. Cependant, certaines composantes des corrections d'échelle en énergie dépendent de la nature du processus utilisé pour la calibration. C'est le cas des corrections de "showering" qui prennent en compte la quantité d'énergie émise sous forme de radiation de gluon hors du cône géométrique de rayon $\Delta R = 0.5$ du jet reconstruit. Comme un jet initié par un gluon a tendance à être plus évasé qu'un jet de quark, l'activité "hors cône" est plus importante. Or les corrections d'échelle en énergie sont inclusives : on ne mesure qu'une correction moyenne, sans distinguer les événements γ +quark et les événements γ +gluon. On peut donc douter de la validité de ces corrections pour d'autres processus tel que Z +jet, où la proportion de jets de quark et jets de gluon diffère. La procédure \mathcal{SSR} assure via le *shifting* une inter-calibration entre données et simulation de l'énergie des jets, en prenant cette fois pour référence les événements Z +jet. Bien que les corrections de *shifting* dépendent du processus de référence, elles sont utilisées par défaut dans l'analyse car $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ constitue le bruit de fond dominant.

Pour évaluer l'incertitude systématique associée à la mesure de l'énergie des jets, on fait varier les corrections de *shifting* de $\pm 1\sigma_{shifting}$, ce qui a pour effet d'augmenter ($+\sigma$) et de diminuer ($-\sigma$) l'énergie des jets. L'incertitude $\sigma_{shifting}$ vient exclusivement de la procédure \mathcal{SSR} et reflète l'incertitude sur la calibration relative entre données et simulation. Il n'est fait aucun usage des incertitudes issues de la calibration absolue de l'énergie dans les événements γ +jet.

Ces variations systématiques de l'énergie des jets doivent être propagées au calcul de \cancel{E}_T . On rappelle que dans l'analyse, l'énergie transverse manquante est recalibrée vis-à-vis des corrections absolues d'échelle en énergie des jets, alors que les corrections relatives de la méthode \mathcal{SSR} ne peuvent être propagées sous peine de dégrader excessivement la résolution sur \cancel{E}_T (voir paragraphe 4.9). Dans cette étude, on adopte la même démarche : bien que l'on fasse varier l'énergie des jets à l'intérieur de l'incertitude sur la calibration relative, on répercute ces variations systématiques sur \cancel{E}_T en utilisant l'incertitude sur la calibration absolue de l'énergie des jets $\pm 1\sigma_{JES}$. Comme il est d'usage de ne faire varier la calibration en énergie que pour les jets simulés, l'incertitude σ_{JES} doit rendre compte des incertitudes associées à la calibration dans les données et la simulation :

$$\sigma_{JES} = \sqrt{\sigma_{JES, \text{données}}^2 + \sigma_{JES, MC}^2} \quad (7.26)$$

7.10.12 Correction de *shifting*

Par certains aspects, la correction de *shifting* dépend du processus étudié. Étant donné que la méthode \mathcal{SSR} prend pour référence les événements Z +jet, la correction de *shifting* n'est pas forcément valide dans un environnement $t\bar{t}$. Une incertitude systématique est évaluée en comparant les résultats avec et sans *shifting*. Dans cette étude, les corrections de *smearing* n'ont pas été désactivées car on s'attend à ce que les effets de résolution soient essentiellement dictés par la modélisation du détecteur et la description de l'interaction entre particule et détecteur, plutôt que par le processus lui-même.

7.10.13 Calibration de l'énergie des jets de quark b

Les corrections d'échelle en énergie établies dans les événements γ +jet sont inclusives au sens où l'on ne distingue pas les processus γ +quark et γ +gluon. On ne mesure qu'une correction moyenne, bien que les jets de quarks et les jets de gluons soient des "objets différents". Elles sont également inclusives vis-à-vis de la saveur des quarks : la correction γ +quark est une correction moyenne à laquelle contribue les processus $\gamma+\{u, d, c, s, b\}$. Cependant, le quark b possède des spécificités par rapport aux quarks légers :

- sa fonction de fragmentation [134] : la fraction d'impulsion emportée par un hadron B lors de la fragmentation d'un quark b est plus élevée que dans le cas de la fragmentation d'un quark léger ;
- les modes de désintégration des hadrons B : ceux-ci ont une forte propension à se désintégrer dans un mode semi-leptonique. Une partie de l'énergie du jet peut alors s'échapper du calorimètre sous forme de neutrinos.

L'énergie calorimétrique associée à un jet de quark dépend donc de la saveur du quark. En première approximation, les disparités entre jets de quarks légers et lourds se traduisent par une valeur différente du terme de réponse calorimétrique (voir section 4.6). Une modification de la correction de réponse a été proposée pour calibrer l'énergie des jets de quark b dans la simulation :

$$p_T^{b, \text{corr}} = \mathcal{C} \times p_T^{b, JES} \quad (7.27)$$

La mention "JES" fait référence aux corrections établies sur les événements γ +jet $\sim \gamma$ +jet léger (étant donné la faible section efficace des processus γ + b et γ + c). Le coefficient de calibration \mathcal{C} est défini comme [135] :

$$\mathcal{C} = \frac{\frac{R_{\text{données}}^b}{R_{MC}^b}}{\frac{R_{\text{données}}^l}{R_{MC}^l}}, \quad \text{avec} \quad R_x^y = \frac{\sum_{i \in \text{jet } y} R_i^{\pi, x} E_i}{\sum_{i \in \text{jet } y} E_i} \quad (7.28)$$

où R^l et R^b désignent respectivement la réponse pour les jets légers et les jets de quark b . Les quatre termes du coefficient \mathcal{C} sont évalués par simulation à partir des corrections *single pion response* R^π déterminées dans les données et la simulation. Numériquement, $\mathcal{C} \simeq 0.982$. L'incertitude systématique associée à la calibration en énergie des jets de quark b est obtenue en comparant les efficacités de sélection avec et sans étalonnage spécifique.

7.10.14 Résolution en énergie des jets

En raison d'une simulation imparfaite du processus d'hadronisation, de l'événement sous-jacent, et de l'interaction entre jet de particules et détecteur, l'énergie calorimétrique d'un jet simulé est moins affectée par les fluctuations statistiques que dans les données. Dans la procédure \mathcal{SSR} , le rôle de la correction de *smearing* est de dégrader la résolution en énergie des jets simulés. L'incertitude systématique est évaluée en faisant varier les paramètres de *smearing* de $\pm 1\sigma_{smearing}$.

7.10.15 Identification du vertex primaire

La correction d'efficacité associée à la sélection du vertex primaire n'est appliquée qu'au processus $Z \rightarrow ee$ (voir paragraphe 7.5). L'incertitude systématique correspondante est calculée comme la somme quadratique de l'erreur statistique (0.10%) et des variations du facteur de correction mentionnées dans le tableau 7.3 ($98.59 - 98.45 = 0.14\%$ et $98.67 - 98.59 = 0.08\%$). Pour les autres processus simulés, que l'on ne corrige pas, l'incertitude est évaluée en comparant les efficacités corrigées et non corrigées que l'on obtient dans les événements $Z \rightarrow ee$: $100 - 98.59 = 1.41\%$.

7.10.16 Bruit de fond "faux électrons"

Ce bruit de fond instrumental est estimé à partir des données en calculant, pour chaque événement observé, la probabilité qu'un ou deux électrons de l'état final soient des jets (ou des électrons non isolés) vérifiant accidentellement les critères d'identification *top_tight*. L'incertitude systématique sur l'évaluation de ce bruit de fond provient essentiellement de la statistique limitée des échantillons de données. Le détail du calcul d'erreur est disponible dans l'annexe B.

7.10.17 Énergie transverse manquante

Cette incertitude a pour but d'estimer la précision avec laquelle la distribution en \cancel{E}_T est reproduite par la simulation. On s'intéresse ici au "cœur gaussien" de la distribution dominée par le bruit de fond, et non pas à la queue de distribution où se situe le signal. La résolution sur l'énergie transverse manquante est fortement conditionnée par la résolution sur l'énergie des jets. Pour adopter la même configuration que dans l'analyse, cette incertitude est évaluée dans la sélection di-électron avec au moins deux jets reconstruits. On examine alors dans la simulation le nombre d'événements présents dans la région à "basse \cancel{E}_T ", complémentaire de la région à "haute \cancel{E}_T " sélectionnée dans l'analyse :

$$N_{MC}^{low \cancel{E}_T} = N_{MC}^{15 < M_{ee} < 84} \times \left(1 - \varepsilon_{MC}^{\cancel{E}_T > 45}\right) + N_{MC}^{M_{ee} > 100} \times \left(1 - \varepsilon_{MC}^{\cancel{E}_T > 35}\right) \quad (7.29)$$

où $N_{MC}^{\alpha < M_{ee} < \beta}$ désigne le nombre total d'événements dans une certaine région de masse invariante (bruits de fond et signal confondus), et $\varepsilon_{MC}^{\cancel{E}_T > \gamma}$ indique l'efficacité moyenne du critère de sélection en \cancel{E}_T . Les critères de sélection sur la masse invariante et l'énergie transverse manquante ont été obtenus après optimisation

(voir section 7.8). On détermine ensuite les facteurs de correction d'efficacité qu'il convient d'appliquer pour mettre au même niveau les efficacités de sélection dans les données et la simulation :

$$SF^{\alpha < M_{ee} < \beta} = \frac{1 - \varepsilon_{données}^{\cancel{E}_T > \gamma}}{1 - \varepsilon_{MC}^{\cancel{E}_T > \gamma}} \quad (7.30)$$

Après correction, il reste :

$$N_{MC}^{low \cancel{E}_T, corr} = N_{MC}^{15 < M_{ee} < 84} \times \left(1 - \varepsilon_{données}^{\cancel{E}_T > 45}\right) + N_{MC}^{M_{ee} > 100} \times \left(1 - \varepsilon_{données}^{\cancel{E}_T > 35}\right) \quad (7.31)$$

Pour chaque région de masse invariante, le facteur de correction d'efficacité est égal à 99.6%. L'incertitude systématique sur la modélisation de la distribution en \cancel{E}_T est définie comme la différence relative entre $N_{MC}^{low \cancel{E}_T, corr}$ et $N_{MC}^{low \cancel{E}_T}$, et vaut donc 0.4%.

7.10.18 Section efficace des processus du Modèle Standard

Toutes les sections efficaces sont calculées pour une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. La valeur de la section efficace du processus Drell-Yan utilisée dans l'analyse pour la région en masse $60 \leq M_{Z/\gamma^*} \leq 130$ GeV est [136] :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z/\gamma^*) \times \mathcal{BR}(Z/\gamma^* \rightarrow \ell^+ \ell^-) = 256.6_{-12.0}^{+5.1} \text{ pb} \quad (7.32)$$

Cette section efficace est calculée en 2 temps :

- la section efficace de production du boson Z est calculée à l'ordre NNLO avec les \mathcal{PDF} MRST2004 NNLO, sans tenir compte du terme d'interférence entre boson Z et photon virtuel γ^* :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z) \times \mathcal{BR}(Z \rightarrow \ell^+ \ell^-) = 251.9_{-11.8}^{+5.0} \text{ pb} \quad (7.33)$$

L'erreur asymétrique provient de l'incertitude sur les \mathcal{PDF} . La dépendance résiduelle de la section efficace vis-à-vis des échelles de factorisation et de renormalisation devient négligeable pour un calcul NNLO ;

- la contribution du terme d'interférence prend la forme d'un facteur correctif évalué à l'ordre NLO grâce au générateur MC@NLO :

$$\frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z) \times \mathcal{BR}(Z \rightarrow \ell^+ \ell^-)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z/\gamma^*) \times \mathcal{BR}(Z/\gamma^* \rightarrow \ell^+ \ell^-)} = 0.9818 \pm 0.0007 \quad (7.34)$$

Les processus diboson WW, WZ et ZZ sont simulés avec PYTHIA. Les sections efficaces NLO calculées avec MCFM sont environ 40% plus élevées que les sections efficaces LO prédites par PYTHIA. Ces dernières sont donc multipliées par le K-facteur NLO/LO approprié. Une incertitude relative de 20% est assignée au résultat du calcul σ_{NLO} .

7.10.19 Composition en saveur lourde du bruit de fond Z+jets

Lors de la production des échantillons Z+jets, on génère séparément les processus où le boson est produit en association avec des quarks légers (u,d,s) et les processus mettant en jeu des quarks lourds (c,b) :

- $Z + 0, 1, 2, 3$ parton(s) léger(s) ;
- $Z + b\bar{b} + 0, 1, 2$ parton(s) léger(s) ;
- $Z + c\bar{c} + 0, 1, 2$ parton(s) léger(s).

Afin d'éviter les double-comptages, on rejette les événements " $Z + n$ partons légers" dans lesquels apparaissent des quarks lourds au cours du développement des cascades ISR/FSR. En ce qui concerne la normalisation de la contribution en saveurs lourdes, la section efficace NLO de ces processus peut être obtenue par MCFM. Un K-facteur NLO/LO d'une valeur de 1.25 est appliqué aux sections efficaces $\sigma(Z + c\bar{c})$ et $\sigma(Z + b\bar{b})$ calculées par ALPGEN. Une erreur de 20% est attribuée à ce K-facteur.

7.10.20 Fonctions de densité de partons

Les générateurs ALPGEN+PYTHIA et PYTHIA simulent les processus à l'approximation du logarithme dominant et à l'ordre dominant respectivement. Dans la production Monte Carlo de $D\bar{O}$, ces générateurs sont associés aux fonctions de densité partonique CTEQ6L1, également calculées à l'ordre perturbatif dominant. Le choix d'une certaine paramétrisation pour les \mathcal{PDF} influe d'une part sur l'acceptance du processus, et d'autre part sur sa section efficace (non pertinent pour le signal $t\bar{t}$, dont on mesure la section efficace). Pour le processus Drell-Yan $Z/\gamma^* \rightarrow \ell\bar{\ell}$, l'incertitude induite par les \mathcal{PDF} sur la valeur de la section efficace est prise en compte dans le calcul théorique. L'incertitude vis-à-vis de l'acceptance sera négligée devant l'incertitude sur la section efficace. Pour les processus WW, WZ et ZZ, une erreur systématique de 20% est assignée pour couvrir la méconnaissance précise de la section efficace NLO. C'est pourquoi les incertitudes introduites par les \mathcal{PDF} sur la section efficace et l'acceptance seront négligées.

Dans le cas du signal, on cherche à évaluer la sensibilité de l'efficacité $\varepsilon_{t\bar{t}}$ par rapport au choix de paramétrisation des \mathcal{PDF} . Dans la "version CTEQ6", les fonctions de densité partonique sont ajustées par une fonction du type :

$$xf(x, Q_0) = A_0 x^{A_1} (1-x)^{A_2} e^{A_3 x} (1 + e^{A_4 x})^{A_5} \quad (7.35)$$

Dans la paramétrisation CTEQ6L1, on ne dispose pas des erreurs associées au jeu de paramètres $\{A_0, \dots, A_5\}$. Pour estimer l'incertitude systématique, il est donc nécessaire de changer de paramétrisation. L'approche qui consiste à générer de nouveaux échantillons $t\bar{t}$ en utilisant d'autres \mathcal{PDF} est trop coûteuse en temps de calcul. On lui préfère une procédure permettant de "simuler" un changement de \mathcal{PDF} . Cette technique repose sur le théorème de factorisation de la section efficace :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}) = \sum_{i,j} \iiint f_i(x_1, Q^2) f_j(x_2, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}(ij \rightarrow t\bar{t})}{d\hat{t}} dx_1 dx_2 d\hat{t} \quad (7.36)$$

D'après l'équation 7.36, il paraît possible de "substituer" les \mathcal{PDF} CTEQ6L1 par une autre paramétrisation notée " α " en affectant un poids à chaque événement :

$$w_\alpha = \frac{f_\alpha(x_1, s_1, Q^2) \times f_\alpha(x_2, s_2, Q^2)}{f_{CTEQ6L1}(x_1, s_1, Q^2) \times f_{CTEQ6L1}(x_2, s_2, Q^2)} \quad (7.37)$$

où s_i désigne la saveur du parton i de l'état initial, x_i est la variable de Bjorken pour ce même parton, et Q^2 correspond au moment transféré lors de l'interaction partonique. Cependant, une simple pondération n'est pas équivalente à une exacte substitution. En effet, l'émission de radiations dans l'état initial (ISR) est gouvernée par les lois d'évolution des fonctions de densité de partons [7, 8]. Comme la pondération opère à Q^2 fixé, elle ne peut remplacer les "ISR CTEQ6L1" par des "ISR α ". Pour cette même raison, on évitera d'appliquer la technique de pondération sur des échantillons générés avec ALPGEN+PYTHIA. L'efficacité de *matching* entre les partons de l'état final et les jets de partons obtenus après ISR/FSR dépend du choix des \mathcal{PDF} , alors que la pondération laisse $\varepsilon_{\text{matching}}$ inchangée. Cette incertitude systématique sera donc évaluée sur un échantillon $t\bar{t}$ généré avec PYTHIA.

La version alternative " α " qui a été choisie pour cette étude est la paramétrisation NLO CTEQ61M. Ce choix est certes peu rigoureux du point de vue théorique (car il consiste à interfacer des \mathcal{PDF} NLO avec un générateur LO), mais il permet d'estimer l'ordre de grandeur des incertitudes liées aux \mathcal{PDF} . Si l'on considère les \mathcal{PDF} des quarks (toutes saveurs confondues) ainsi que la \mathcal{PDF} du gluon, on compte au total 20 paramètres libres et 41 paramétrisations différentes. La paramétrisation nominale CTEQ61M.00 correspond au jeu de paramètres réalisant le meilleur ajustement par rapport aux mesures expérimentales. Les 40 autres paramétrisations sont obtenues en faisant varier successivement chaque paramètre d'une déviation standard :

$$\begin{aligned} CTEQ61M.01 &= f(x, Q^2, a_0 + \delta a_0, a_1, \dots) \quad , \quad CTEQ61M.02 = f(x, Q^2, a_0 - \delta a_0, a_1, \dots) \\ CTEQ61M.03 &= f(x, Q^2, a_0, a_1 + \delta a_1, \dots) \quad , \quad etc \end{aligned} \quad (7.38)$$

Dans un premier temps, l'efficacité $\varepsilon_{t\bar{t}}$ NLO nominale est évaluée en substituant la paramétrisation CTEQ61M.00 par CTEQ61M.00. Puis on répète la procédure pour chacune des 40 " \mathcal{PDF} erreur". L'incertitude systématique est estimée selon la prescription [137, 138] :

$$\left(\frac{\Delta \varepsilon_{t\bar{t}}}{\varepsilon_{t\bar{t}}} \right)_{\pm 1\sigma}^2 = \sum_{i=1}^{20} \left(\frac{\varepsilon_{CTEQ61M.2i-1} - \varepsilon_{CTEQ61M.00}}{\varepsilon_{CTEQ61M.00}} \right)^2 \quad (7.39)$$

La figure 7.34 représente les efficacités $\varepsilon_{t\bar{t}}$ calculées avec le générateur PYTHIA pour les 41 paramétrisations CTEQ61M.xx. On constate que l'excursion maximale par rapport à l'efficacité NLO nominale est obtenue pour le "vecteur propre numéro 15", i.e. pour les paramétrisations CTEQ61M.29 et CTEQ61M.30. Ces deux " \mathcal{PDF} erreurs" correspondent à une variation de $\pm 1\sigma$ sur un paramètre peu contraint expérimentalement qui décrit le comportement de la \mathcal{PDF} du gluon à grand x .

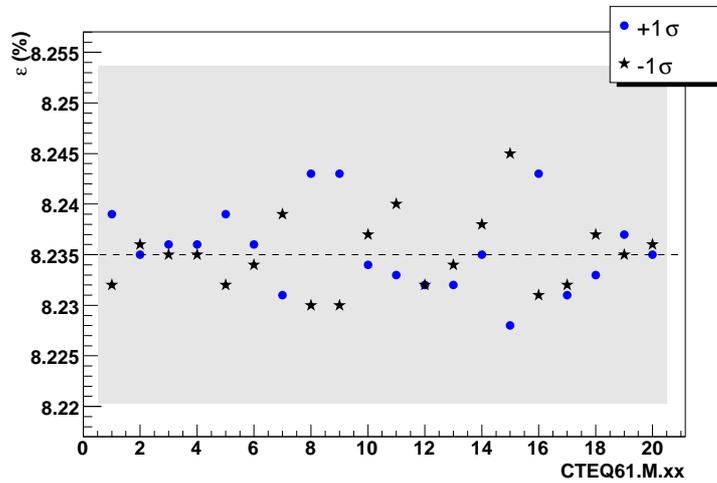


FIGURE 7.34 – Efficacités obtenues pour les 40 " \mathcal{PDF} erreur" de la paramétrisation CTEQ61M, pour l'échantillon $t\bar{t}$ généré avec PYTHIA. L'efficacité NLO nominale CTEQ61M.00 est représentée en pointillés. L'erreur systématique totale, asymétrique, est symbolisée par la bande grise.

7.10.21 Rapport de branchement $\mathcal{BR}(t\bar{t} \rightarrow ee + X)$

Le calcul de la section efficace $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})$ dans l'état final di-électron repose sur la connaissance du rapport de branchement $\mathcal{BR}(t\bar{t} \rightarrow ee + X)$. Dans la cascade de désintégration des paires $t\bar{t}$, on considère que le quark top se désintègre exclusivement en un boson W et un quark b . Les électrons sont ensuite produits par désintégration $W \rightarrow e\nu_e$, ou bien $W \rightarrow \tau\nu_\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau\nu_\tau$. Le rapport de branchement de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$ vers un état final di-électron s'écrit donc :

$$\begin{aligned} \mathcal{BR}(t\bar{t} \rightarrow ee + X) = \mathcal{BR}^2(t \rightarrow Wb) \times \{ & \mathcal{BR}^2(W \rightarrow e\nu_e) \\ & + 2\mathcal{BR}(W \rightarrow e\nu_e)\mathcal{BR}(W \rightarrow \tau\nu_\tau)\mathcal{BR}(\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau) \\ & + \mathcal{BR}^2(W \rightarrow \tau\nu_\tau)\mathcal{BR}^2(\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau)\} \end{aligned} \quad (7.40)$$

On suppose par ailleurs que l'universalité leptonique est vérifiée :

$$\mathcal{BR}(W \rightarrow e\nu_e) = \mathcal{BR}(W \rightarrow \tau\nu_\tau) = \mathcal{BR}(W \rightarrow \ell\nu_\ell) = 10.80 \pm 0.09\% \quad (7.41)$$

L'expression précédente se simplifie alors :

$$\mathcal{BR}(t\bar{t} \rightarrow ee + X) = \underbrace{\mathcal{BR}^2(t \rightarrow Wb)}_{\simeq 1} \mathcal{BR}^2(W \rightarrow \ell\nu_\ell) (1 + \mathcal{BR}(\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau))^2 \quad (7.42)$$

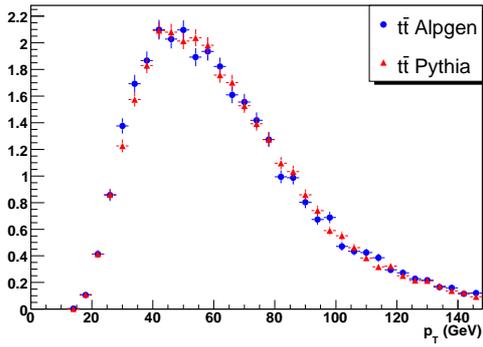
L'incertitude expérimentale sur la mesure de ce rapport de branchement universel est considérée comme une source d'incertitude systématique.

7.10.22 Modélisation du signal

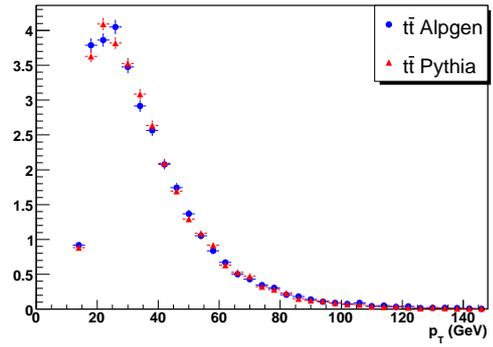
Dans l'analyse, le processus $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow ee + X$ est modélisé par les générateurs ALPGEN+PYTHIA. Le très faible rapport signal sur bruit au niveau des premières étapes de la sélection ne permet pas de contrôler les distributions prédites pour le signal : on doit "faire confiance" à la simulation. Toutefois, les prédictions de ALPGEN+PYTHIA ont été comparées à celles du seul générateur PYTHIA. En ce qui concerne les efficacités de sélection :

$$\varepsilon_{t\bar{t}}^{Pythia} = 8.11 \pm 0.09\% (stat) \quad , \quad \varepsilon_{t\bar{t}}^{AlpGen+Pythia} = 8.40 \pm 0.11\% (stat) \quad (7.43)$$

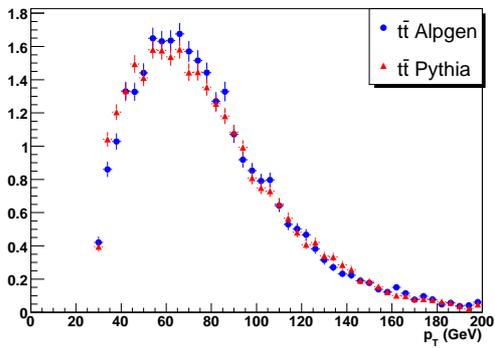
L'incertitude systématique associée à la modélisation du signal $t\bar{t}$ est calculée comme la différence relative entre ces deux efficacités, et s'élève à 3.45%. La figure 7.35 confirme que les distributions cinématiques et topologiques prédites par PYTHIA et ALPGEN+PYTHIA sont très voisines. La différence la plus significative est attribuée au nombre de jets reconstruits, globalement plus élevé dans l'échantillon généré avec ALPGEN+PYTHIA. Ceci explique en partie le désaccord observé dans la distribution en ΔR_{jj}^{min} , cette variable étant définie comme la plus petite distance ΔR entre les jets reconstruits.



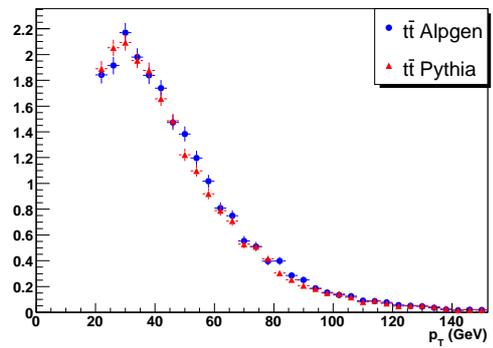
(a) Impulsion transverse de l'électron le plus énergétique.



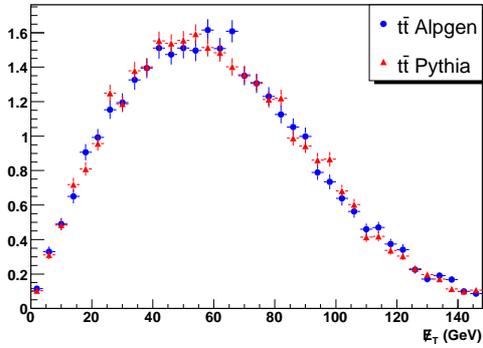
(b) Impulsion transverse du 2nd électron.



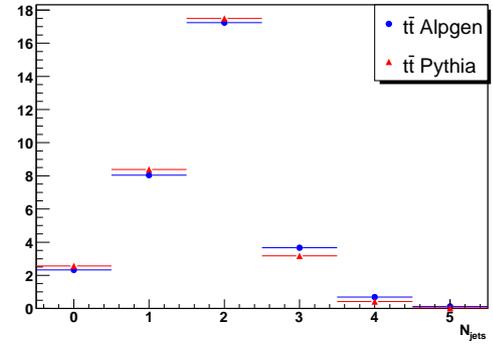
(c) Impulsion transverse du jet le plus énergétique.



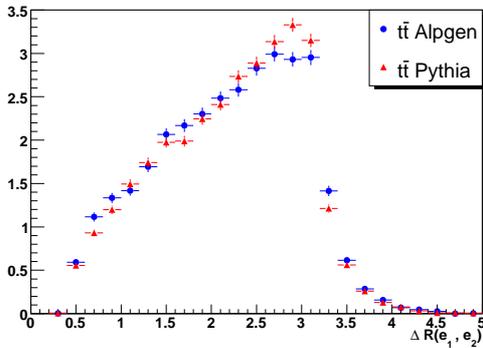
(d) Impulsion transverse du 2nd jet le plus énergétique.



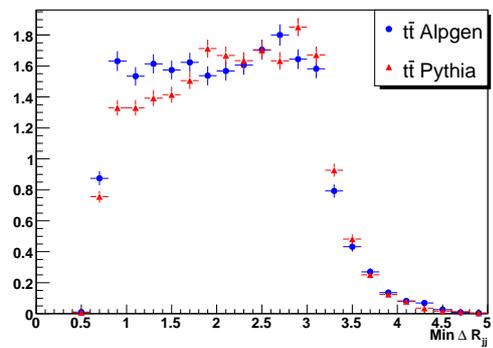
(e) Énergie transverse manquante.



(f) Nombre de jets reconstruits.



(g) Distance ΔR entre les 2 électrons.



(h) Distance ΔR entre les 2 jets les plus proches.

FIGURE 7.35 – Variables cinématiques et topologiques dans les événements $t\bar{t}$ pour des échantillons générés avec ALPGEN+PYTHIA et PYTHIA.

7.10.23 Effet de la masse du quark top

Pour les raisons que l'on évoquera dans la section 7.11, l'efficacité de sélection du signal $t\bar{t} \rightarrow ee + X$ dépend de la masse du quark top. Dans l'analyse, l'efficacité $\varepsilon_{t\bar{t}}$ est estimée pour un lot d'événements $t\bar{t}$ généré avec une valeur "par défaut" fixée à $M_{top} = 170$ GeV, alors que la moyenne mondiale des mesures directes vaut : $M_{top} = 172.4 \pm 1.2$ GeV. Deux approches peuvent être envisagées quant au traitement de la masse du quark top dans l'analyse :

- on mesure la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ pour la valeur nominale $M_{top} = 170$ GeV. Une incertitude de la forme $M_{top} = 170^{+3.6}_{-0}$ GeV permet de couvrir à la fois l'écart par rapport à la mesure directe et l'incertitude sur la mesure directe. Dans cette approche, toutes les incertitudes sur le signal $t\bar{t}$ sont évaluées de manière cohérente pour une valeur donnée de M_{top} , mais l'incertitude sur la masse du quark top est nettement surestimée ;
- on choisit $M_{top} = 172.4$ GeV en tant que valeur centrale pour effectuer la mesure de $\sigma_{t\bar{t}}$. Ceci sous-entend que l'efficacité de sélection du signal ainsi que toutes les incertitudes dépendant de M_{top} doivent être évaluées pour cette nouvelle valeur centrale. En pratique, seule la variation d'efficacité est considérée : on néglige les variations d'incertitude induites par le décalage de la valeur centrale³. Ici, l'incertitude sur M_{top} se résume à ± 1.2 GeV.

Pour cette étude, on dispose de lots d'événements $t\bar{t}$ générés pour différentes valeurs de la masse du quark top. A partir des efficacités de sélection présentées dans le tableau 7.11, on établit une paramétrisation de $\varepsilon_{t\bar{t}}$ en fonction de M_{top} . Comme l'indique la figure 7.36, une dépendance linéaire semble convenir :

$$\varepsilon_{t\bar{t}}(\%) = a + b \times (M_{top} - 170) \quad , \quad \text{avec} \quad a = 8.58 \pm 0.03 \quad \text{et} \quad b = 0.115 \pm 0.001 \text{ GeV}^{-1} \quad (7.44)$$

Si l'on adopte la première approche, l'incertitude sur l'efficacité $\varepsilon_{t\bar{t}}$ est évaluée comme :

$$\frac{\varepsilon_{t\bar{t}}(M_{top} = 173.6 \text{ GeV}) - \varepsilon_{t\bar{t}}(M_{top} = 170 \text{ GeV})}{\varepsilon_{t\bar{t}}(M_{top} = 170 \text{ GeV})} = 4.68\% \quad (7.45)$$

Dans le second cas :

$$\frac{\varepsilon_{t\bar{t}}(M_{top} = 173.6 \text{ GeV}) - \varepsilon_{t\bar{t}}(M_{top} = 172.4 \text{ GeV})}{\varepsilon_{t\bar{t}}(M_{top} = 172.4 \text{ GeV})} = 1.56\% \quad (7.46)$$

TABLE 7.11 – Efficacité de sélection du signal (%) pour différentes valeurs de la masse générée M_{top} .

M_{top} (GeV)	130	140	150	160	165
$\varepsilon(t\bar{t} \rightarrow ee + X)$	3.98 ± 0.06	5.30 ± 0.08	6.35 ± 0.08	7.26 ± 0.10	8.22 ± 0.13
M_{top} (GeV)	170	175	180	185	190
$\varepsilon(t\bar{t} \rightarrow ee + X)$	8.40 ± 0.11	9.13 ± 0.09	9.38 ± 0.11	10.18 ± 0.14	10.21 ± 0.10

3. Concernant l'incertitude systématique dominante, à savoir l'incertitude liée à la correction de *shifting* (voir tableau 7.13), on est en droit de penser que l'augmentation de M_{top} se traduit par une diminution de l'incertitude relative. En effet, la figure 4.5(d) indique que la correction de *shifting* diminue à mesure que $p_T(Z) \simeq p_T(jet)$ augmente, et l'impulsion transverse des jets de quark b augmente avec M_{top} .

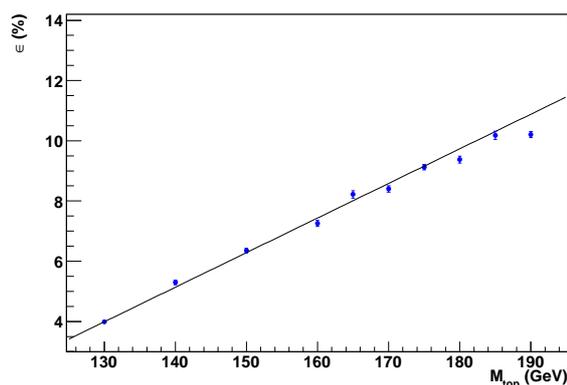


FIGURE 7.36 – Efficacité de sélection du signal (%) en fonction de la masse du quark top. L'interpolation linéaire est représentée en noir.

Lors de la présentation des résultats, la mesure de section efficace sera successivement donnée pour $M_{top} = 170$ GeV et $M_{top} = 172.4$ GeV.

7.10.24 Réduction des incertitudes dominantes

Dans une version préliminaire de l'analyse, les incertitudes systématiques dominantes provenaient des corrections de *shifting* et de *smearing* de la méthode SSR . Ces incertitudes, mentionnées dans le tableau 7.12 sous la dénomination "sans pseudo-expérience", sont largement surestimées pour les processus $Z \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow \tau\tau$ et ne reflètent en rien les véritables incertitudes sur la calibration et la résolution en énergie des jets. Pour ces échantillons, les très fortes variations d'efficacité de sélection observées lors de l'étude des systématiques sont causées par des fluctuations statistiques. Ces fluctuations sont amplifiées par l'apparition ou la disparition d'événements de poids élevé dans des échantillons simulés où seul un petit nombre d'événements subsistent après sélection complète. Ladite "amplification" se manifeste à deux niveaux :

- la correction de pondération du profil de luminosité instantanée peut atteindre une valeur de 3 ;
- le lot d'événements simulés Z +jets est constitué de différents échantillons $Z + n$ parton(s) dont la section efficace décroît rapidement avec n : $\sigma(Z + 0 \text{ parton}) \gg \sigma(Z + 1 \text{ parton}) \gg \dots$

Comparé à l'échantillon $Z + 3$ partons, très peu d'événements $Z + 0$ parton satisfont tous les critères de sélection, en particulier le critère sur le nombre de jets reconstruits. Les fluctuations statistiques sont donc beaucoup plus marquées pour les échantillons de grande section efficace, où le poids par événement est élevé.

Afin de réduire l'impact de ces fluctuations, on fait appel à la technique des "pseudo-expériences". Les variations systématiques sur les corrections SSR ont été réitérées 50 fois en changeant l'initialisation du nombre aléatoire utilisé dans la correction de *smearing* pour faire fluctuer l'énergie des jets. La restriction du nombre de pseudo-expériences est uniquement dictée par le temps de calcul : 50 pseudo-expériences représentent autant d'analyses complètes à effectuer. Les 50 efficacités de sélection ainsi obtenues sont alors moyennées, ce qui permet de réduire significativement les incertitudes systématiques concernant les jets (voir tableau 7.12). En effectuant la même démarche pour la configuration nominale de l'analyse, on diminue de façon appréciable l'incertitude associée à la correction d'efficacité d'identification des électrons.

TABLE 7.12 – Effet des pseudo-expériences sur certaines incertitudes systématiques (incertitudes relatives, en %) : calibration en énergie des jets (JES), résolution en énergie des jets (JER), et erreur statistique associée aux bins de la correction d'efficacité d'identification des électrons (EMID).

Incertitude systématique	$Z \rightarrow ee$		$Z \rightarrow \tau\tau$	
	$+1\sigma$	-1σ	$+1\sigma$	-1σ
JES - sans pseudo-expérience	46.80	-3.16	0.42	-0.09
JES - avec pseudo-expériences	8.02	-6.27	3.50	-3.57
JER - sans pseudo-expérience	30.05	-7.47	15.09	-8.51
JER - avec pseudo-expériences	4.81	-3.54	8.50	-2.71
EMID (σ_{bin}) - sans pseudo-expérience	5.09	-5.09	15.38	-15.38
EMID (σ_{bin}) - avec pseudo-expériences	3.11	-3.11	3.69	-3.69

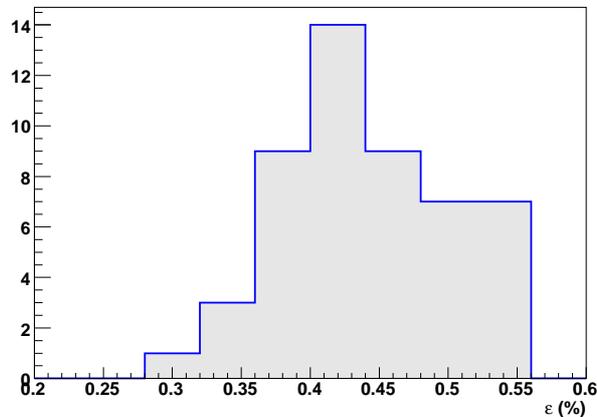


FIGURE 7.37 – Efficacités (%) obtenues après 50 pseudo-expériences dans un échantillon affecté par les fluctuations statistiques.

7.10.25 Erreurs à " $\pm 1\sigma$ ", erreurs corrélées

Les erreurs statistiques liées à la taille limitée des échantillons sont par nature symétriques, tout comme les incertitudes calculées via la formule de propagation des erreurs : les variations $+1\sigma$ et -1σ sont égales. Dans tous les autres cas, il convient de choisir une convention pour " $\pm 1\sigma$ ". Une variation sera notée " $+1\sigma$ " si a priori, elle conduit à une augmentation de l'efficacité du critère de sélection associé. Par exemple, la variation $+1\sigma$ de la correction de *shifting* correspond à une augmentation de l'énergie du jet simulé. Ceci induira a priori une augmentation de l'efficacité du critère de sélection "au moins deux jets". Mais il est évident que ceci ne garantit pas l'augmentation de l'efficacité de sélection globale, à cause de la sélection topologique : des jets plus énergétiques peuvent entraîner une diminution de l'énergie transverse manquante.

Pour certaines incertitudes systématiques, seule une variation $+1\sigma$ ou -1σ est effectuée car :

- la seconde variation ne peut être réalisée pour des raisons "techniques". L'erreur sur l'efficacité est alors symétrisée : $\Delta\varepsilon(+1\sigma) = -\Delta\varepsilon(-1\sigma)$. Cette situation concerne l'efficacité d'identification des jets (voir paragraphe 7.10.10) ;

- la seconde variation n'a pas lieu d'être considérée car elle ne correspond pas à une situation pertinente pour l'analyse. Dans ce cas, on conserve une incertitude de la forme $\varepsilon_{-0}^{+\Delta\varepsilon}$ ou $\varepsilon_{-\Delta\varepsilon}^{+0}$. Citons par exemple l'incertitude liée à la suppression du bruit de fond dans la procédure de correction du spectre en $p_T(Z)$. Étant donné que la variation $+1\sigma$ consiste à désactiver la suppression de bruit de fond (voir sections 7.6.2 et 7.10.5), la variation -1σ correspondrait à une "addition de bruit de fond", ce qui est dépourvu de sens : $p_T^{Z \rightarrow ee}(\text{données}) = p_T^{ee}(\text{données}) + p_T^{ee}(\text{non } Z \rightarrow ee)$;
- cette seule variation a pour but d'établir une comparaison entre la configuration nominale de l'analyse et une configuration que l'on considère comme "extrême". Ce genre de variation systématique ne trouve pas d'interprétation au sens $+1\sigma$ ou -1σ . C'est pourquoi l'unique erreur est centrée : $\varepsilon_{-0}^{+\Delta\varepsilon} \longrightarrow \varepsilon_{-\Delta\varepsilon/2}^{+\Delta\varepsilon/2}$. L'incertitude liée à la suppression du poids maximum dans la procédure de correction du profil de luminosité est une bonne illustration de ce cas de figure : cette variation est extrême dans la mesure où elle autorise des poids par événement pouvant atteindre ~ 300 .

Le tableau 7.13 présente l'ensemble des incertitudes systématiques pour les différents processus du Modèle Standard contribuant à l'état final di-électron. Outre les incertitudes relatives exprimées en %, ce tableau contient les incertitudes $\Delta\sigma_{t\bar{t}}$ sur la section efficace mesurée (i.e. la différence entre la section efficace mesurée après variation systématique et la section efficace nominale). Pour une ligne donnée, on constate qu'une variation systématique $+1\sigma$ entraîne une valeur négative pour $\Delta\sigma_{t\bar{t}}$, et inversement pour une variation -1σ : le niveau du bruit de fond évolue plus rapidement que l'efficacité de sélection du signal, car les incertitudes associées au signal $t\bar{t}$ sont relativement faibles.

Lorsque l'on effectue une variation systématique $\pm 1\sigma$, le nombre total d'événements attendus passe de N_{tot} à $N_{tot} \pm \Delta N_{tot}$. La façon de combiner les incertitudes pour une même ligne du tableau dépend des corrélations qu'entretiennent les différents processus vis-à-vis de l'incertitude systématique considérée. Dans l'analyse, on distingue deux cas :

- s'il n'existe aucune corrélation entre les processus, on procède à une somme quadratique :

$$N_{tot} = \sum_{i=1}^{N_{process}} N_i \longrightarrow \Delta N_{tot} = \sqrt{\sum_{i=1}^{N_{process}} (\Delta N_i)^2} \quad (7.47)$$

- si au contraire la corrélation est totale, on effectue une simple somme :

$$\Delta N_{tot} = \sum_{i=1}^{N_{process}} \Delta N_i \quad (7.48)$$

Les incertitudes statistiques liées à la taille limitée des échantillons ne sont pas corrélées. Il en va de même pour l'erreur statistique sur les bins de la correction du profil de luminosité, car la correction diffère d'un échantillon simulé à l'autre. Pour toutes les autres sources d'incertitude, on suppose une corrélation de 100%.

En tenant compte de toutes les sources d'incertitude systématique liées à la mesure et en supposant une masse de 170 GeV pour le quark top, la section efficace de production de paires de quarks top mesurée avec un échantillon de données de 1 fb^{-1} vaut finalement :

$$\sigma(\text{p}\bar{\text{p}} \rightarrow \text{t}\bar{\text{t}}) = 9.6 \begin{smallmatrix} +3.2 \\ -2.7 \end{smallmatrix} (\text{stat}) \pm 1.0 (\text{syst}) \begin{smallmatrix} +0.8 \\ -0.7 \end{smallmatrix} (\text{lumi}) \text{ pb} \quad (7.49)$$

L'incertitude totale est dominée par l'incertitude statistique, en raison du faible rapport de branchement $\mathcal{BR}(t\bar{t} \rightarrow ee + X)$. Deux moyens peuvent être envisagés pour réduire l'incertitude statistique : l'emploi d'une méthode de sélection multi-variables (qui conduirait à une efficacité de sélection $\varepsilon_{t\bar{t}}$ plus grande) et l'analyse des données du Run IIb. Par ailleurs, on note que l'incertitude "incompressible" de 6.1% sur la mesure de la luminosité contribue de manière significative à l'incertitude totale, et pourrait devenir comparable aux autres sources d'incertitude à l'avenir. La section efficace mesurée est compatible avec la prédiction du Modèle Standard : $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}) = 7.91 \text{ pb}$ pour $M_{top} = 170 \text{ GeV}$.

Évaluée pour $M_{top} = 172.4 \text{ GeV}$, la section efficace mesurée devient (voir le paragraphe 7.10.23 et le tableau récapitulatif 7.14) :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}) = 9.1^{+3.0}_{-2.5} \text{ (stat)} \pm 0.9 \text{ (syst)}^{+0.7}_{-0.6} \text{ (lumi) pb} \quad (7.50)$$

A titre de comparaison, la dernière mesure publiée par DØ pour l'état final di-électron [133] a été établie pour un lot de données de 446 pb^{-1} et une hypothèse $M_{top} = 175 \text{ GeV}$:

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}) = 6.7^{+4.5}_{-3.3} \text{ (stat)}^{+1.1}_{-0.8} \text{ (syst)} \pm 0.4 \text{ (lumi) pb} \quad (7.51)$$

TABLE 7.13 – Incertitudes systématiques relatives (en %) pour le signal (avec $M_{top} = 170$ GeV) et les différents bruits de fond. Les incertitudes correspondantes sur la section efficace mesurée sont indiquées dans la dernière colonne : $\Delta\sigma_{t\bar{t}}$ (en pb).

Type d'incertitude	$t\bar{t} \rightarrow ee$		$Z \rightarrow ee$		$Z \rightarrow \tau\tau$		$WW + WZ + ZZ$		Faux électrons		$\Delta\sigma_{t\bar{t}}$	
	+1 σ	-1 σ	+1 σ	-1 σ	+1 σ	-1 σ	+1 σ	-1 σ	+1 σ	-1 σ	+1 σ	-1 σ
Erreur statistique	1.27	-1.27	19.00	-19.00	20.26	-20.26	10.79	-10.79	31.00	-31.00	-0.29	0.29
Qualité des données (calo)	0.50	-0.50	0.50	-0.50	0.50	-0.50	0.50	-0.50	-	-	-0.06	0.06
Profil lumi : σ_{bin}	0.16	-0.16	0.44	-0.44	0.37	-0.37	0.09	-0.09	-	-	-0.02	0.02
Profil lumi : top_tight	0.71	-0.71	0.77	-0.77	0.99	-0.99	0.30	-0.30	-	-	-0.08	0.08
Profil lumi : poids max	0.33	-0.33	3.90	-3.90	-3.80	3.80	-1.09	1.09	-	-	-0.04	0.04
Profil PV_z	0.63	-0.63	0.54	-0.54	-0.04	0.04	0.16	-0.16	-	-	-0.07	0.07
$p_T(Z)$: pondération	-	-	6.09	-6.09	4.72	-4.72	-	-	-	-	-0.09	0.09
$p_T(Z)$: soustraction fond	-	-	2.32	0.00	2.60	0.00	-	-	-	-	-0.04	0.00
EMID : $SF(\eta, p_T)$	3.07	-3.07	3.36	-3.36	2.80	-2.80	1.36	-1.36	-	-	-0.34	0.36
EMID : σ_{bin}	1.77	-1.77	3.11	-3.11	3.69	-3.69	4.52	-4.52	-	-	-0.21	0.22
Calib énergie électron	0.58	0.00	10.65	0.00	0.07	0.00	1.54	0.00	-	-	-0.16	0.00
Déclenchement : σ_{bin}	0.15	-0.15	0.08	-0.08	0.21	-0.21	1.11	-1.11	-	-	-0.02	0.02
Charge électron	1.46	-1.46	0.07	-0.07	1.46	-1.46	1.46	-1.46	-	-	-0.15	0.16
Identification vertex	1.41	-1.41	0.20	-0.20	1.41	-1.41	1.41	-1.41	-	-	-0.15	0.15
Identification jet	1.20	-1.20	-0.56	0.56	0.25	-0.25	1.38	-1.38	-	-	-0.11	0.12
Jet Energy Scale	1.84	-2.14	8.02	-6.27	3.50	-3.57	5.88	-3.09	-	-	-0.29	0.31
Shifting SSR	4.47	-4.47	-	-	-	-	-	-	-	-	-0.41	0.45
Calib énergie jet quark b	0.95	-0.95	-	-	-	-	-	-	-	-	-0.09	0.09
Resolution énergie jet	-0.13	0.03	4.81	-3.54	8.50	-2.71	5.06	-1.68	-	-	-0.11	0.06
Modélisation \cancel{E}_T	0.40	-0.40	0.40	-0.40	0.40	-0.40	0.40	-0.40	-	-	-0.05	0.05
Section efficace	-	-	1.99	-4.68	1.99	-4.68	14.87	-14.87	-	-	-0.06	0.09
\mathcal{PDF}	0.23	-0.18	-	-	-	-	-	-	-	-	-0.02	0.02
K-facteur saveurs lourdes	-	-	6.39	-6.39	2.47	-2.47	-	-	-	-	-0.08	0.08
$\mathcal{BR}(t\bar{t} \rightarrow ee + X)$	1.70	-1.70	-	-	-	-	-	-	-	-	-0.16	0.17
Modélisation $t\bar{t}$	3.45	-3.45	-	-	-	-	-	-	-	-	-0.32	0.34
M_{top}	4.68	0.00	-	-	-	-	-	-	-	-	-0.43	0.00
Fragmentation quark b	1.34	-1.34	-	-	-	-	-	-	-	-	-0.13	0.13
Faux électrons : σ_{poids}	-	-	-	-	-	-	-	-	57.95	-57.95	-0.23	0.23
Total	9.19	-7.96	26.22	-23.47	23.99	-22.85	20.77	-19.53	65.72	-65.72	-1.01	0.95

TABLE 7.14 – Incertitudes systématiques. Les résultats figurant dans le tableau 7.13 sont transposés pour $M_{top} = 172.4$ GeV. Les seuls changements concernent l’incertitude due à la masse du quark top et la dernière colonne $\Delta\sigma_{t\bar{t}}$.

Type d’incertitude	$t\bar{t} \rightarrow ee$		$Z \rightarrow ee$		$Z \rightarrow \tau\tau$		$WW + WZ + ZZ$		Faux électrons		$\Delta\sigma_{t\bar{t}}$	
	+1 σ	-1 σ	+1 σ	-1 σ	+1 σ	-1 σ	+1 σ	-1 σ	+1 σ	-1 σ	+1 σ	-1 σ
Erreur statistique	1.27	-1.27	19.00	-19.00	20.26	-20.26	10.79	-10.79	31.00	-31.00	-0.27	0.28
Qualité des données (calo)	0.50	-0.50	0.50	-0.50	0.50	-0.50	0.50	-0.50	–	–	-0.05	0.06
Profil lumi : σ_{bin}	0.16	-0.16	0.44	-0.44	0.37	-0.37	0.09	-0.09	–	–	-0.02	0.02
Profil lumi : top_tight	0.71	-0.71	0.77	-0.77	0.99	-0.99	0.30	-0.30	–	–	-0.08	0.08
Profil lumi : poids max	0.33	-0.33	3.90	-3.90	-3.80	3.80	-1.09	1.09	–	–	-0.04	0.04
Profil PV_z	0.63	-0.63	0.54	-0.54	-0.04	0.04	0.16	-0.16	–	–	-0.06	0.06
$p_T(Z)$: pondération	–	–	6.09	-6.09	4.72	-4.72	–	–	–	–	-0.09	0.09
$p_T(Z)$: soustraction fond	–	–	2.32	0.00	2.60	0.00	–	–	–	–	-0.04	0.00
EMID : $SF(\eta, p_T)$	3.07	-3.07	3.36	-3.36	2.80	-2.80	1.36	-1.36	–	–	-0.32	0.34
EMID : σ_{bin}	1.77	-1.77	3.11	-3.11	3.69	-3.69	4.52	-4.52	–	–	-0.20	0.20
Calib énergie électron	0.58	0.00	10.65	0.00	0.07	0.00	1.54	0.00	–	–	-0.15	0.00
Déclenchement : σ_{bin}	0.15	-0.15	0.08	-0.08	0.21	-0.21	1.11	-1.11	–	–	-0.02	0.02
Charge électron	1.46	-1.46	0.07	-0.07	1.46	-1.46	1.46	-1.46	–	–	-0.15	0.15
Identification vertex	1.41	-1.41	0.20	-0.20	1.41	-1.41	1.41	-1.41	–	–	-0.14	0.15
Identification jet	1.20	-1.20	-0.56	0.56	0.25	-0.25	1.38	-1.38	–	–	-0.11	0.11
Jet Energy Scale	1.84	-2.14	8.02	-6.27	3.50	-3.57	5.88	-3.09	–	–	-0.28	0.29
Shifting \mathcal{SSR}	4.47	-4.47	–	–	–	–	–	–	–	–	-0.39	0.43
Calib énergie jet quark b	0.95	-0.95	–	–	–	–	–	–	–	–	-0.09	0.09
Resolution énergie jet	-0.13	0.03	4.81	-3.54	8.50	-2.71	5.06	-1.68	–	–	-0.10	0.05
Modélisation \cancel{E}_T	0.40	-0.40	0.40	-0.40	0.40	-0.40	0.40	-0.40	–	–	-0.04	0.04
Section efficace	–	–	1.99	-4.68	1.99	-4.68	14.87	-14.87	–	–	-0.05	0.09
\mathcal{PDF}	0.23	-0.18	–	–	–	–	–	–	–	–	-0.02	0.02
K-facteur saveurs lourdes	–	–	6.39	-6.39	2.47	-2.47	–	–	–	–	-0.07	0.07
$\mathcal{BR}(t\bar{t} \rightarrow ee + X)$	1.70	-1.70	–	–	–	–	–	–	–	–	-0.15	0.16
Modélisation $t\bar{t}$	3.45	-3.45	–	–	–	–	–	–	–	–	-0.30	0.33
M_{top}	1.56	-1.56	–	–	–	–	–	–	–	–	-0.14	0.14
Fragmentation quark b	1.34	-1.34	–	–	–	–	–	–	–	–	-0.12	0.12
Faux électrons : σ_{poids}	–	–	–	–	–	–	–	–	57.95	-57.95	-0.22	0.22
Total	8.06	-8.11	26.22	-23.47	23.99	-22.85	20.77	-19.53	65.72	-65.72	-0.88	0.91

7.11 Mesure indirecte de la masse du quark top

Dans le cadre du Modèle Standard, la section efficace de production de paires de quarks top dépend directement de la masse du quark top. Plus le quark top est léger, plus il devient facile de franchir le seuil de production $\sqrt{\hat{s}} = 2M_{top}$, où $\sqrt{\hat{s}}$ désigne l'énergie dans le centre de masse partonique. Ainsi, la section efficace de production augmente lorsque M_{top} diminue. D'autre part, plus le quark top est lourd, plus l'énergie cinétique des produits de désintégration sera élevée. On s'attend donc à ce que l'efficacité de sélection du signal augmente avec M_{top} . C'est effectivement ce que l'on mesure dans la simulation (voir table 7.11). A nombre fixé d'événements observés, une plus grande efficacité de sélection implique une plus faible section efficace mesurée. On rappelle en effet que :

$$N = \sigma_{mes}(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}) \times \mathcal{BR}(t\bar{t} \rightarrow ee) \times \mathcal{L}_{données} \times \varepsilon_{t\bar{t} \rightarrow ee} + N_{bkg} \quad (7.52)$$

Comme nous le verrons par la suite, la dépendance de $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})$ en fonction de M_{top} permettra d'extraire la masse du quark top. Cette mesure indirecte est certes moins compétitive que les mesures directes, mais elle présente l'avantage d'être moins sensible à la modélisation des phénomènes non perturbatifs. Dans le cas d'une mesure de la masse via la section efficace, une modélisation "imparfaite" des effets non perturbatifs n'aurait d'incidence que sur l'efficacité de sélection $\varepsilon_{t\bar{t}}$ (le modèle d'hadronisation influe sur le spectre en impulsion transverse des jets). Pour les analyses dédiées à la mesure de la masse, un autre élément doit être pris en compte. Il s'agit de la calibration, qui a pour but d'établir le lien entre la masse reconstruite dans le détecteur, affectée par la physique à longue distance, et la masse générée. La calibration repose uniquement sur la simulation. Si le générateur reproduit mal les effets non perturbatifs, alors la calibration établie sur l'échantillon $t\bar{t}$ simulé donnera un résultat ambigu une fois appliquée aux candidats $t\bar{t}$ sélectionnés dans les données.

7.11.1 Quelle masse ?

Il existe plusieurs concepts pour définir la notion de masse :

- la masse nue du lagrangien QCD : ce paramètre n'est fini que si l'on restreint le développement perturbatif à l'ordre perturbatif le plus bas. Dès l'ordre NLO, la masse nue n'a plus de pertinence physique (voir paragraphe 1.3) ;
- la masse renormalisée du lagrangien QCD : dès lors qu'on considère des ordres perturbatifs supérieurs, on doit faire appel à la renormalisation. Si l'on choisit une régularisation dimensionnelle, on introduit une échelle de renormalisation μ . Pour un développement du lagrangien à l'ordre sous-dominant par exemple, la masse "NLO" est définie relativement à un schéma de renormalisation particulier, et dépend de μ : on parle de "running mass". On utilise souvent le schéma de renormalisation \overline{MS} , et les masses ainsi définies sont notées $\overline{m}(\mu)$. Ce concept de masse qui émerge de manière naturelle dans les calculs perturbatifs n'a pas de signification physique immédiate, car elle dépend de l'échelle arbitraire μ ainsi que du schéma de renormalisation ;
- la "masse au pôle", qui est souvent assimilée à la "masse physique" de la particule. Cependant, ce concept est défini de manière ambiguë dans le cas d'un quark massif (voir discussion ci-dessous) ;
- on citera sans les aborder les schémas "Potential Subtracted" et "1S" [139, 140], qui constituent une alternative au schéma \overline{MS} , et offrent des propriétés de convergence rapide vis-à-vis du développement perturbatif.

Pour un quark massif, la notion de masse au pôle est définie par rapport au propagateur :

$$D(\not{p}) = \frac{i}{\not{p} - m_R - \Sigma(\not{p})} \quad (7.53)$$

où m_R désigne la masse renormalisée "à courte distance", c'est-à-dire renormalisée via un schéma de type \overline{MS} qui permet de s'affranchir des divergences ultraviolettes, et $\Sigma(\not{p})$ représente l'énergie d'auto-interaction du quark. En raison de la durée de vie finie du quark top, le propagateur possède un pôle complexe, dont la position est donnée par : $\sqrt{p^2} = m_{pole} - \frac{i}{2}\Gamma$. Par définition, la partie réelle du pôle est définie comme la "masse au pôle", et la partie imaginaire correspond à la largeur de désintégration. Remarquablement, cette définition de la masse est indépendante du schéma choisi pour la renormalisation.

Les quantités m_R et Σ sont calculées perturbativement, si bien que la masse au pôle est parfaitement définie à chaque ordre fini du développement perturbatif en α_s [141]. Cependant, la resommation à tous les ordres d'une certaine catégorie de diagrammes fait apparaître une divergence appelée "renormalon infrarouge". La figure 7.38 représente, pour le calcul à une boucle de l'énergie propre du quark, la série divergente obtenue par insertion d'un nombre croissant de polarisations du vide dans le propagateur du gluon. La singularité est qualifiée d'infrarouge car elle se manifeste pour les gluons de faible impulsion.

La série ne peut être évaluée que si l'on adopte une prescription arbitraire pour s'affranchir de la divergence. Comme ladite prescription n'est pas unique, le concept de masse au pôle est ambigu. Pour le quark top, l'indétermination est de l'ordre de [142] :

$$\delta m_{pole} \sim \frac{8\pi}{3\beta_0} e^{5/6} \Lambda_{QCD} \simeq 0.5 \text{ GeV} \quad , \quad \beta_0 = 11 - \frac{2}{3}N_f \quad , \quad \Lambda_{QCD} \simeq 200 \text{ MeV} \quad (7.54)$$

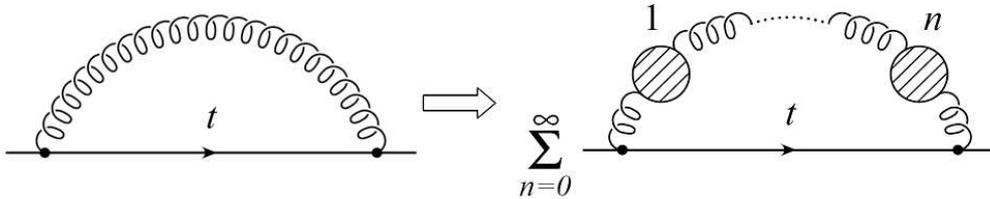


FIGURE 7.38 – Représentation diagrammatique du "renormalon infrarouge" [142].

La singularité apparaît dans le domaine infrarouge, c'est-à-dire aux basses échelles d'énergie. L'interaction forte entre alors dans un régime non perturbatif, où les effets de confinement deviennent prépondérants. En définitive, bien que la durée de vie du quark top soit très inférieure au temps typique d'hadronisation ($\Gamma_t \gg \Lambda_{QCD}$), le propagateur du quark est sensible à la physique non-perturbative. Les effets du confinement empêchent de définir la masse au pôle du quark top à mieux que $\sim 0.5 \text{ GeV}$ [142, 143].

7.11.2 $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})$ en fonction de la masse du quark top

Les calculs menés par Cacciari *et al.* [18] et par Kidonakis et Vogt [20] sont effectués avec un schéma de renormalisation \overline{MS}_m , qui utilise la prescription \overline{MS} (*running mass*) pour les 5 quarks légers, et la définition de la masse au pôle pour le quark top [144]. La section efficace théorique est donc paramétrée en fonction de la masse au pôle du quark top.

Dans l'analyse, la section efficace mesurée dépend également d'une "masse du quark top" via le paramètre du même nom utilisé par le générateur, dont il reste à discuter. En l'absence des effets non perturbatifs de la QCD, le propagateur du quark top massif possède un pôle, défini sans ambiguïté par :

$\sqrt{p^2} = m_{pole} - \frac{i}{2}\Gamma$. L'amplitude de diffusion faisant intervenir ce propagateur décrit une distribution de Breit-Wigner (non relativiste), et la position de la résonance est directement donnée par la masse au pôle. Lorsqu'on prend en compte le confinement dans la théorie, le pôle du propagateur disparaît, et la masse au pôle n'est plus définie qu'à δm_{pole} près. Un générateur interprète le paramètre "masse du quark top" comme la position du pic de la distribution de Breit-Wigner, et constitue donc une bonne approximation de la masse au pôle. En réalité, si PYTHIA génère effectivement la masse du quark top selon une distribution de Breit-Wigner, la masse du quark top généré dans ALPGEN est constante.

Évidemment, les effets du "renormalon infrarouge" ne sont pas pris en compte dans un générateur LO comme ALPGEN+PYTHIA. Cependant, PYTHIA simule d'autres effets de QCD non perturbative, comme les reconnections de couleur. Cette physique à longue distance peut introduire une ambiguïté, non pas sur la définition de la masse elle-même, mais sur sa mesure expérimentale. En effet, le quark top se désintègre en un boson $W \rightarrow e\nu_e$ et un quark b , mais le quark b s'habille sous la forme d'un hadron bien avant d'interagir avec le détecteur. Par conséquent, la précision sur la mesure de la masse du système " $Wb \equiv t$ " sera inévitablement limitée par les effets non perturbatifs, difficiles à modéliser.

Que ce soit par des mesures directes ou indirectes, la masse du quark top mesurée par les expériences CDF et DØ correspond donc en principe à la masse au pôle. Cependant, il est parfois préférable de manipuler la masse en convention \overline{MS} . Par exemple, les contraintes indirectes sur la masse du boson de Higgs issues des mesures de précision électrofaibles font appel à la masse \overline{MS} du quark top. La masse au pôle du quark top peut être explicitée en fonction de la masse renormalisée dans le schéma \overline{MS} (évaluée à l'échelle $\mu = \overline{m}$). A ce jour, le calcul le plus précis est un calcul à l'ordre NNNLO [146] :

$$m_{pole} = \overline{m}(\overline{m}) \left(1 + \frac{4}{3} \frac{\alpha_s(\overline{m})}{\pi} + 8.28 \left(\frac{\alpha_s(\overline{m})}{\pi} \right)^2 + 75 \left(\frac{\alpha_s(\overline{m})}{\pi} \right)^3 + \mathcal{O} \left(\frac{\alpha_s(\overline{m})}{\pi} \right)^4 \right) + \underbrace{\mathcal{O}(\Lambda_{QCD})}_{confinement} \quad (7.55)$$

Réciproquement,

$$\overline{m}(m_{pole}) = m_{pole} \left(1 - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s(m_{pole})}{\pi} - 9.13 \left(\frac{\alpha_s(m_{pole})}{\pi} \right)^2 - 82 \left(\frac{\alpha_s(m_{pole})}{\pi} \right)^3 + \mathcal{O} \left(\frac{\alpha_s(m_{pole})}{\pi} \right)^4 \right) + \mathcal{O}(\Lambda_{QCD}) \quad (7.56)$$

Venons en maintenant à la mesure indirecte de la masse du quark top. Dans l'état final di-électron, l'efficacité de sélection $\varepsilon_{t\bar{t}}$ puis la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ ont été mesurées pour différentes hypothèses de masse générée (voir tableau 7.11). Il est à noter que l'optimisation des critères de sélection n'a pas été réitérée pour chaque nouvelle valeur de la masse : on se contente de la sélection "nominale", optimisée pour $M_{top} = 170$ GeV. Après avoir caractérisé la dépendance de la section efficace mesurée en fonction de la masse au pôle du quark top, et connaissant la dépendance théorique, on est en mesure de déterminer "la masse que la section efficace mesurée semble indiquer". La méthode de détermination de la masse est illustrée à la figure 7.39. Afin d'augmenter la précision statistique sur la mesure indirecte, on procède à la combinaison des analyses dilepton ($ee, e\mu, \mu\mu$) [145]. Le résultat pour les 3 canaux combinés est le suivant :

- $m_{pole} = 174.1^{+9.8}_{-8.4} (stat + syst) {}^{+4.2}_{-6.0} (theo)$ GeV, si l'on compare la section efficace mesurée et le calcul théorique de Cacciari et al. (figure 7.40) ;
- $m_{pole} = 174.5^{+10.5}_{-8.2} (stat + syst) {}^{+3.7}_{-3.6} (theo)$ GeV, si l'on prend pour référence théorique le calcul de Kidonakis et Vogt (figure 7.41).

En conclusion, la mesure indirecte de la masse du quark top via la section efficace de production $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})$ donne des résultats compatibles avec les mesures directes, dont la meilleure estimation est actuellement : $M_{top} = 172.4 \pm 0.7 (stat) \pm 1.0 (syst)$ GeV [28]. Bien que la mesure indirecte soit entachée d'une incertitude significative comparée aux mesures directes, elle a l'avantage d'être peu sensible à la modélisation des phénomènes de QCD non perturbative.

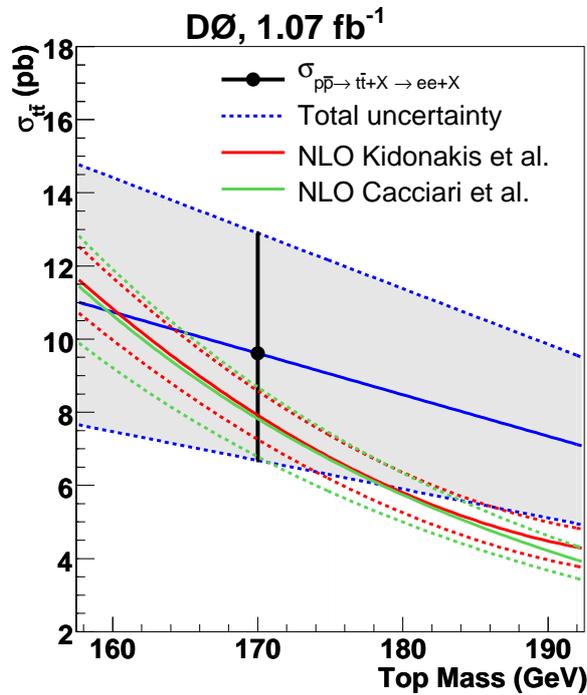


FIGURE 7.39 – Dépendance des sections efficaces théorique et mesurée en fonction de la masse du quark top. Le résultat expérimental est présenté pour l'analyse di-électron.

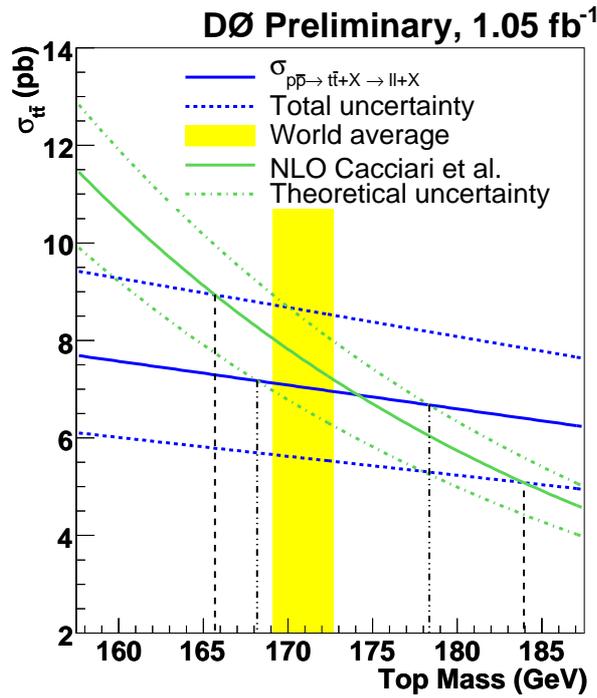


FIGURE 7.40 – Section efficace mesurée et section efficace théorique calculée par Cacciari *et al.*, en fonction de la masse au pôle du quark top. Résultats obtenus après combinaison des analyses dilepton [145].

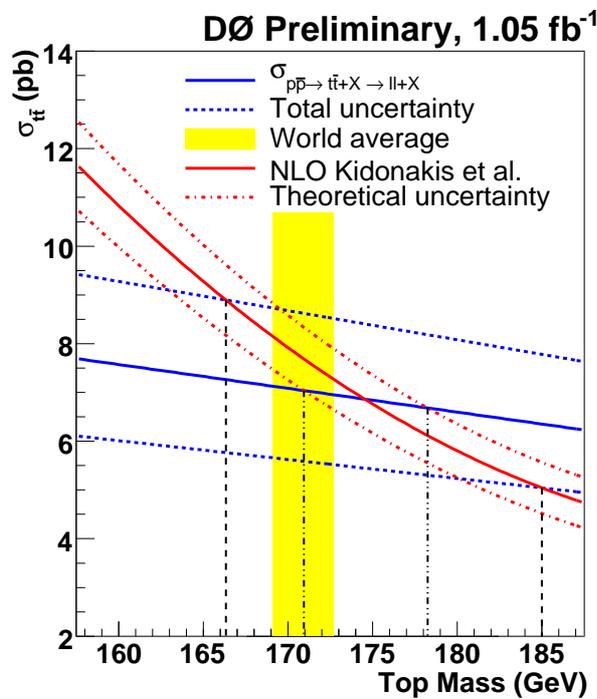


FIGURE 7.41 – Section efficace mesurée et section efficace théorique calculée par Kidonakis *et al.*, en fonction de m_{pole} . Résultats obtenus après combinaison des analyses dilepton [145].

Chapitre 8

Recherche d'un boson de Higgs chargé H^\pm

Dans ce chapitre, la sélection optimisée pour la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top (dans le cadre du Modèle Standard) va être mise à profit pour tester l'existence d'un boson de Higgs chargé léger (plus léger que le quark top). Un tel boson H^\pm pourrait se manifester dans la désintégration du quark top. Après une courte introduction du contexte théorique, nous rappellerons les résultats obtenus lors de précédentes recherches, puis nous présenterons les limites d'exclusion établies avec un échantillon de données de $\mathcal{L} \simeq 1 \text{ fb}^{-1}$.

8.1 Introduction

Le secteur de Higgs du Modèle Standard, constitué d'un doublet d'isospin de champs scalaires complexes, est un secteur minimal dans le sens où le nombre de degrés de liberté introduit pour briser la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est minimal. Cependant, l'existence d'un unique doublet n'est pas avérée, car le boson de Higgs du Modèle Standard n'a toujours pas été observé. Par ailleurs, de nombreuses théories au-delà du Modèle Standard nécessitent un secteur de Higgs non minimal. Dans ce chapitre, on considérera l'extension la plus simple, qui consiste à ajouter un deuxième doublet de champs scalaires complexes. Les modèles construits à partir d'un tel secteur de Higgs sont regroupés sous l'appellation générique "2HDM", pour "2 Higgs Doublet Model" [147].

Dans le cas général, l'ajout d'un deuxième doublet peut entraîner certaines complications du point de vue phénoménologique. Ces difficultés apparaissent au niveau du lagrangien de Yukawa, qui contient les termes de couplage entre champs fermioniques $\psi_{i,j}$ et champs de Higgs $H_{1,2}$ [148] :

$$\mathcal{L}_Y = -\frac{f_{ij}}{\sqrt{2}}\bar{\psi}_i\psi_j H_1 - \frac{g_{ij}}{\sqrt{2}}\bar{\psi}_i\psi_j H_2 \quad (8.1)$$

Lors de la brisure spontanée de symétrie, les champs de Higgs acquièrent une valeur moyenne dans le vide $\langle H_1 \rangle = v_1$ et $\langle H_2 \rangle = v_2$, et la matrice de masse associée aux champs fermioniques $\psi_{i,j}$ prend la forme :

$$M_{ij} = \frac{f_{ij}}{\sqrt{2}}v_1 + \frac{g_{ij}}{\sqrt{2}}v_2 \quad (8.2)$$

Dans le cas standard à un doublet (i.e. $v_2 = 0$), lorsque l'on diagonalise la matrice de masse M_{ij} , la matrice des couplages f_{ij} devient automatiquement diagonale. Autrement dit, on peut trouver une base dans laquelle le couplage entre champ de Higgs et le champ fermionique ne change pas la saveur du fermion. Dans le cas

général d'un modèle à deux doublets, la base qui diagonalise M_{ij} ne diagonalise pas simultanément les matrices f_{ij} et g_{ij} : les modèles 2HDM autorisent a priori les FCNC. Or l'existence des courants neutres changeant la saveur est très contrainte expérimentalement. Toutefois, certaines conditions permettent de supprimer les FCNC (du moins à l'ordre de l'arbre). Ces conditions définissent différentes classes de modèles, dont les deux principales sont :

- les modèles dits "de type I" : le premier doublet de Higgs se couple exclusivement aux bosons de jauge, tandis que le second se couple uniquement aux fermions ;
- les modèles de type II, dans lesquels le premier doublet génère de la masse pour les fermions de type "up" d'isospin faible $I_3 = +1/2$, et le second doublet confère de la masse aux fermions de type "down". Cette construction est notamment utilisée dans les théories supersymétriques.

A partir de maintenant, on se placera dans le cadre des modèles de type II, et plus particulièrement, dans le contexte du MSSM (*Minimal Supersymmetric Standard Model*). La phénoménologie liée au secteur de Higgs est conditionnée par le potentiel de Higgs, que l'on peut mettre sous la forme :

$$V = (m_1^2 + |\mu|^2)|H_1|^2 + (m_2^2 + |\mu|^2)|H_2|^2 + b(H_1^+ H_2^- - H_1^0 H_2^0 + h.c.) + \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)(|H_1|^2 - |H_2|^2)^2 + \frac{1}{2}g^2|H_2^\dagger H_1|^2 \quad (8.3)$$

avec

$$H_1 = \begin{pmatrix} H_1^+ \\ H_1^0 \end{pmatrix}, \quad H_2 = \begin{pmatrix} H_2^0 \\ H_2^- \end{pmatrix} \quad (8.4)$$

En ce qui concerne le mécanisme de Higgs, Modèle Standard et MSSM reposent sur un principe commun. Après la brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$, les valeurs attendues dans le vide v_1 et v_2 deviennent non nulles, et les bosons électrofaibles Z_μ et W_μ^\pm acquièrent une masse :

$$m_Z^2 = \frac{1}{2}(g^2 + g'^2)(v_1^2 + v_2^2) \quad (8.5)$$

$$m_W^2 = \frac{1}{2}g^2(v_1^2 + v_2^2)$$

Ces relations sont tout à fait analogues à celles obtenues pour le secteur à un doublet du Modèle Standard. Par identification, $v_{SM}^2 = v_1^2 + v_2^2$. On note également que le MSSM prédit un paramètre ρ égal à 1, comme dans le Modèle Standard [9] :

$$\rho = \frac{m_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W}, \quad \rho_{exp} = 1.0002_{-0.0004}^{+0.0007} \quad (8.6)$$

Les deux doublets de Higgs contiennent 8 degrés de liberté. Lors de la brisure de la symétrie électrofaible, trois degrés de liberté sont "consommés" afin de donner une masse aux bosons vecteur W^\pm et Z (le photon demeurant sans masse). Ces degrés de liberté sont associés à des bosons de Goldstone non massifs. Il reste donc 5 degrés de liberté physiques dans la théorie. Les états physiques sont obtenus par diagonalisation de la matrice de masse $M_{ij}^2 = \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j}$, où ϕ_i désigne de façon symbolique un des 8 degrés de liberté du

secteur de Higgs. Les 5 bosons de Higgs physiques sont notés h^0 , H^0 , A^0 , et H^\pm [149] :

$$\begin{aligned}
H_1^+ &= H^+ \cos\beta + G^+ \sin\beta \\
H_1^0 &= v_1 + \frac{1}{\sqrt{2}} [H^0 \cos\alpha - h^0 \sin\alpha + i (A^0 \sin\beta - G^0 \cos\beta)] \\
H_2^0 &= v_2 + \frac{1}{\sqrt{2}} [H^0 \sin\alpha + h^0 \cos\alpha + i (A^0 \cos\beta + G^0 \sin\beta)] \\
H_2^- &= H^- \sin\beta - G^- \cos\beta
\end{aligned} \tag{8.7}$$

G^0 et G^\pm représentent les 3 bosons de Goldstone. Cette décomposition suppose que le secteur de Higgs du MSSM respecte la symétrie CP . Sous cette hypothèse, les parties réelles et imaginaires des composantes neutres H_1^0 et H_2^0 ne se mélangent pas. Les états de mélange h^0 et H^0 sont des bosons scalaires, états propres de CP avec une parité $+1$, alors que l'état A^0 correspond à un boson pseudo-scalaire, impair sous CP . Les deux degrés de liberté restants correspondent à des bosons scalaires chargés H^\pm . Les masses des bosons de Higgs sont définies par les valeurs propres de la matrice de masse :

$$\begin{aligned}
m_{A^0}^2 &= \frac{2b}{\sin 2\beta} \\
m_{H^\pm}^2 &= m_{A^0}^2 + m_W^2 \\
m_{h^0, H^0}^2 &= \frac{1}{2} \left[(m_{A^0}^2 + m_Z^2) \mp \sqrt{(m_{A^0}^2 + m_Z^2)^2 - 4m_{A^0}^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta} \right]
\end{aligned} \tag{8.8}$$

Les angles de mélange α et β vérifient quant à eux :

$$\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}, \quad \text{et} \quad \tan 2\alpha = \tan 2\beta \times \frac{m_{A^0}^2 + m_Z^2}{m_{A^0}^2 - m_Z^2} \tag{8.9}$$

Intéressons nous maintenant aux conséquences phénoménologiques de l'existence de bosons H^\pm . Le MSSM étant un modèle "de type II", les couplages entre fermions et boson H^\pm sont définis par [150] :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &= \frac{g}{2\sqrt{2}m_W} V_{ij} H^\pm \bar{u}_i \{ m_{u_i} \cot\beta(1 - \gamma^5) + m_{d_i} \tan\beta(1 + \gamma^5) \} d_j \\
&+ \frac{g}{2\sqrt{2}m_W} H^\pm \bar{\nu} m_l \tan\beta(1 + \gamma^5) l + h.c.
\end{aligned} \tag{8.10}$$

Étant donné sa masse élevée, le quark top est particulièrement sensible à ce type de couplage "non conventionnel". La présence d'un boson H^\pm pourrait induire des déviations significatives par rapport aux prédictions du Modèle Standard. La nature de ces déviations dépend essentiellement de la valeur des paramètres m_{H^\pm} et $\tan\beta$:

- lorsque $m_{H^\pm} > m_t$, la plupart des modèles prédisent que le boson H^\pm se désintègre préférentiellement selon $H^+ \rightarrow t\bar{b}$, car le couplage du Higgs chargé est proportionnel à la masse des fermions ;
- si $m_{H^\pm} < m_t$, un nouveau canal de désintégration est ouvert pour le quark top : $t \rightarrow H^+ b$. A l'ordre dominant, la largeur partielle de désintégration $\Gamma(t \rightarrow H^+ b)$ est donnée par [151] :

$$\frac{\Gamma^{(LO)}(t \rightarrow H^+ b)}{\Gamma^{(LO)}(t \rightarrow W^+ b)} = \frac{(m_t^2 - m_{H^\pm}^2)^2}{(m_t^2 - m_W^2)^2 (m_t^2 + 2m_W^2)^2} (m_b^2 \tan^2 \beta + m_t^2 \cot^2 \beta) \tag{8.11}$$

Le rapport de branchement $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+ b)$ présente un minimum pour $\tan\beta = \sqrt{m_t/m_b} \simeq 6$, et peut atteindre des valeurs élevées dans les régions $\tan\beta \ll 6$ ou $\tan\beta \gg 6$. L'évolution de ce

rapport de branchement en fonction de $\tan\beta$ est illustré à la figure 8.1(a). Dans le cas d'un boson H^+ plus léger que le quark top, l'ensemble des voies de désintégration sont à considérer :

$$\begin{aligned} H^+ &\rightarrow c\bar{s} \quad , \quad H^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau \quad , \quad H^+ \rightarrow t^*\bar{b} \rightarrow W^+b\bar{b} \\ H^+ &\rightarrow W^+A^0 \quad \text{et} \quad H^+ \rightarrow W^+h^0 \end{aligned} \quad (8.12)$$

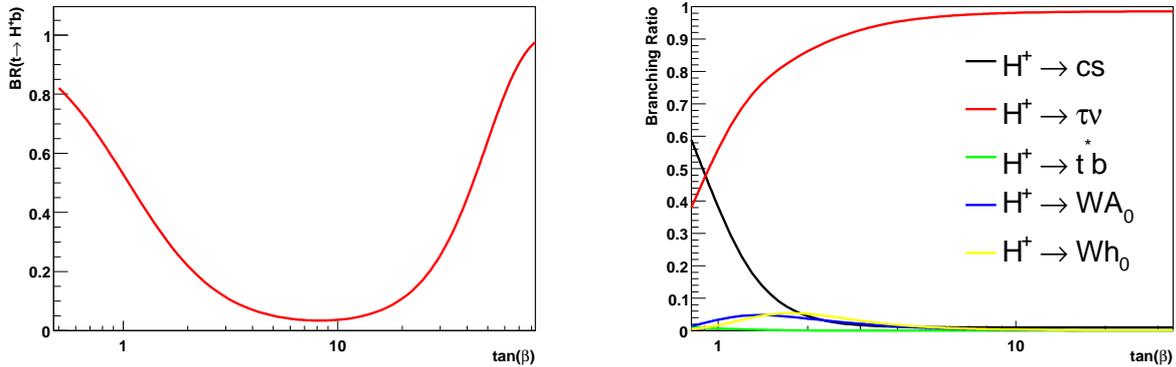
Comme l'indique la figure 8.1(b), les rapports de branchement de la désintégration du H^+ dépendent fortement de $\tan\beta$. A grand $\tan\beta$, le Higgs chargé se désintègre en $H^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau$, avec une largeur partielle donnée à l'ordre dominant par [152] :

$$\Gamma(H^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau) = \frac{g^2 m_{H^\pm}}{32\pi m_W^2} m_\tau^2 \tan^2\beta \quad (8.13)$$

A petit $\tan\beta$, le mode de désintégration dominant du Higgs chargé est en $H^+ \rightarrow c\bar{s}$ avec une largeur partielle donnée à l'ordre dominant par [152] :

$$\Gamma(H^+ \rightarrow c\bar{s}) = \frac{3g^2 m_{H^\pm}}{32\pi m_W^2} (m_c^2 \cot^2\beta + m_s^2 \tan^2\beta) \quad (8.14)$$

La contribution $H^+ \rightarrow t^*\bar{b}$, quasi-inexistante sur la figure 8.1(b), peut néanmoins être significative lorsque la masse du Higgs chargé est proche de la masse du quark top.



(a) Rapport de branchement $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+ b)$ en fonction de $\tan\beta$, pour $m_{H^\pm} = 100$ GeV. Par hypothèse, $\mathcal{BR}(t \rightarrow W^+ b) + \mathcal{BR}(t \rightarrow H^+ b) = 1$.

(b) Rapport de branchement $\mathcal{BR}(H^+ \rightarrow X)$ en fonction de $\tan\beta$, pour $m_{H^\pm} = 100$ GeV.

FIGURE 8.1 – Influence du paramètre $\tan\beta$ sur les modes de désintégration du quark top et du boson de Higgs chargé [153].

8.2 Limites expérimentales actuelles

De nombreuses recherches ont été menées pour mettre en évidence un hypothétique boson de Higgs chargé. L'expérience CLEO installée auprès du collisionneur e^+e^- CESR, dont l'énergie dans le centre de masse valait $\sqrt{s} = m_{\Upsilon(4S)}$, a mesuré le rapport de branchement $\mathcal{BR}(b \rightarrow s\gamma)$. Cette désintégration est décrite par un "diagramme pingouin", dans lequel la transition entre quarks b et s est effectuée via une boucle où un boson W virtuel et un quark "up" (u,c,t) sont échangés. Si un boson H^\pm existe, il peut intervenir dans

la boucle du diagramme pingouin à la place du W , modifiant ainsi le rapport de branchement $b \rightarrow s\gamma$. CLEO a établi une limite supérieure sur la masse du Higgs chargé à : $m_{H^\pm} > 200 - 250$ GeV. Cependant, cette limite dépend beaucoup du modèle 2HDM considéré [154].

Les expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL de l'accélérateur e^+e^- LEP ($\sqrt{s} \simeq 200$ GeV), ont tenté de mesurer la production directe de paires H^+H^- [155]. A l'ordre dominant et dans le cadre du MSSM, on a vu que : $m_{H^\pm}^2 = m_{A^0}^2 + m_W^2 > m_W^2$, ce qui pourrait compromettre l'observation du processus $e^+e^- \rightarrow H^+H^-$ aux énergies du LEP. Cependant, dans certaines régions de l'espace des paramètres, les corrections quantiques peuvent conduire à des masses $m_{H^\pm} < m_W$. La limite combinée des 4 expériences, à 95% de niveau de confiance, est : $m_{H^\pm} > 78.6$ GeV. On notera que dans ces études, seules les désintégrations $H^+ \rightarrow c\bar{s}$ et $H^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau$ sont considérées.

L'expérience CDF au Tevatron a effectué deux recherches d'un boson de Higgs chargé léger, en examinant la désintégration du quark top. La première analyse, réalisée sur un échantillon de $\simeq 200$ pb $^{-1}$, a tenté de mettre en évidence les désintégrations non standard $t \rightarrow H^+b$, en prenant en compte toutes les voies de désintégration possibles pour le boson H^+ pour les petites valeurs de $\tan\beta$, et uniquement $H^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau$ dans la région des grands $\tan\beta$. Les régions exclues par cette analyse sont présentées à la figure 8.2 dans le plan $(\tan\beta, M_{H^\pm})$ [156].

La seconde étude se restreint à la région des petits $\tan\beta$. Dans cette analyse, le seul mode de désintégration envisagé pour le Higgs chargé est : $H^+ \rightarrow c\bar{s}$. L'existence d'un boson H^+ est recherchée sous la forme d'un excès dans une distribution de masse invariante dijet $W \rightarrow q\bar{q}'$. La luminosité intégrée du lot de données analysé est de 2.2 fb $^{-1}$. La figure 8.3 illustre la limite Bayésienne obtenue sur le rapport de branchement $t \rightarrow H^+b$ [157].

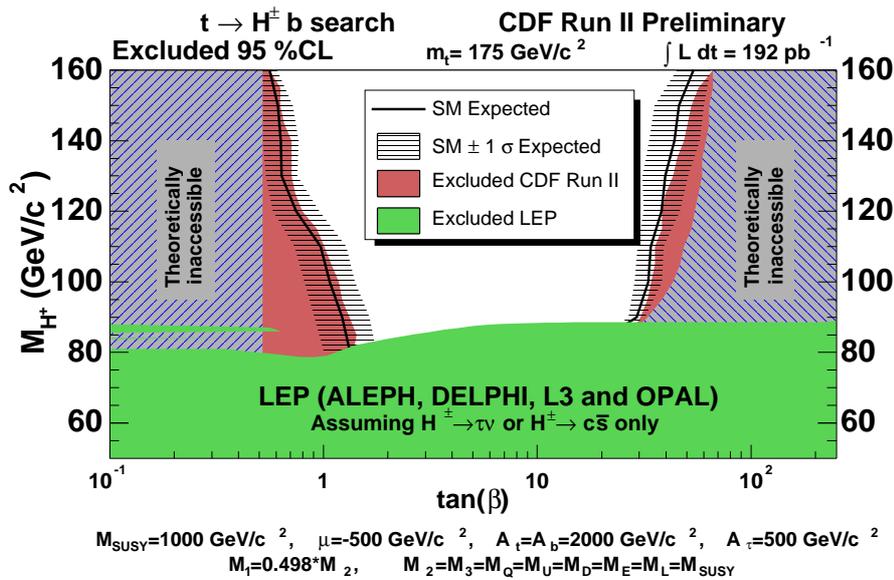
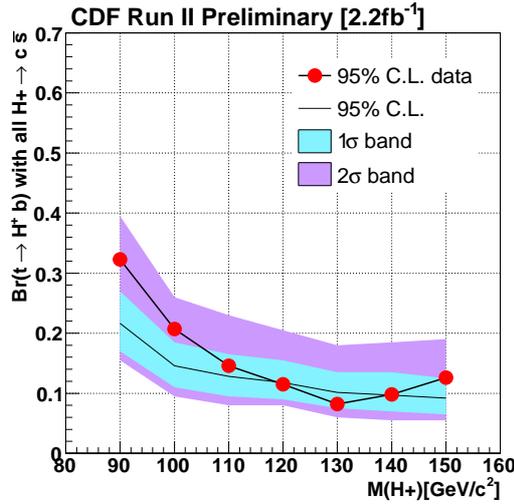


FIGURE 8.2 – Régions actuellement exclues dans l'espace des paramètres $(\tan\beta, M_{H^\pm})$ [156].


 FIGURE 8.3 – Limites sur le rapport de branchement $t \rightarrow H^\pm b \rightarrow c\bar{s}b$, en fonction de M_{H^\pm} [157].

8.3 Recherche d'un boson H^\pm léger

L'analyse présentée dans ce chapitre cherche à tester l'existence d'un boson de Higgs chargé. On se place dans le cadre d'un modèle de type II, et plus précisément dans le contexte du MSSM. Dans cette étude, on supposera que le boson de Higgs chargé est plus léger que le quark top. Ainsi, outre la désintégration $t \rightarrow W^+ b$ prédite par le Modèle Standard, ce scénario autorise la désintégration $t \rightarrow H^+ b$. Par conséquent, lors de la création d'une paire de quarks top, 3 états finals sont désormais possibles :

$$t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \quad , \quad t\bar{t} \rightarrow W^\pm b H^\mp \bar{b} \quad , \quad t\bar{t} \rightarrow H^+ b H^- \bar{b} \quad (8.15)$$

L'analyse se concentre sur la région à grand $\tan\beta$, où le boson H^+ se désintègre majoritairement en $\tau^+ \nu_\tau$. On étudiera plus particulièrement le "modèle tauïque", où seule la désintégration $H^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ est envisagée. On s'intéressera dans un premier temps à l'état final di-électron. Afin d'alléger les notations,

- "WH" fera référence aux événements : $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow W^\pm b H^\mp \bar{b}$, avec $H \rightarrow \tau \nu_\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau$
- "HH" désignera les événements : $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow H^+ b H^- \bar{b}$, avec $H \rightarrow \tau \nu_\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau$

Les événements $t\bar{t}$ constituent un environnement privilégié pour la recherche du boson de Higgs chargé, car l'efficacité de sélection des événements $t\bar{t} \rightarrow ee$ est modifiée par la présence éventuelle d'un boson H^\pm :

$$\varepsilon_{t\bar{t} \rightarrow ee}(\mathcal{BR}) = (1 - \mathcal{BR})^2 \varepsilon_{t\bar{t} \rightarrow WbWb} + 2\mathcal{BR}(1 - \mathcal{BR}) \varepsilon_{t\bar{t} \rightarrow WbHb} + \mathcal{BR}^2 \varepsilon_{t\bar{t} \rightarrow HbHb} \quad (8.16)$$

où \mathcal{BR} correspond au rapport de branchement $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^\pm b)$. En plus de la dépendance explicite en fonction de \mathcal{BR} , l'efficacité de sélection $\varepsilon_{t\bar{t} \rightarrow ee}$ dépend également de la masse M_{H^\pm} via les efficacités $\varepsilon_{t\bar{t} \rightarrow WH}$ et $\varepsilon_{t\bar{t} \rightarrow HH}$.

Les critères de sélection des événements $t\bar{t}$ dans le canal di-électron ont été établis lors de la mesure de la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$. L'efficacité de sélection pour l'hypothèse "modèle standard" ($\mathcal{BR} = 0$) a été évaluée au chapitre 7, et vaut : $\varepsilon_{t\bar{t} \rightarrow WbWb} = 8.40 \pm 0.11\%$. En ce qui concerne les événements WH et HH, les efficacités de sélection sont mesurées dans des échantillons générés avec PYTHIA, pour différentes valeurs de M_{H^\pm} . Ces efficacités sont représentées à la figure 8.4, et sont résumées dans le tableau 8.1.

Visiblement, l'efficacité de la sélection au niveau di-électron (en noir sur la figure) augmente avec M_{H^\pm} . Plus le boson H^+ est lourd, plus l'énergie cinétique des produits de désintégration (le lepton tau dans un premier temps, puis l'électron en fin de cascade) sera élevée. En revanche, lorsqu'on demande un jet de $p_T \geq 30$ GeV, puis un second de $p_T \geq 20$ GeV, l'efficacité de sélection diminue lorsque H^+ augmente. On peut interpréter cette observation de la manière suivante : à mesure que la différence de masse entre le quark top et le boson H^+ s'amenuise, l'espace de phase disponible pour le quark b diminue, et il en va de même pour son impulsion transverse.

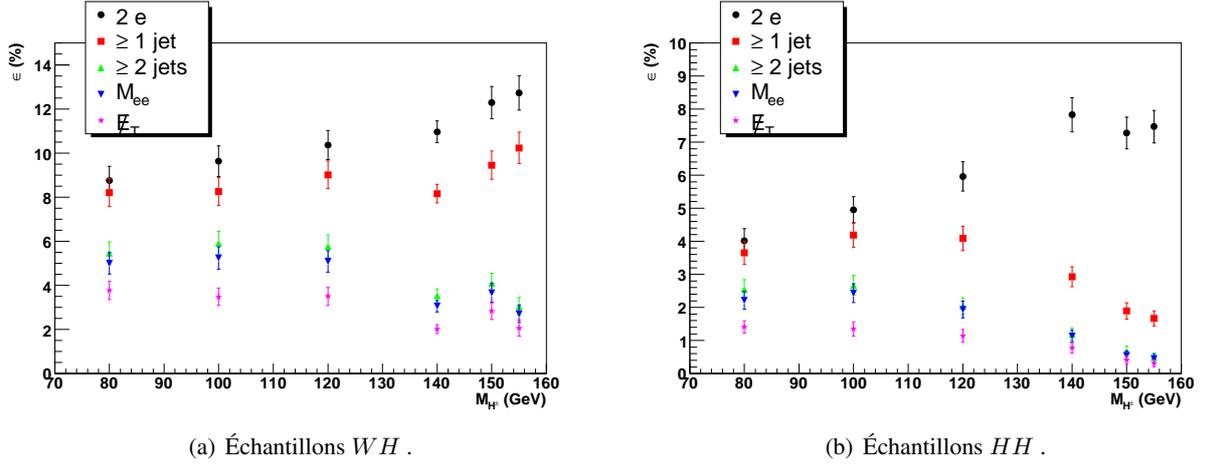


FIGURE 8.4 – Efficacités de sélection pour les échantillons WH et HH , à différents stades de la sélection, en fonction de la masse du boson de Higgs chargé.

TABLE 8.1 – Efficacités (en %) mesurées dans les échantillons WH et HH , pour la sélection complète, en fonction de M_{H^\pm} .

M_{H^\pm} (GeV)	80	100	120	140	150	155
$\varepsilon(t\bar{t} \rightarrow WH)$	3.77 ± 0.41	3.48 ± 0.40	3.50 ± 0.40	2.02 ± 0.204	2.83 ± 0.38	2.06 ± 0.37
$\varepsilon(t\bar{t} \rightarrow HH)$	1.41 ± 0.19	1.35 ± 0.21	1.14 ± 0.19	0.78 ± 0.16	0.42 ± 0.12	0.31 ± 0.11

Une fois les efficacités de sélection déterminées pour chaque type de désintégration, l'efficacité globale $\varepsilon_{t\bar{t} \rightarrow ee}$ est calculable pour toute valeur du rapport de branchement $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+b)$, et pour différentes hypothèses de masse M_{H^+} (voir figure 8.5).

Afin d'augmenter la sensibilité de la mesure, on étend le champ d'investigation aux états finals lepton + jets, dilepton et τ + lepton [153]. Au-delà des considérations d'ordre purement statistique, la combinaison des différents modes de désintégration des paires $t\bar{t}$ apporte une information supplémentaire : chaque état final est affecté de manière différente par la présence d'un boson H^+ . Autrement dit, la variation des efficacités de sélection en fonction de $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+b)$ est spécifique à chaque canal.

L'étape essentielle de la recherche du boson H^+ consiste à déterminer le rapport de branchement $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+b)$. Selon les techniques employées, la mesure du rapport de branchement se présente sous la forme d'une limite supérieure, ou d'un intervalle de confiance. Deux méthodes ont été utilisées pour extraire

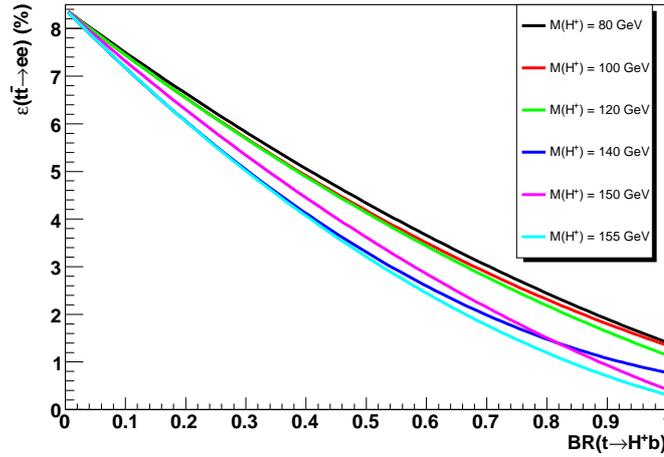


FIGURE 8.5 – Evolution de l'efficacité de sélection globale $\varepsilon_{t\bar{t} \rightarrow ee}$ en fonction du rapport de branchement $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+b)$, pour différentes valeurs de la masse du boson H^+ .

\mathcal{BR} : une approche Bayésienne, et la méthode fréquentiste de Feldman-Cousins, encore appelée méthode fréquentiste unifiée. Ces procédures sont décrites en détail dans les annexes. Dans les deux cas, on choisit un niveau de confiance de 95% pour présenter les résultats.

8.3.1 Intervalle de confiance par la méthode fréquentiste

La méthode de construction des intervalles de confiance par la méthode fréquentiste est discutée en détail dans l'annexe C.1. Tout d'abord, il faut déterminer les intervalles de confiance à $\mathcal{BR} = \mathcal{BR}_0$ fixé. Connaissant le rapport de branchement le nombre moyen d'événements attendu après sélection $t\bar{t}$ est donné par :

$$\nu_0 = N_s(\mathcal{BR}_0) + N_{bkg} = \sigma_{p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}} \times \mathcal{L}_{données} \times \varepsilon_{t\bar{t} \rightarrow ee}(\mathcal{BR}_0) + N_{bkg} \quad , \quad \sigma_{p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}} = 7.91 \text{ pb} \quad (8.17)$$

Pour construire l'intervalle de confiance, on doit disposer de la densité de probabilité $f(Br, \mathcal{BR}_0)$ (la probabilité d'observer un rapport de branchement Br à dBr près lorsque la vraie valeur est \mathcal{BR}_0 étant donnée par : $dP = f(Br, \mathcal{BR}_0)dBr$). Celle-ci est "émulée" grâce à la technique des pseudo-expériences, qui consiste à faire fluctuer les nombres d'événements de signal et de bruit de fond selon des lois de Poisson de valeurs moyennes $N_s(\mathcal{BR}_0)$ et N_{bkg} respectivement. Notons ν_i le nombre d'événements (signal + bruit de fond) obtenu pour la pseudo-expérience numéro i . Après fluctuation, la valeur la plus probable pour le rapport de branchement est calculée via la fonction de vraisemblance :

$$\mathcal{L}(Br_i, N) = \mathcal{P}(N, \nu_i) = \frac{\nu_i^N}{N!} e^{-\nu_i} \quad (8.18)$$

où N correspond au nombre d'événements observés dans les données. Par itération, on construit ainsi la densité de probabilité $f(Br, \mathcal{BR}_0)$. Lorsqu'on prend en compte un nombre M de canaux différents, on réalise des pseudo-expériences dans chaque canal de manière indépendante, et le rapport de branchement pour la pseudo-expérience i est extrait grâce à la fonction de vraisemblance :

$$\mathcal{L}(Br_i, \{N\}) = \prod_{j=1}^M \mathcal{P}(N_j, \nu_{i,j}) \quad , \quad \{N\} = \{N_1, \dots, N_M\} \quad (8.19)$$

Pour prendre en compte les incertitudes systématiques dans la construction des intervalles de confiance, on introduit des paramètres dits "de nuisance" [158]. On associe à chacune des p sources d'incertitude un paramètre ρ_i , tel que :

$$\varepsilon = \hat{\varepsilon} + \sum_{i=1}^p \sigma_i \rho_i \quad (8.20)$$

$\hat{\varepsilon}$ correspond à l'efficacité de sélection nominale (en l'absence d'erreur systématique), et $\sigma_i = (\Delta\varepsilon)_i$ représente la valeur de l'incertitude pour la source i . On supposera que l'on peut modéliser les incertitudes par des paramètres de nuisance à comportement gaussien. Dans le cas présent, on choisit pour ρ_i une densité de probabilité gaussienne $\mathcal{G}(\mu = 0, \sigma = 1)$. Ainsi, le nombre aléatoire " $\sigma_i \rho_i$ " suit la loi de probabilité : $\sigma_i \times \mathcal{G}(0, 1) \equiv \mathcal{G}(0, \sigma_i)$.

L'hypothèse sur la forme gaussienne du *prior* $\pi(\rho)$ fait intervenir la conception Bayésienne dans la construction fréquentiste de Feldman-Cousins. Aussi cette méthode est-elle qualifiée de "semi-fréquentiste", ou encore "mixte fréquentiste / Bayésienne". La pseudo-expérience comprend maintenant 2 phases : on fait d'abord fluctuer le nombre d'événements attendu ν selon une loi de Poisson, puis chaque paramètre de nuisance est modifié de façon aléatoire selon la loi de Gauss adaptée. Le calcul du rapport de branchement est effectué par la même méthode de vraisemblance que précédemment.

8.3.2 Limite par la méthode Bayésienne

La définition Bayésienne des intervalles de confiance repose exclusivement sur la fonction de vraisemblance (voir annexe C.2 pour plus de détails) :

$$\mathcal{L}(\mathcal{BR}, \{N\}) = \frac{1}{N_{it}} \sum_{i=1}^{N_{it}} \prod_{j=1}^M \mathcal{P}(N_j, \nu_{i,j}) \quad , \quad \nu_{i,j} = \nu_{i,j}(\mathcal{BR}) \quad (8.21)$$

Cette fonction de vraisemblance permet d'une part de combiner les résultats des M canaux, et d'autre part de tenir compte les incertitudes systématiques. $\mathcal{P}(N_j, \nu_{i,j})$ désigne la probabilité poissonnienne d'observer N_j événements dans le canal j , alors qu'on en attend $\nu_{i,j}$ en moyenne. La sommation sur l'indice i est relative au traitement des incertitudes systématiques, explicité ci-dessous.

Comme dans l'approche "semi-fréquentiste", les incertitudes systématiques sont prises en compte sous la forme de paramètres de nuisance ρ à caractère gaussien. La fonction de vraisemblance marginale qui intervient dans le calcul de l'intervalle de confiance est obtenue après intégration :

$$\mathcal{L}(\mathcal{BR}, \{N\}) = \int \mathcal{L}(\mathcal{BR}, \{N\}, \rho) \pi(\rho) d\rho \quad (8.22)$$

L'intégration sur les paramètres de nuisance est effectuée par une technique Monte Carlo : l'intégrale est substituée par une somme discrète sur un nombre N_{it} d'itérations. Pour l'itération i , tous les paramètres ρ sont tirés aléatoirement selon une densité de probabilité $\mathcal{G}(0, 1)$, conduisant à un nouveau nombre d'événements attendus $\nu_{i,j}$ dans le canal j .

Pour chaque valeur supposée du rapport de branchement $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+b)$, la probabilité a posteriori est calculée de la façon suivante :

$$P(\mathcal{BR}, \{N\}) = \frac{\mathcal{L}(\mathcal{BR}, \{N\}) \pi(\mathcal{BR})}{\int_0^1 \mathcal{L}(x, \{N\}) \pi(x) dx} \quad (8.23)$$

où $\pi(\mathcal{BR})$ est la densité de probabilité a priori. On choisit un *prior* uniforme dans la région physique, à savoir $\mathcal{BR} \in [0, 1]$, afin de ne privilégier aucune valeur pertinente pour \mathcal{BR} , et nul en dehors.

8.3.3 Résultats

Les résultats exposés dans cette section ont été obtenus en combinant les canaux dilepton (ee , $e\mu$, $\mu\mu$), ℓ +jets (e +jets, μ +jets) et $\ell+\tau$ ($e+\tau$, $\mu+\tau$) [153, 159]. Chacune de ces analyses est basée sur un lot de données de $\simeq 1 \text{ fb}^{-1}$. Les observations étant compatibles avec les prédictions du Modèle Standard pour les sept états finals, des limites peuvent être établies sur l'existence d'un boson H^\pm .

Les figures 8.6 et 8.7 illustrent la construction des intervalles de confiance par les méthodes fréquentiste et Bayésienne pour une masse de Higgs chargé $M_{H^\pm} = 80 \text{ GeV}$ (se référer aux légendes pour plus de détails). La limite Bayésienne est donnée à titre indicatif, car on choisit la méthode de Feldman-Cousins pour présenter les résultats.

Les limites obtenues sur $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^\pm b)$ en fonction de la masse du boson de Higgs chargé sont présentées à la figure 8.8. Les limites sont établies dans le cas d'un modèle tauïque, où le seul mode de désintégration autorisé est $H^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$. La région en \mathcal{BR} exclue à 95% de niveau de confiance se situe au-dessus de la courbe bleue (rouge) pour la limite observée (attendue). La bande jaune représente l'intervalle à 68% de niveau de confiance sur la limite attendue. La figure 8.9 indique les limites obtenues par la méthode Bayésienne, et peut être directement comparée aux résultats de la figure 8.8(d). Cette analyse effectuée sur un échantillon de 1 fb^{-1} améliore notablement les limites précédemment établies par CDF dans le même scénario avec un lot de données de 192 pb^{-1} [156].

Habituellement, les limites d'exclusion sont reportées dans le plan $(\tan\beta, M_{H^\pm})$. Étant donné que $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^\pm b)$ dépend de M_{H^\pm} et $\tan\beta$, les limites présentées ci-dessus peuvent être transposées sous la forme souhaitée. À l'ordre dominant, la relation entre ces trois paramètres est donnée par l'équation 8.11. La limite sur M_{H^\pm} à $\tan\beta$ fixé est déterminée par l'intersection entre la courbe théorique (ici LO) et la limite d'exclusion : $\mathcal{BR}^{(LO)}(\tan\beta, M_{H^\pm}) = \mathcal{BR}_{max}(M_{H^\pm})$. Comme l'indique le réseau de courbes sur la figure 8.10, cette procédure est répétée pour différentes valeurs de $\tan\beta$ ce qui permet de dessiner le contour d'exclusion dans le plan $(\tan\beta, M_{H^\pm})$. Les limites inférieures sur la masse du boson de Higgs chargé dans le modèle tauïque sont illustrées à la figure 8.11 et résumées dans le tableau 8.2. À l'ordre NLO, le calcul du rapport de branchement dépend d'autres paramètres libres du MSSM, et il devient nécessaire de préciser les points de référence choisis dans l'espace des paramètres ("*benchmark*") lors de la présentation des limites dans le plan $(\tan\beta, M_{H^\pm})$ [156].

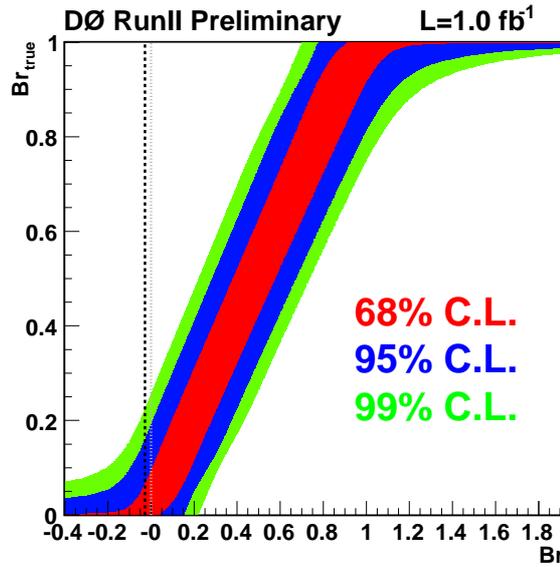


FIGURE 8.6 – Méthode fréquentiste. Pour une valeur fixée du "vrai" rapport de branchement (" Br_{true} ", en ordonnée), on effectue un grand nombre de pseudo-expériences : on fait fluctuer le nombre d'événements attendus selon une loi de Poisson, puis on mesure le rapport de branchement le plus vraisemblable après fluctuation (" Br ", en abscisse). On répète l'opération pour toutes les valeurs de Br_{true} entre 0 et 1. La droite $Br = 0$ figure en pointillés gris. Elle détermine la limite attendue sur " Br_{true} " pour l'hypothèse Modèle Standard. La droite en pointillés noirs symbolise la valeur la plus probable mesurée dans les données (ici négative), et détermine la limite observée : $0 \leq \mathcal{BR} \lesssim 0.15$ à 95% de niveau de confiance.

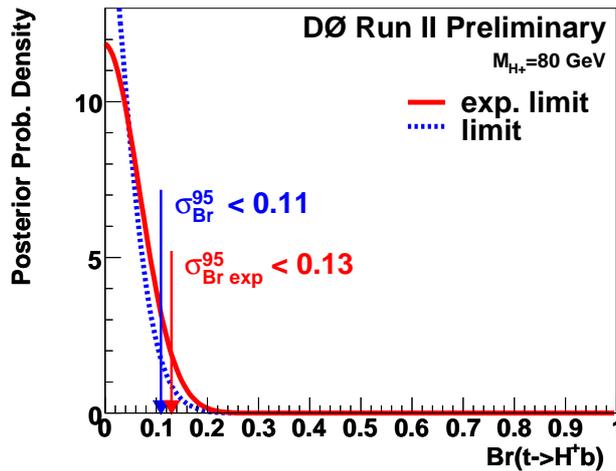
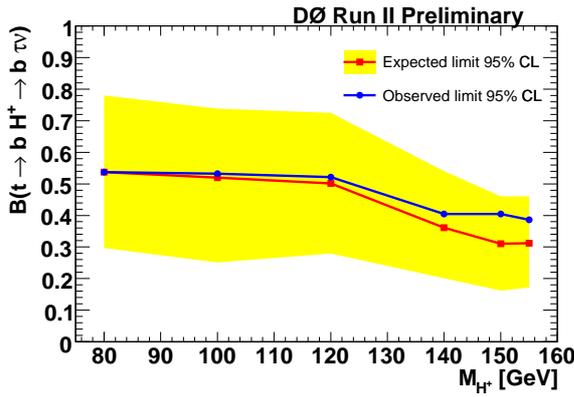


FIGURE 8.7 – Méthode Bayésienne. Cette figure représente la probabilité a posteriori pour le rapport de branchement $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+b)$, si l'on choisit un prior uniforme pour $\pi(\mathcal{BR})$ entre 0 et 1. Les incertitudes systématiques sont prises en compte via des paramètres de nuisance. On mentionne les limites attendues (en supposant $\mathcal{BR} = 0$) et observées, à 95% de niveau de confiance.



(a) Canaux dilepton.

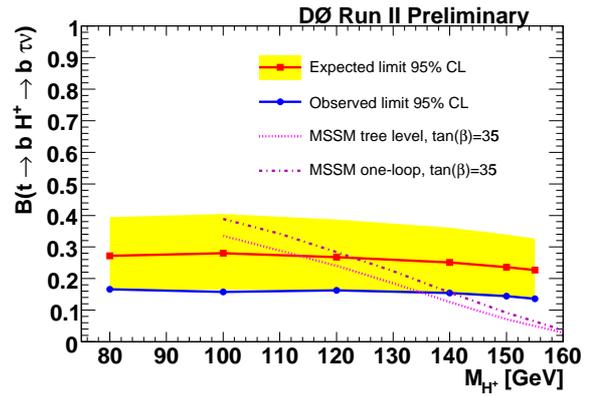
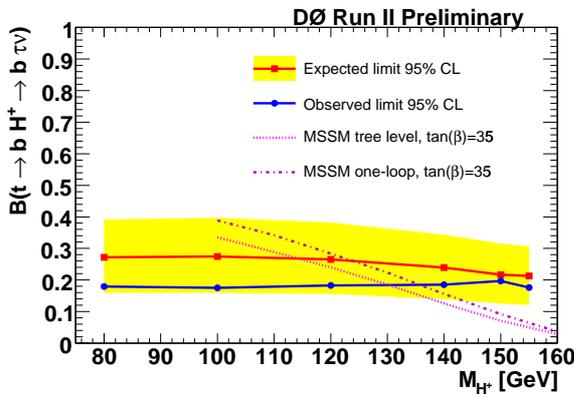
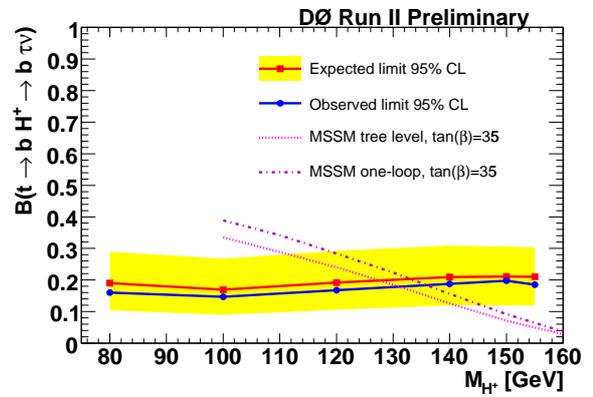
(b) Canaux ℓ +jets.(c) Combinaison des canaux ℓ +jets et dilepton.(d) Combinaison des canaux ℓ +jets, dilepton et $\tau+\ell$.

FIGURE 8.8 – Intervalles à 95% de niveau de confiance sur $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+ b)$ obtenus avec $\mathcal{L}_{données} \simeq 1 \text{ fb}^{-1}$ dans le modèle tauïque [153], pour la définition fréquentiste de Feldman-Cousins. Les calculs théoriques à l'arbre et à une boucle sont effectués pour un point particulier dans l'espace des paramètres du MSSM : $\tan\beta = 35$, $\mu = -150 \text{ GeV}$, $M = 150 \text{ GeV}$, $A = 300 \text{ GeV}$, $m_{\tilde{g}} = 300 \text{ GeV}$, $m_{\tilde{u}} = 200 \text{ GeV}$, $m_{\tilde{d}} = 200 \text{ GeV}$, $m_{\tilde{b}_1} = 150 \text{ GeV}$, $m_{\tilde{t}_1} = 150 \text{ GeV}$.

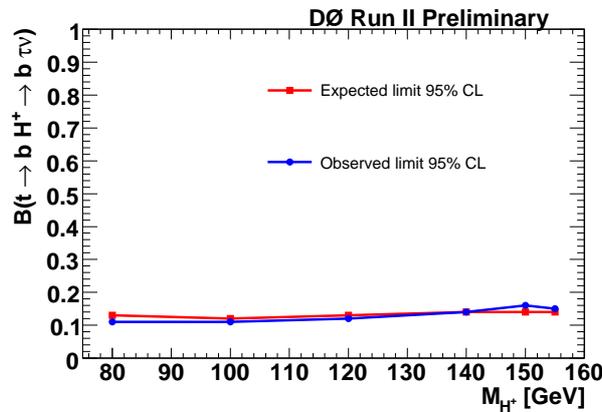


FIGURE 8.9 – Limites Bayésiennes obtenues après combinaison de tous les canaux [153]. Elles sont à comparer à la figure 8.8(d).

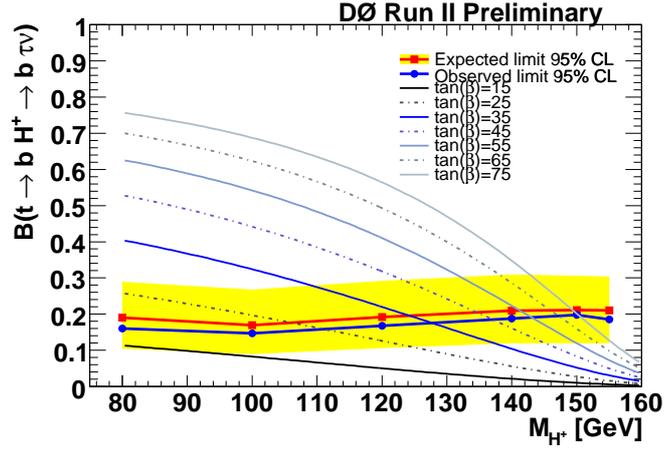


FIGURE 8.10 – Résultats de la figure 8.8(d) comparés au calcul théorique du rapport de branchement $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+ b)$ en fonction de M_{H^\pm} et de $\tan\beta$, à l'ordre dominant [151].

TABLE 8.2 – Limites inférieures observées à 95% de niveau de confiance sur la masse du boson de Higgs chargé, pour différentes valeurs de $\tan\beta$. Le calcul théorique de $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+ b)$ en fonction de M_{H^\pm} est effectué à l'ordre dominant [151] (voir figure 8.10).

$\tan\beta$	15	25	35	45	55	65	75
M_{H^\pm} (GeV)	/	110	128	137	143	148	150

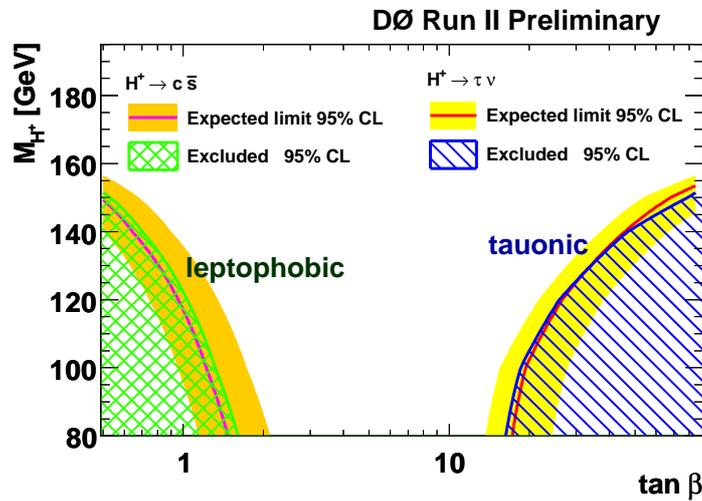


FIGURE 8.11 – Contours d'exclusion à 95% de niveau de confiance dans le plan $(\tan\beta, M_{H^\pm})$ pour tous les canaux combinés, avec $\mathcal{L}_{données} \simeq 1\text{fb}^{-1}$ [159]. La région $M_{H^\pm} < 80$ GeV a été exclue par les recherches effectuées au LEP (voir figure 8.2). En plus du modèle tauïque discuté dans le texte, cette figure présente le résultat d'une recherche effectuée dans un scénario dit "leptophobic", où l'on suppose que boson H^\pm se désintègre exclusivement selon : $H^\pm \rightarrow c \bar{s}$.

Conclusion et perspectives

Cette thèse est consacrée à la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top dans l'expérience $D\bar{O}$, et se concentre sur l'état final di-électron contenant deux électrons isolés de grande impulsion transverse, deux jets de particules de grande impulsion transverse et de l'énergie transverse manquante.

Une mesure de section efficace repose sur la connaissance précise des efficacités de sélection des événements de signal et de bruits de fond. Étant donné que ces efficacités sont évaluées par simulation, une fraction significative de ce travail a consisté à vérifier que la simulation reproduit fidèlement les données, notamment en termes d'efficacité de reconstruction et d'identification pour les électrons et les jets. Puis la sélection des événements $t\bar{t}$ a pu être mise en place. Elle a été optimisée vis-à-vis de deux variables cinématiques : la masse invariante de la paire d'électrons et l'énergie transverse manquante. Enfin, la section efficace a été mesurée dans un échantillon de données de 1 fb^{-1} , en supposant une masse de 170 GeV pour le quark top :

$$\sigma(\text{p}\bar{\text{p}} \rightarrow t\bar{t}) = 9.6^{+3.2}_{-2.7} (\text{stat}) \pm 1.0 (\text{syst})^{+0.8}_{-0.7} (\text{lumi}) \text{ pb}$$

Cette mesure est en accord avec la valeur prédite dans le cadre du Modèle Standard, à savoir $7.9 \pm 0.9 \text{ pb}$ (calcul perturbatif NLO+NLL).

Plusieurs pistes peuvent être envisagées pour améliorer la présente analyse. D'une part, la quantité de données analysées dans ce manuscrit ne représente qu'un quart des données disponibles actuellement. $D\bar{O}$ a en effet enregistré plus de 4 fb^{-1} , et l'utilisation de la totalité des données réduirait de façon notable l'incertitude statistique. D'autre part, un lot de données plus important permettrait de mettre en œuvre une méthode d'identification des jets de quarks b , trop coûteuse jusqu'alors en terme d'efficacité. Comme les paires de quarks top produisent deux quarks b dans l'état final, le "*b-tagging*" contribuerait à diminuer le niveau de bruit de fond de manière drastique. Par ailleurs, l'emploi d'une technique de sélection multivariable conduirait également à une meilleure discrimination entre signal et bruits de fond.

Dans le prolongement de la mesure de section efficace, une recherche de boson de Higgs chargé a été entreprise. L'existence d'un boson H^\pm plus léger que le quark top pourrait se manifester par l'ouverture du canal de désintégration $t \rightarrow H^\pm b$. Comme les modes de désintégration des bosons H^\pm et W^\pm diffèrent, cette recherche a été menée dans plusieurs canaux simultanément : dilepton, ℓ +jets et τ +lepton. Une désintégration non-standard du quark top apparaîtrait comme un excès d'événements dans certains canaux et un déficit dans d'autres. Ces recherches se sont révélées infructueuses, et des limites ont été placées à 95 % de niveau de confiance dans le plan $(\tan\beta, M_{H^\pm})$. Afin de rendre les analyses plus sensibles à la présence d'un boson H^\pm , outre les pistes de réflexion proposées ci-dessus, il serait judicieux de développer une sélection spécifique pour les processus $t\bar{t} \rightarrow W^\pm H^\mp$ et $t\bar{t} \rightarrow H^+ H^-$.

Le Tevatron détient encore pour quelques mois le monopole du quark top, mais le prochain avènement du LHC est sur le point de changer la donne. Au LHC, la section efficace de production de paires de quarks top sera environ 100 fois plus élevée qu'au Tevatron. Selon l'expression consacrée, le LHC sera une "usine à quarks top" : pour une luminosité instantanée de $10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, on s'attend à produire une paire top-antitop par seconde. En revanche, la section efficace du processus Drell-Yan ne sera multipliée que par un facteur 10 (pour produire un boson Z/γ^* , un quark doit nécessairement interagir avec un antiquark de la mer). Les canaux dilepton deviendront particulièrement appropriés pour une mesure de précision de la section efficace de production de paires de quarks top, car l'incertitude sur les corrections d'échelle en énergie des jets y est moins pénalisante que dans les canaux ℓ +jets. En outre, la réduction des incertitudes de mesure dans chacun des états finals permettra de mieux contraindre voire peut-être de mettre en évidence l'existence d'un boson de Higgs chargé. Au LHC, la connaissance précise des propriétés du quark top constituera un enjeu crucial pour la recherche de phénomènes physiques au-delà du Modèle Standard.

Annexes

Annexe A

Calculs d'incertitude

A.1 Incertitude statistique sur une efficacité

De manière générique, lorsqu'on calcule l'efficacité d'un critère de sélection dans la simulation, on a :

$$\varepsilon = \frac{\sum_{i=1}^N \omega_i}{N} \quad (\text{A.1})$$

où ω_i correspond au poids de l'événement i . Si l'événement numéro j ne satisfait pas le critère de sélection considéré, alors $\omega_j = 0$. N correspond à un nombre d'événements subsistant à un certain stade de la sélection. De fait, le nombre entier N correspond à la réalisation d'une variable aléatoire X régie par une loi de Poisson. On supposera pour les besoins de la démonstration que $N = \langle X \rangle$. On profite ensuite du caractère additif de la loi de Poisson pour écrire formellement X comme la somme de N variables de Poisson indépendantes de moyenne 1 :

$$X = \sum_{i=1}^N k_i \quad , \quad k_i \equiv \mathcal{P}(\mu = 1) \quad \longrightarrow \quad \langle X \rangle = N \quad (\text{A.2})$$

Avec ce jeu d'écriture, ε devient également une variable aléatoire :

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{\sum_{i=1}^N \omega_i k_i}{\sum_{i=1}^N k_i} \quad (\text{A.3})$$

Dès lors, le calcul de la variance pour la variable aléatoire $\tilde{\varepsilon}$ conduit directement au résultat souhaité, à savoir l'incertitude statistique sur l'efficacité de sélection. Les variables aléatoires k_i étant indépendantes 2 à 2, la loi de propagation des erreurs se résume à :

$$\Delta \tilde{\varepsilon}^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial k_i} \right)^2 \delta k_i^2 \quad (\text{A.4})$$

Dans cette dernière expression, l'écart-type δk_i vaut 1 par construction, car l'écart-type et la moyenne d'une variable de Poisson ont même valeur. Après calcul de la dérivée partielle, il reste :

$$\Delta \varepsilon^2 = \frac{N \sum_{i=1}^N \omega_i^2 - \left(\sum_{i=1}^N \omega_i \right)^2}{N^3} \quad (\text{A.5})$$

A.2 Calcul d'incertitude pour la correction du spectre en p_T du boson Z

La fonction de pondération utilisée pour corriger la distribution en impulsion transverse du boson Z au niveau reconstruit s'écrit (voir section 7.6.1) :

$$f(x) = \frac{p_0}{2} \left(1 + \text{Erf} \left(\frac{x - p_1}{p_2 \sqrt{2}} \right) \right) \times \left(1 + p_3 e^{-\frac{x}{p_4}} \right) + p_5 \quad (\text{A.6})$$

Le calcul d'incertitude sur f est effectué par la formule de propagation des erreurs. On évalue pour cela les dérivées partielles de f par rapport à chacun des 6 paramètres :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial p_0} &= \frac{1}{2} \left(1 + \text{Erf} \left(\frac{x - p_1}{p_2 \sqrt{2}} \right) \right) \times \left(1 + p_3 e^{-\frac{x}{p_4}} \right) \\ \frac{\partial f}{\partial p_1} &= \frac{p_0}{2} \left(\frac{-1}{p_2 \sqrt{2}} \right) \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{x-p_1}{p_2 \sqrt{2}}\right)^2} \left(1 + p_3 e^{-\frac{x}{p_4}} \right) \\ \frac{\partial f}{\partial p_2} &= \frac{p_0}{2} \left(-\frac{x - p_1}{p_2^2 \sqrt{2}} \right) \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{x-p_1}{p_2 \sqrt{2}}\right)^2} \left(1 + p_3 e^{-\frac{x}{p_4}} \right) \\ \frac{\partial f}{\partial p_3} &= \frac{p_0}{2} \left(1 + \text{Erf} \left(\frac{x - p_1}{p_2 \sqrt{2}} \right) \right) e^{-\frac{x}{p_4}} \\ \frac{\partial f}{\partial p_4} &= \frac{x}{p_4^2} \frac{p_0}{2} \left(1 + \text{Erf} \left(\frac{x - p_1}{p_2 \sqrt{2}} \right) \right) p_3 e^{-\frac{x}{p_4}} \\ \frac{\partial f}{\partial p_5} &= 1 \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

L'incertitude sur f est donnée par :

$$df^2 = \sum_{i,j=0}^5 \frac{\partial f}{\partial p_i} \frac{\partial f}{\partial p_j} \sigma_{ij}^2 \quad (\text{A.8})$$

où σ_{ij}^2 est l'élément (i,j) de la matrice de covariance des paramètres.

A.3 Propagation de l'incertitude statistique relative aux bins d'une correction binée

Pour un échantillon simulé, le nombre d'événements attendus s'écrit comme la somme des poids :

$$N_{MC} = \sum_{i=1}^{N_{evt}} \omega_i \quad (\text{A.9})$$

Le poids ω_i d'un événement i résulte de plusieurs corrections (corrections d'efficacité d'identification, corrections de pondération, ...). Intéressons nous à une correction binée, i.e. une correction dont la valeur est stockée dans un histogramme. Dans la somme ci-dessus, chaque événement i tombe dans un bin particulier de l'histogramme. Remplaçons la sommation sur les événements i par une somme portant sur les bins de l'histogramme :

$$\sum_{i=1}^{N_{evt}} \omega_i = \sum_{k=1}^{N_{bin}} \sum_{j=1}^{N_k} \omega_{j,k} \quad (\text{A.10})$$

N_k correspond au nombre d'entrées dans le bin k , et $\omega_{j,k}$ désigne l'entrée j dans le bin k . On désignera par SF_k la valeur de la correction dans le bin k . Si l'on sépare la contribution de la correction binée du reste des corrections, on peut écrire pour l'entrée j du bin k : $\omega_{j,k} = SF_k \times z_{j,k}$. Ainsi :

$$\sum_{k=1}^{N_{bin}} \sum_{j=1}^{N_k} \omega_{j,k} = \sum_{k=1}^{N_{bin}} SF_k \sum_{j=1}^{N_k} z_{j,k} \quad (\text{A.11})$$

A cause de la taille limitée des échantillons de données (et des échantillons simulés, dans une moindre mesure), la valeur SF_k de la correction d'efficacité du bin k est déterminée à une incertitude statistique σ_k près. En supposant les bins 2 à 2 indépendants, la propagation de l'erreur des bins se traduit par une incertitude ΔN_{MC} sur le nombre d'événements attendus :

$$(\Delta N_{MC})^2 = \sum_{k=1}^{N_{bin}} \left(\sum_{j=1}^{N_k} z_{j,k} \right)^2 (dSF_k)^2 = \sum_{k=1}^{N_{bin}} \left(\sum_{j=1}^{N_k} z_{j,k} \right)^2 \sigma_k^2 \quad (\text{A.12})$$

Annexe B

Bruit de fond "faux électrons"

B.1 Probabilité P_{fake} d'observer un événement "faux électron"

La démonstration sera établie pour un électron dont la vraisemblance $lhood7 \in [\alpha, 1]$. Pour des électrons *top_loose*, $\alpha = 0$ et pour des électrons *top_tight*, $\alpha = 0.85$.

A l'intérieur de l'intervalle $[\alpha, 1]$, les probabilités de trouver respectivement un vrai électron et un faux électron sont respectivement :

$$P_s = \frac{n_s \int_{\alpha}^1 \mathcal{S}(x) dx}{n_s \int_{\alpha}^1 \mathcal{S}(x) dx + n_b \int_{\alpha}^1 \mathcal{B}(x) dx}, \quad P_b = \frac{n_b \int_{\alpha}^1 \mathcal{B}(x) dx}{n_s \int_{\alpha}^1 \mathcal{S}(x) dx + n_b \int_{\alpha}^1 \mathcal{B}(x) dx} \quad (\text{B.1})$$

On a bien : $P_s + P_b = 1$.

La probabilité conditionnelle de trouver un électron de vraisemblance $lhood7 = x_i$, à dx_i près, sachant que cet électron fait partie de l'échantillon "Signal" (ou "QCD") s'écrit :

$$dP(lhood7 = x_i | \text{Signal}) = \frac{\mathcal{S}(x_i) dx_i}{\int_{\alpha}^1 \mathcal{S}(x) dx}, \quad dP(lhood7 = x_i | \text{QCD}) = \frac{\mathcal{B}(x_i) dx_i}{\int_{\alpha}^1 \mathcal{B}(x) dx} \quad (\text{B.2})$$

La somme des probabilités vaut :

$$\int_{\alpha}^1 dP(lhood7 = x_i | \text{Signal}) = \int_{\alpha}^1 dP(lhood7 = x_i | \text{QCD}) = 1 \quad (\text{B.3})$$

Par ailleurs, la probabilité $dP(lhood7 = x_i)$ de trouver un objet électromagnétique (qu'il soit un vrai ou un faux électron), peut être décomposée selon :

$$dP(lhood7 = x_i) = dP(lhood7 = x_i | \text{Signal}) \times P_s + dP(lhood7 = x_i | \text{QCD}) \times P_b \quad (\text{B.4})$$

Le dernier élément intervenant dans le calcul de la probabilité P_{fake} est le théorème de Bayes, qui s'énonce dans le cas présent :

$$\begin{aligned} dP(lhood7 = x_i, \text{Signal}) &= dP(lhood7 = x_i | \text{Signal}) \times P_s \\ &= dP(\text{Signal} | lhood7 = x_i) \times dP(lhood7 = x_i) \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Ce théorème permet de remonter à la probabilité conditionnelle souhaitée, à savoir la probabilité que le candidat électron soit un vrai électron, sachant que sa vraisemblance vaut $lhood7 = x_i$:

$$dP(\text{Signal} | lhood7 = x_i) = \frac{dP(lhood7 = x_i | \text{Signal}) \times P_s}{dP(lhood7 = x_i | \text{Signal}) \times P_s + dP(lhood7 = x_i | \text{QCD}) \times P_b} \quad (\text{B.6})$$

En réinjectant l'expression explicite de chaque composante, il reste après simplification :

$$dP(\text{Signal}|\text{hood7} = x_i) = \frac{n_s \mathcal{S}(x_i)}{n_s \mathcal{S}(x_i) + n_b \mathcal{B}(x_i)} \quad (\text{B.7})$$

et similairement,

$$dP(\text{QCD}|\text{hood7} = x_i) = \frac{n_b \mathcal{B}(x_i)}{n_s \mathcal{S}(x_i) + n_b \mathcal{B}(x_i)} \quad (\text{B.8})$$

ce qui assure :

$$dP(\text{Signal}|\text{hood7} = x_i) + dP(\text{QCD}|\text{hood7} = x_i) = 1 \quad (\text{B.9})$$

Finalement, la probabilité d'observer un ou deux faux électrons dans un événement donné prend la forme :

$$\begin{aligned} P_{fake} &= dP(\text{Signal}|\text{hood7} = x_1) \times dP(\text{QCD}|\text{hood7} = x_2) \\ &\quad + dP(\text{QCD}|\text{hood7} = x_1) \times dP(\text{Signal}|\text{hood7} = x_2) \\ &\quad + dP(\text{QCD}|\text{hood7} = x_1) \times dP(\text{QCD}|\text{hood7} = x_2) \\ &= 1 - dP(\text{Signal}|\text{hood7} = x_1) \times dP(\text{Signal}|\text{hood7} = x_2) \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

ou plus simplement,

$$P_{fake} = 1 - \frac{n_s \mathcal{S}(x_1)}{n_s \mathcal{S}(x_1) + n_b \mathcal{B}(x_1)} \times \frac{n_s \mathcal{S}(x_2)}{n_s \mathcal{S}(x_2) + n_b \mathcal{B}(x_2)} \quad (\text{B.11})$$

On note que le résultat final ne fait pas intervenir le paramètre α , introduit pour délimiter la région en vraisemblance de l'électron : $\text{hood7} \in [\alpha, 1]$.

B.2 Calcul d'incertitude sur la probabilité P_{fake}

Dans ce paragraphe, \mathcal{PDF} désignera indistinctement les densités de probabilité de la variable hood7 pour les électrons des échantillons "Signal" (\mathcal{S}) et "QCD" (\mathcal{B}). Les densités de probabilité sont paramétrées par la fonction (voir paragraphe 6.1) :

$$\mathcal{PDF} = c_0 \frac{(\alpha_0 - 1)(\mu_0 - x)^{-\alpha_0}}{(\mu_0 - 1)^{1-\alpha_0} - \mu_0^{1-\alpha_0}} + c_1 \frac{(1 - \alpha_1)(\mu_1 + x)^{-\alpha_1}}{(\mu_1 + 1)^{1-\alpha_1} - \mu_1^{1-\alpha_1}} + c_2 \quad (\text{B.12})$$

Le calcul des dérivées partielles par rapport aux coefficients c_i est trivial. Pour les autres paramètres, le résultat est détaillé ci-dessous :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{PDF}}{\partial \alpha_0} &= \frac{c_0 (\mu_0 - x)^{-\alpha_0}}{(\mu_0 - 1)^{1-\alpha_0} - \mu_0^{1-\alpha_0}} \\ &\quad \times \left\{ 1 + \ln(\mu_0 - x)(1 - \alpha_0) + (\alpha_0 - 1) \left(\frac{\ln(\mu_0)\mu_0^{1-\alpha_0} - \ln(\mu_0 - 1)(\mu_0 - 1)^{1-\alpha_0}}{(\mu_0 - 1)^{1-\alpha_0} - \mu_0^{1-\alpha_0}} \right) \right\} \\ \frac{\partial \mathcal{PDF}}{\partial \mu_0} &= \frac{c_0 (\alpha_0 - 1)(\mu_0 - x)^{-\alpha_0}}{(\mu_0 - 1)^{1-\alpha_0} - \mu_0^{1-\alpha_0}} \times \left\{ \frac{-\alpha_0}{\mu_0 - x} + (\alpha_0 - 1) \frac{(\mu_0 - 1)^{-\alpha_0} - \mu_0^{-\alpha_0}}{(\mu_0 - 1)^{1-\alpha_0} - \mu_0^{1-\alpha_0}} \right\} \\ \frac{\partial \mathcal{PDF}}{\partial \alpha_1} &= \frac{-c_1 (\mu_1 + x)^{-\alpha_1}}{(\mu_1 + 1)^{1-\alpha_1} - \mu_1^{1-\alpha_1}} \\ &\quad \times \left\{ 1 + \ln(\mu_1 + x)(1 - \alpha_1) + (1 - \alpha_1) \left(\frac{\ln(\mu_1)\mu_1^{1-\alpha_1} - \ln(\mu_1 + 1)(\mu_1 + 1)^{1-\alpha_1}}{(\mu_1 + 1)^{1-\alpha_1} - \mu_1^{1-\alpha_1}} \right) \right\} \\ \frac{\partial \mathcal{PDF}}{\partial \mu_1} &= \frac{-c_1 (1 - \alpha_1)(\mu_1 + x)^{-\alpha_1}}{(\mu_1 + 1)^{1-\alpha_1} - \mu_1^{1-\alpha_1}} \times \left\{ \frac{\alpha_1}{\mu_1 + x} + (1 - \alpha_1) \frac{(\mu_1 + 1)^{-\alpha_1} - \mu_1^{-\alpha_1}}{(\mu_1 + 1)^{1-\alpha_1} - \mu_1^{1-\alpha_1}} \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

L'erreur sur la densité de probabilité issue de l'incertitude sur les paramètres $\{p_i\} = \{c_i, \alpha_i, \mu_i\}$ est calculée par la formule de propagation :

$$(d\mathcal{PDF})^2 = \sum_{i,j} \frac{\partial(\mathcal{PDF})}{\partial p_i} \frac{\partial(\mathcal{PDF})}{\partial p_j} \sigma_{ij}^2 \quad (\text{B.14})$$

La probabilité d'observer un événement de bruit de fond s'écrit :

$$P = 1 - \frac{n_s S(x_1)}{n_s S(x_1) + n_b B(x_1)} \times \frac{n_s S(x_2)}{n_s S(x_2) + n_b B(x_2)} \quad (\text{B.15})$$

L'erreur sur cette probabilité provient de l'incertitude statistique sur n_s , n_b , et de l'erreur sur les densités de probabilité $S(x_i)$, $B(x_i)$ évaluée ci-dessus. Les dérivées partielles utilisées dans la formule de propagation sont :

$$\frac{\partial P}{\partial n_s} = \frac{n_s S(x_1) S(x_2)}{(n_s S(x_1) + n_b B(x_1))(n_s S(x_2) + n_b B(x_2))} \times \left\{ -2 + n_s \frac{2n_s S(x_1) S(x_2) + n_b (S(x_1) B(x_2) + S(x_2) B(x_1))}{(n_s S(x_1) + n_b B(x_1))(n_s S(x_2) + n_b B(x_2))} \right\}$$

$$\frac{\partial P}{\partial n_b} = \frac{n_s^2 S(x_1) S(x_2)}{\{(n_s S(x_1) + n_b B(x_1))(n_s S(x_2) + n_b B(x_2))\}^2} \times \{n_s (S(x_1) B(x_2) + S(x_2) B(x_1)) + 2n_b B(x_1) B(x_2)\} \quad (\text{B.16})$$

$$\frac{\partial P}{\partial S(x_i)} = \frac{n_s^2}{(n_s S(x_1) + n_b B(x_1))(n_s S(x_2) + n_b B(x_2))} \left\{ -S(x_j) + \frac{n_s}{n_s S(x_i) + n_b B(x_i)} \right\}$$

$$\frac{\partial P}{\partial B(x_i)} = \frac{n_s^2 n_b S(x_1) S(x_2)}{(n_s S(x_i) + n_b B(x_i))^2 (n_s S(x_j) + n_b B(x_j))}$$

Finalement,

$$dP^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial n_s} \right)^2 \sigma_{n_s}^2 + \left(\frac{\partial P}{\partial n_b} \right)^2 \sigma_{n_b}^2 + \sum_{i=1,2} \left\{ \left(\frac{\partial P}{\partial S(x_i)} \right)^2 dS^2(x_i) + \left(\frac{\partial P}{\partial B(x_i)} \right)^2 dB^2(x_i) \right\} \quad (\text{B.17})$$

Annexe C

Procédure de calcul de limites

Considérons une observable \mathcal{X} , représentée par la variable aléatoire X . Cette variable aléatoire est caractérisée par sa densité de probabilité $f(x, \theta)$, que l'on détermine en réalisant une série de mesures. Dans ce qui suit, on supposera que la densité de probabilité dépend d'un seul paramètre inconnu θ , dont on cherche à estimer la vraie valeur θ_v .

Le résultat de l'estimation peut être présenté de diverses manières. Lorsque l'on dispose d'un nombre suffisant de mesures expérimentales, on mentionne généralement le résultat sous la forme : $\hat{\theta} \pm \sigma_{\hat{\theta}}$, où $\hat{\theta}$ est un estimateur et $\sigma_{\hat{\theta}}$ l'écart-type associé. Quand le nombre de mesures est plus limité, ou lorsque la densité de probabilité de l'estimateur $\hat{\theta}$ n'est pas gaussienne, on choisit plutôt la convention des intervalles de confiance.

Les deux procédures permettant de construire un intervalle $[\theta^-, \theta^+]$ associé à un niveau de confiance α sont les méthodes Bayésienne et fréquentiste, conceptuellement différentes :

- du point de vue fréquentiste, le paramètre vrai θ_v n'est pas une variable aléatoire, mais un paramètre inconnu fixé. Les bornes θ^- et θ^+ , elles, sont des variables aléatoires, et α correspond à la probabilité que l'intervalle $[\theta^-, \theta^+]$ recouvre la vraie valeur θ_v ,
- dans la construction Bayésienne, on considère que θ_v est une variable aléatoire, et l'on cherche θ^- et θ^+ tels que θ_v ait une probabilité α de se trouver dans l'intervalle $[\theta^-, \theta^+]$

C.1 Méthode fréquentiste

La construction fréquentiste de l'intervalle de confiance proposée initialement par Neyman est effectuée en plusieurs étapes [160] :

- on commence par choisir une valeur $\theta = \theta_0$. On cherche alors l'intervalle $[x^-, x^+]$ qui vérifie :

$$P(x^- < x < x^+) = \alpha = \int_{x^-}^{x^+} f(x, \theta_0) dx \quad (\text{C.1})$$

Comme le choix des bornes x^- et x^+ n'est pas unique, Neyman propose de "symétriser" l'intervalle de confiance (figure C.1) :

$$\int_{-\infty}^{x^-} f(x, \theta_0) dx = \frac{1 - \alpha}{2} = \int_{x^+}^{+\infty} f(x, \theta_0) dx \quad (\text{C.2})$$

Cet intervalle $[x^-, x^+]$ est déterminé pour $\theta = \theta_0$.

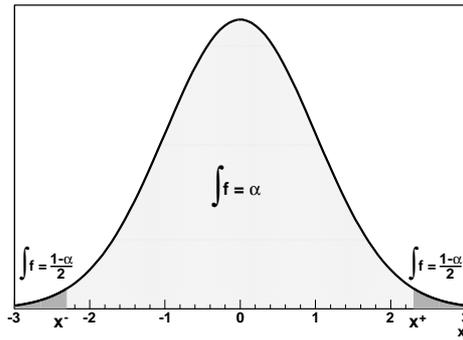
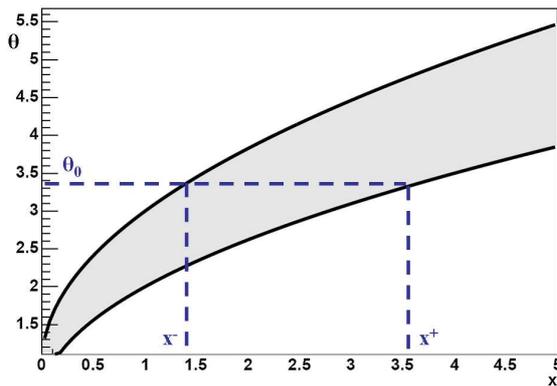
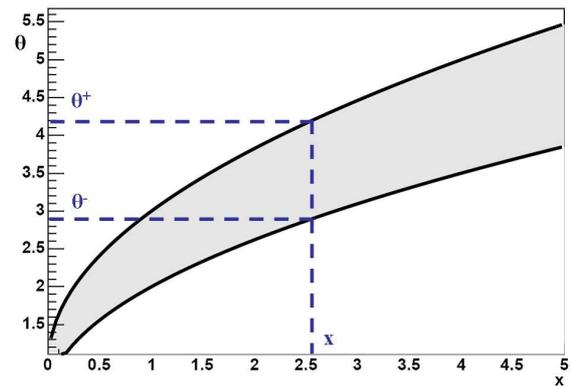


FIGURE C.1 – Définition de l'intervalle de confiance au sens de Neyman. Exemple d'une densité de probabilité $f(x, \theta_0)$ gaussienne.

- on répète la procédure pour toutes les valeurs possibles (physiquement acceptables) du paramètre θ . Ce faisant, on obtient deux courbes caractéristiques : $x^-(\theta)$ et $x^+(\theta)$. La région comprise entre ces deux courbes est appelée "*confidence belt*" (région de confiance). Elle est mentionnée en gris dans la figure C.2(a).



(a) Calcul des intervalles de confiance à θ fixé. La région de confiance grisée est obtenue en balayant la région permise pour θ .



(b) Estimation de l'intervalle de confiance sur le paramètre θ , via le résultat de la mesure x .

FIGURE C.2 – Détermination en deux temps de l'intervalle de confiance pour le paramètre θ .

- il est désormais possible de déterminer l'intervalle de confiance sur le paramètre θ , à savoir $[\theta^-, \theta^+]$, pour le niveau de confiance α , car on connaît le résultat x de la mesure :

$$P(x^-(\theta) < x < x^+(\theta)) = \alpha = P(\theta^-(x) < \theta < \theta^+(x)) \quad (\text{C.3})$$

Cette dernière étape est schématiquement représentée à la figure C.2(b).

Dans certains cas, plutôt qu'un intervalle du type $[\theta^-, \theta^+]$, il peut être "souhaitable" de n'indiquer qu'une limite supérieure ou inférieure sur le paramètre recherché. La seule modification à opérer dans la démarche présentée ci-dessus est :

- $x^- \rightarrow -\infty$ pour une limite inférieure :

$$\int_{-\infty}^{x^+} f(x, \theta_0) dx = 1 - \alpha \quad (\text{C.4})$$

- $x^+ \rightarrow +\infty$ pour une limite supérieure :

$$\int_{x^-}^{+\infty} f(x, \theta_0) dx = 1 - \alpha \quad (C.5)$$

Dans la prescription de Neyman, le choix entre limite et intervalle de confiance est laissé à l'utilisateur, et s'effectue souvent a posteriori. En pratique, on estime le paramètre θ après avoir réalisé la mesure x . Si le résultat de l'estimation se situe dans une région non physique, ou proche d'une région non physique, alors on fait le choix d'une limite supérieure/inférieure. Si par contre, $\hat{\theta}$ est loin des régions non physiques, on décide d'adopter un intervalle de confiance de la forme $[\theta^-, \theta^+]$.

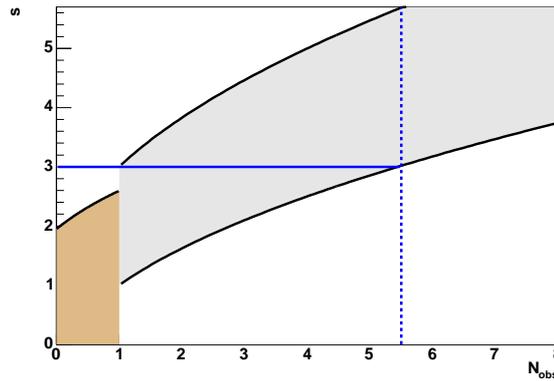


FIGURE C.3 – Problème du "flip-flop" dans la construction de Neyman. Dans une expérience, on mesure un nombre d'événements $\mu = s + b$. On cherche une région de confiance pour le signal s , connaissant de façon précise le nombre d'événements de bruit de fond attendu $b = 1$. On choisit de mettre une limite à 90% de niveau de confiance sur s si l'on observe moins de 1 événement dans les données (région en brun), et un intervalle à 90% de niveau de confiance dans le cas contraire (région grisée). Si l'on observe en moyenne moins de 5.5 événements, la probabilité de "couvrir" la vraie valeur de s est inférieure à 90% (l'intervalle horizontal $N^- < N_{obs} < N^+$ à s fixé, pour $s \simeq 2.5$ par exemple, est inférieur à l'intervalle à 90% de niveau de confiance donné par chacune des constructions ("limite" en brun et "intervalle" en gris).

Au-delà du caractère arbitraire d'une telle décision se pose le problème dit du "flip-flop", expliqué en détail à la figure C.3. Pour cette raison, les limites sur $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+b)$ ont été établies par une autre prescription fréquentiste : celle de Feldman et Cousins. Elle consiste à changer le critère qui dicte, lors de la construction des intervalles en à $\theta = \theta_0$ fixé (figures C.1 et C.2(a)), quelles valeurs de x doivent être incluses dans l'intervalle de confiance. La construction de Neyman revient à choisir les valeurs de x pour lesquelles la densité de probabilité $f(x, \theta_0)$ est la plus grande. Feldman et Cousins proposent de choisir les valeurs de x en fonction du rapport :

$$r(x, \theta_0) = \frac{f(x, \theta_0)}{f(x, \hat{\theta}(x))} \quad (C.6)$$

aussi appelé rapport des vraisemblances. Dans ce rapport, l'estimation $\hat{\theta}$ est fonction de x : la valeur la plus probable pour le paramètre θ est conditionnée par le résultat x de la mesure. Pour construire l'intervalle de confiance $[x^-, x^+]$, on sélectionne les valeurs de x par valeur décroissante de r , jusqu'à ce que l'on atteigne le niveau de confiance α :

$$\int_{x^-}^{x^+} f(x, \theta_0) dx = \alpha \quad , \quad \text{les valeurs de } x \text{ sont choisies par valeur décroissante de } r(x, \theta_0) \quad (C.7)$$

Dans la prescription de Feldman et Cousins [161, 162], on spécifie uniquement le niveau de confiance α . La distinction entre limite supérieure/inférieure et intervalle de confiance n'est plus un choix laissé à l'utilisateur, mais résulte de la construction, ce qui résout le problème du "flip-flop".

La prise en compte des incertitudes systématiques dans la construction fréquentiste est discutée dans le chapitre 8 portant sur la recherche d'un boson de Higgs chargé.

C.2 Approche Bayésienne

Cette méthode repose sur le théorème de Bayes, qui s'énonce comme suit :

$$P(A, B) = P(A|B) \times P(B) = P(B|A) \times P(A) \quad (\text{C.8})$$

$P(A|B)$ désigne la probabilité que la condition A soit vérifiée sachant que la condition B est vraie, et $P(A, B)$ correspond à la probabilité que les hypothèses A et B soient simultanément vérifiées. Si l'on considère l'ensemble des possibilités pour la condition de type A :

$$P(B) \times \underbrace{\sum_n P(A_n|B)}_{=1} = \sum_n P(B|A_n)P(A_n) \quad (\text{C.9})$$

Ainsi,

$$P(A|B) = \frac{P(B|A) \times P(A)}{\sum_n P(B|A_n)P(A_n)} \quad (\text{C.10})$$

Dans le cas d'un paramètre continu, la densité de probabilité du paramètre θ sachant que le résultat de la mesure est x s'écrit :

$$f(\theta| x) = \frac{\mathcal{L}(x| \theta)\pi(\theta)}{\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{L}(x| \theta)\pi(\theta)d\theta} \quad (\text{C.11})$$

où $\mathcal{L}(x| \theta)$ désigne la fonction de vraisemblance "habituelle", construite comme la probabilité de Poisson d'observer x événements lorsqu'on en attend ν en moyenne, connaissant la valeur du paramètre θ :

$$\mathcal{L}(x| \theta) = \frac{\nu^x}{x!} e^{-\nu} \quad \text{avec } \nu = \nu(\theta) \quad (\text{C.12})$$

La densité de probabilité $\pi(\theta)$ est appelée le *prior*, ou encore densité de probabilité a priori, et nous est totalement inconnue. En général, on adopte un *prior* uniformément distribué dans les régions physiques (on considère que toutes les valeurs autorisées pour θ sont a priori équiprobables), et nul en dehors.

$f(\theta| x)$ est nommée *posterior*, ou densité de probabilité a posteriori. Elle est par construction normalisée à l'unité. Pour un niveau de confiance α ,

- les limites inférieure θ^+ et supérieure θ^- sont respectivement données par :

$$\int_{-\infty}^{\theta^+} f(\theta| x)d\theta = \alpha \quad \text{et} \quad \int_{\theta^-}^{+\infty} f(\theta| x)d\theta = \alpha \quad (\text{C.13})$$

- l'intervalle de confiance $[\theta^-, \theta^+]$ est calculé comme :

$$\int_{\theta^-}^{\theta^+} f(\theta| x)d\theta = \alpha \quad (\text{C.14})$$

Pour définir de manière unique les bornes θ^- et θ^+ , on travaille à $f(\theta)$ décroissant (on n'utilise pas la prescription symétrique de Neyman).

C.3 Incertitudes systématiques dans la méthode Bayésienne

Bien que la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(x|\theta)$ ne dépende explicitement que d'un paramètre inconnu θ , il est possible que le résultat x de la mesure soit conditionné par d'autres paramètres. Cependant, s'ils sont parfaitement déterminés, ces paramètres supplémentaires n'ont pas de raison de figurer dans la fonction de vraisemblance : $\mathcal{L}(x|\theta, \rho) \equiv \mathcal{L}(x|\theta)$ si $\rho = \rho_0 = cte$.

Les incertitudes systématiques sont prises en compte dans la fonction de vraisemblance par l'intermédiaire de tels paramètres ρ , appelés paramètres de nuisance, et considérés cette fois comme des variables aléatoires. Dans ce cadre plus général, l'expression de la densité de probabilité a posteriori est :

$$f(\theta, \rho | x) = \frac{\mathcal{L}(x, \theta, \rho)\pi(\theta, \rho)}{\int \mathcal{L}(x, \theta, \rho)\pi(\theta, \rho)d\theta d\rho} \quad (\text{C.15})$$

où $\pi(\rho, \theta)$ correspond à la densité de probabilité conjointe a priori pour les paramètres θ et ρ . Si ces derniers sont indépendants, le *prior* se factorise sous la forme : $\pi(\theta, \rho) = \pi(\theta)\pi(\rho)$.

En général, on s'affranchit de la dépendance explicite de \mathcal{L} vis-à-vis des paramètres de nuisance, car on ne s'intéresse qu'au paramètre θ . On définit pour cela une fonction de vraisemblance "marginale" :

$$\mathcal{L}_m(x, \theta) = \int \mathcal{L}(x, \theta, \rho)\pi(\rho)d\rho \quad (\text{C.16})$$

et la densité de probabilité a posteriori marginale :

$$f_m(\theta | x) = \int f(\theta, \rho | x)d\rho \quad \text{telle que} \quad f_m(\theta | x) = \frac{\mathcal{L}_m(x|\theta)\pi(\theta)}{\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{L}_m(x|\theta)\pi(\theta)d\theta} \quad (\text{C.17})$$

Bibliographie

- [1] M. E. Peskin et D. V. Schroeder, "*An Introduction to Quantum Field Theory*", Westview Press (1995).
- [2] M. Maggiore, "*A Modern Introduction To Quantum Field Theory*", Oxford University Press (2005).
- [3] S.L. Glashow, "*Partial Symmetries of Weak Interactions*", Nucl. Phys. 22, 579 (1961) ;
A. Salam et J.C. Ward, "*Electromagnetic and weak interactions*", Phys. Lett. 13, 168 (1964) ;
S. Weinberg, "*A Model of Leptons*", Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967).
- [4] N. Cabibbo, "*Unitary Symmetry and Leptonic Decays*", Phys. Rev. Lett. 10, 531 - 533 (1963) ;
M. Kobayashi et T. Maskawa, "*CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*", Prog. Theor. Phys. 49, 652-657 (1973).
- [5] P.W. Higgs, "*Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields*", Phys. Lett. 12 132 (1964) ;
P.W. Higgs, "*Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*", Phys. Rev. Lett. 13, 508 (1964) ;
P.W. Higgs, "*Symmetry Breakdown without Massless Bosons*", Phys. Rev. 145, 1156 (1966) ;
F. Englert et R. Brout, "*Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*", Phys. Rev. Lett. 13, 321 (1964).
- [6] G. Dissertori *et al.*, "*Quantum Chromodynamics High Energy Experiments and Theory*", Oxford University Press, New York (2003).
- [7] V.N. Gribov et L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 15, 438 (1972) ;
G. Altarelli et G. Parisi, Nucl. Phys. B126, 298 (1977) ;
Y.L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP 46, 641 (1977).
- [8] E. A. Kuraev *et al.*, Sov. Phys. JETP 45, 199 (1977) ;
Y. Balitskii et L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 28, 822 (1978) ;
L.N. Lipatov, Sov. Phys. JETP 63, 904 (1986) ;
M. Ciafaloni, Nucl. Phys. B 296, 49 (1988) ;
S. Catani *et al.*, Phys. Lett. B 234, 339 (1990) ; Nucl. Phys. B 336, 18 (1990) ;
G. Marchesini, Nucl. Phys. B 445, 49 (1995).
- [9] W.-M. Yao *et al.*, "*Particle Data Group*", J. Phys. G 33, 1 (2006) and 2007 partial update for the 2008 edition.
- [10] M. Stratmann, "*Lectures on Perturbative QCD or from basic principles to current applications*", Conférence PHENIX Spin Fest at RIKEN, Wako (2005) ;
<http://spin.riken.bnl.gov/rsc/lecture.html>
- [11] P. Fayet, "*The Standard Model and Beyond*", [arXiv :hep-ph/9812300v1] (9 décembre 1998).
- [12] A. Deandrea, "*Interactions électrofaibles et introduction à la supersymétrie*" (10 mars 2005) ;
<http://hal.in2p3.fr/docs/00/17/18/36/PDF/ew.pdf>
- [13] The LEP Electroweak Working Group,
<http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/winter2008/>

- [14] The TEVNPH Working Group for the CDF and DØ Collaborations, "*Combined CDF and DØ Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production at High Mass (155-200 GeV) with 3 fb⁻¹ of data*", FERMILAB-PUB-08-270-E (3 août 2008).
- [15] I. Aitchison, "*Supersymmetry in Particle Physics, An Elementary Introduction*", Cambridge University Press (2007).
- [16] R.K. Ellis *et al.*, "*QCD and Collider Physics*", Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology (1996).
- [17] <http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/pdf.html>
- [18] M. Cacciari *et al.*, "*Updated predictions for the total production cross sections of top and of heavier quark pairs at the Tevatron and at the LHC*", [arXiv :0804.2800v1] (17 avril 2008);
M. Cacciari *et al.*, JHEP 04, 68 (2004).
- [19] S. Moch et P. Uwer, "*Theoretical status and prospects for top-quark pair production at hadron colliders*", Phys. Rev. D 78, 034003 (2008).
- [20] N. Kidonakis et R. Vogt, "*Next-to-next-to-leading order soft-gluon corrections in top quark hadroproduction*", Phys. Rev. D 68, 114014 (2003).
- [21] http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/top_public_web_pages/top_public.html
- [22] The CDF Collaboration, "*Combination of CDF top pair production cross section measurements with 2.8 fb⁻¹*", CDF Note 9448 (29 juillet 2008).
- [23] P.C. Bhat *et al.*, "*Top Quark Physics at the Tevatron*", Fermilab-Pub-98/236 (11 mai 2004).
- [24] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), "*Observation of the Top Quark in p \bar{p} Collisions with Collider Detector at Fermilab*", Phys. Rev. Lett. 74, 2626 (1995).
- [25] S. Abachi *et al.* (DØ Collaboration), "*Observation of the Top Quark*", Phys. Rev. Lett. 74, 2632 - 2637 (1995).
- [26] The LEP Electroweak Working Group, "*Constraints on Standard Model Parameters from Combined Preliminary Data of the LEP experiments*", Internal note LEPEWWG/94-02 (12 juillet 1994).
- [27] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and the LEP Electroweak Working group, "*Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*", CERN-PH-EP/2007-039 (2007) [arXiv :0712.0929v2].
- [28] The Tevatron Electroweak Working group for the CDF and DØ Collaborations, "*A Combination of CDF and DØ Results on the Mass of the Top Quark*", FERMILAB-TM-2413-E (juillet 2008) [arXiv :0808.1089v1];
The Tevatron Electroweak Working group for the CDF and DØ Collaborations, "*A Combination of CDF and DØ Results on the Mass of the Top Quark*", FERMILAB-TM-2403-E (mars 2008) [arXiv :0803.1683v1];
<http://tevewwg.fnal.gov/top/>
- [29] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, "*Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance*", CERN-PH-EP/2005-041 (7 septembre 2005).
- [30] A. Quadt, "*Top quark physics at hadron colliders*", Eur. Phys. J. C 48, 835-1000 (2006).
- [31] V.M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration), "*An Improved Measurement of the Top Quark Mass*", Nature 429, 638 (2004);
V.M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration), "*Measurement of the top quark mass in the lepton+jets final state with the matrix element method*", Phys. Rev. D 74, 092005 (2006).
- [32] The CDF Collaboration, "*Measurement of the Top Quark Mass in the Dilepton Channel using a Matrix Element Method with 1.8 fb⁻¹*", CDF Note 8951 (9 août 2007).
- [33] The DØ Collaboration, "*Measurement of the Top Quark Mass in the Electron-Muon Channel using the Matrix Element Method with 2.8 fb⁻¹*", DØ Note 5743-CONF (26 juillet 2008);
M. Arthaud, "*Mesure de la masse du quark top dans le canal électron-muon auprès du détecteur DØ au Tevatron*", Thèse de doctorat, Université Paris VII (juin 2008).

- [34] The DØ Collaboration, "Measurement of the Top Quark Mass in the Lepton+Jets Channel Using the Matrix Element Method on 2.2 fb^{-1} of DØ Run II Data", DØ Note 5750-CONF (22 juillet 2008).
- [35] The CDF Collaboration, "Top Mass Measurement in the Lepton + Jets Channel Using a Matrix Element Method with Quasi-Monte Carlo Integration and in situ Jet Calibration with 2.7 fb^{-1} ", CDF Note 9427 (21 juillet 2008).
- [36] The DØ Collaboration, "Measurement of Top Quark Mass in Dilepton Final States via Neutrino Weighting", DØ Note 5746-CONF (27 juillet 2008).
- [37] The CDF Collaboration, "Top Quark Mass Measurement in the 2.8 fb^{-1} Tight Lepton and Isolated Track Sample using Neutrino ϕ Weighting Method", CDF Note 9456 (28 juillet 2008).
- [38] B. Martin for the CDF and DØ collaborations, "Measurement of the Forward-Backward Asymmetry in $t\bar{t}$ Production at the Tevatron", Présentation à la conférence XVI International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (9 avril 2008).
- [39] V.M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration), "First measurement of the forward-backward charge asymmetry in top quark pair production", Phys. Rev. Lett. 100, 142002 (2008) FERMILAB-PUB-07-645-E.
- [40] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), "Forward-Backward Asymmetry in Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ " (juin 2008) Fermilab-Pub-08-171-E [arXiv :0806.2472v2].
- [41] J.H. Kühn et G. Rodrigo, "Charge asymmetry of heavy quarks at hadron colliders", PRD 59 (1999) 054017 [arXiv :hep-ph/9807420v1].
- [42] M.T. Bowen *et al.*, "Standard Model Top Quark Asymmetry at the Fermilab Tevatron", Phys. Rev. D, Vol. 73, 014008 (2006) [arXiv :hep-ph/0509267v2].
- [43] S. Dittmaier *et al.*, "NLO QCD corrections to $t\bar{t}$ +jet production at hadron colliders, MPP-2007-23, CERN-PH-TH/2007-054 (2 février 2008).
- [44] S. Frixione *et al.*, "Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavour production", JHEP 0308 (2003) 007 [hep-ph/0305252];
S. Frixione et B.R. Webber, "Matching NLO QCD computations and parton shower simulations", JHEP 0206 (2002) 029 [hep-ph/0204244].
- [45] D. Chang et E. Ma, "Shifting R_b with A_{FB}^b ", Phys. Rev. D, Vol. 58, 097301 (1998);
D. Chang *et al.*, "Alternative Interpretation of the Tevatron Top Events" (novembre 1998) [arXiv :hep-ph/9810531v2];
D. Chang *et al.*, "Fitting precision electroweak data with exotic heavy quarks", Phys. Rev. D, Vol. 61, 037301 (1999) [arXiv :hep-ph/9909537v2].
- [46] M. Martinez *et al.*, "Precision tests of the electroweak interaction at the Z pole", Reviews of Modern Physics, Vol. 71, No. 3 (avril 1999).
- [47] G. Altarelli *et al.*, "Electroweak Precision Tests : A Concise Review", CERN-TH/97-290 (1997) [arXiv :hep-ph/9712368v1].
- [48] V.M. Abazov *et al.*, "First determination of the electric charge of the top quark", FERMILAB-PUB-06/278-E (août 2006);
V.M. Abazov *et al.*, "Experimental Discrimination between Charge $2e/3$ Top Quark and Charge $4e/3$ Exotic Quark Production Scenarios", Phys. Rev. Lett. 98, 041801 (2007).
- [49] The CDF Collaboration, "First CDF Measurement of the Top Quark Charge using the Top Decay Products", CDF Note 8967 (20 août 2007).
- [50] <http://www.fnal.gov/faw/experimentsprojects/index.html>
- [51] http://www-visualmedia.fnal.gov/VMS_Site_2/index.shtml
- [52] <http://www-bd.fnal.gov/public/proton.html>
<http://www-bd.fnal.gov/public/multiturn.html>
Linac Rookie Book et Booster Rookie Book :
http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/rbooks.html

- [53] <http://www-bd.fnal.gov/icfabd/Newsletter36.pdf>
- [54] The Antiproton Source Rookie Book :
http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/rbooks.html
<http://www-bd.fnal.gov/public/antiproton.html>
- [55] <http://mccrory.fnal.gov/ops/records.php>
- [56] Accelerator Concepts :
http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/rbooks.html
- [57] S. Abachi *et al.* (DØ Collaboration), "The DØ Detector", Nucl. Instr. and Methods, A338, 185 (1994) FERMILAB-PUB-93/179-E.
- [58] V.M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration), "The upgraded DØ detector", Nucl. Instr. and Methods A 565, 463 (2006) Fermilab-Pub-05/341-E.
- [59] DØ Layer 0 silicon group, "DØ Layer 0 Conceptual Design Report", DØ Note 4415 (28 octobre 2003).
- [60] M. Arthaud *et al.*, "Muon Momentum Oversmearing for p17 Data", DØ Note 5444 (24 septembre 2007).
- [61] National Institute of Standard and Technology,
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook/Tables/argontable1.htm>
- [62] P. Grannis, "Specifications for the DØ detector", DØ Note 560 (22 mai 1987);
R.J. Madaras, "DØ EC-EM technical parameters", DØ Note 757 (23 septembre 1988).
- [63] N. Makovec, "Recherche de nouvelle physique dans la topologie à jets et énergie transverse manquante avec le détecteur DØ au Tevatron", Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay (mai 2006).
- [64] <http://pdg.lbl.gov/2008/AtomicNuclearProperties/>
- [65] B. Abbott *et al.* (DØ Collaboration), "Determination of the Absolute Jet Energy Scale in the DØ Calorimeters", Nuclear Instruments and Methods A424, 352 (1999).
- [66] E. Busato, "Recherche de la production électrofaible du quark top dans le canal électron+jets dans l'expérience DØ auprès du Tevatron", Thèse de doctorat, Université Paris VII (avril 2005).
- [67] K. Streets, "The DØ Inter-Cryostat Detector, Massless Gaps and \cancel{E}_T Resolution", DØ Note 1508 (octobre 1992).
- [68] L. Sawyer *et al.*, "Technical Design Report for the Upgrade of the ICD for DØ Run II", DØ Note 2686 (30 juin 1997).
- [69] S. Abachi *et al.* (DØ Collaboration), "Beam Tests of the DØ Uranium Liquid Argon End Calorimeter", Nucl. Instr. and Methods, A324, 53 (1993) FERMILAB-PUB-92/162-E.
- [70] B. Abbott *et al.* (DØ Collaboration), "Determination of the Mass of the W Boson Using the DØ Detector at the Tevatron", Phys. Rev. D 58 12002 (1998) FERMILAB PUB-97/328-E.
- [71] T.C. Heuring, "Electrons in the DØ Central Calorimeter : A Study of the Systematic Biases in the Measurement of the W Mass", Thèse de doctorat, Université d'état de New York à Stony Brook (août 1993).
- [72] P. Gris, "Electron Smearing Studies with RunIIa Data" DØ Note 5400 (7 mai 2007).
- [73] M. Voutilainen, "Jet p_T resolution for RunIIa final JES (v7.2) with dijet J4S jet corrections", DØ Note 5499 (30 janvier 2008).
- [74] V.M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration), "The Muon System of the Run II DØ detector", Nucl. Instrum. Meth. A552 (2005) 372-398 FERMILAB-PUB-05-034-E.
- [75] D. McGinnis, "Run II Handbook", Séminaire mixte de physique expérimentale et physique théorique (8 mars 2001);
<http://www-ad.fnal.gov/runII/>
- [76] B. Casey *et al.*, "Calculation of the DØ Luminosity in the Presence of Halo and Backgrounds", DØ Note 5241 (18 septembre 2006).
- [77] T. Andeen *et al.*, "The DØ Experiment's Integrated Luminosity for Tevatron Run IIa", DØ Note 5398 (18 avril 2007).

- [78] M. Begel *et al.*, "*DØ Luminosity in Run 2 : Delivered*", DØ Note 3970 (23 mai 2003);
M. Begel *et al.*, "*DØ Luminosity in Run 2 : Triggered*", DØ Note 3971 (23 mai 2003);
M. Begel, "*DØ Luminosity in Run 2 : Recorded*", DØ Note 3972 (23 mai 2003).
- [79] B. Casey *et al.*, "*Determination of the Effective Inelastic $p\bar{p}$ Cross-Section for the DØ Luminosity Measurement Using Upgraded Readout Electronics*", DØ Note 4958 (3 juillet 2006).
- [80] G. Snow for the Luminosity Working Group, "*Adjustments to the Measured Integrated Luminosity in Run IIa*", DØ Note 5139 (15 octobre 2006).
- [81] Y. Hu, "*The Level 2 CPS Trigger*", DØ Note 4688 (20 janvier 2005).
- [82] M. Abolins *et al.*, "*The Run IIb Trigger Upgrade for the DØ Experiment*", IEE Transactions on Nuclear Science Vol. 51, No. 3 (juin 2004);
<http://www-d0.fnal.gov/trigger/runIIb/documents/docs.html>
- [83] DØ Collaboration, "*Run IIb Upgrade Technical Design Report*" (12 septembre 2002).
- [84] Collaboration DØ, "*Calorimeter Electronics Upgrade for Run 2*", Technical Design Report (6 mai 1998).
- [85] S. Lammers et G. Pawloski, "*Simulation of the RunIIb L1 Cal Trigger and EM Algorithm Optimization*", DØ Note 4663 (8 avril 2005).
- [86] ATLAS Level-1 Trigger Group, "*Level-1 Trigger*", Technical Design Report (20 août 1998).
- [87] B. Martin *et al.*, "*Validation of L1 jet and electron triggers in early RunIIb data and Software tools for routine checks in the future*", DØ Note 5201 (27 septembre 2006).
- [88] T. Millet *et al.*, "*Calibration of the DØ Level 1 Calorimeter Trigger for RunIIb*", DØ Note 5199 (20 septembre 2006).
- [89] S. Calvet *et al.*, "*The ll_cal2b_met_cert package, the certification of Level 1 missing E_T triggers in Run IIb and software tools to parameterize the Level 1 missing E_T triggers*", DØ Note 5198 (16 octobre 2006).
- [90] J. Bystricky *et al.*, "*Algorithms and Architecture for the L1 Calorimeter*", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 51, No. 3 (juin 2004).
- [91] M. Abolins *et al.*, "*Design and Implementation of the New DØ Level-1 Calorimeter Trigger*", Nucl. Instrum. and Methods A 584/1, 75 (2007) [arXiv :0709.3750v2].
- [92] A. Khanov, "*HTF : histogramming method for finding tracks. The algorithm description*", DØ Note 3778 (23 septembre 2000).
- [93] G. Borissov, "*Ordering a chaos or... Technical details of AA tracking*", Présentation All DØ Meeting (23 février 2003).
- [94] G. Hesketh, "*Central track extrapolation through the DØ detector*", DØ Note 4079.
- [95] H. Greenlee, "*The DØ Kalman Track Fit*", DØ Note 4303 (6 janvier 2004).
- [96] H. Greenlee, "*The DØ interacting propagator*", DØ Note 4293 (24 novembre 2003).
- [97] A. García-Bellido *et al.*, "*Primary Vertex Certification in p14*", DØ Note 4320 (7 janvier 2004).
- [98] A. Schwartzman et C. Tully, "*Primary Vertex Reconstruction by Means of Adaptive Vertex Fitting*", DØ Note 4918 (9 septembre 2005).
- [99] A. Schwartzman et M. Narain, "*Probabilistic Primary Vertex Selection*", DØ Note 4042 (22 octobre 2002).
- [100] P. Calfayan *et al.*, "*Muon Identification Certification for p17 data*", DØ Note 5157 (février 2007).
- [101] E. Busato et B. Andrieu, "*Jet Algorithms in the DØ Run II Software : Description and User's Guide*", DØ Note 4457 (13 août 2004).
- [102] G.C. Blazey *et al.*, "*Run II Jet Physics : Proceedings of the Run II QCD and Weak Boson Physics Workshop*", [hep-ex/0005012] (1999).
- [103] B. Olivier *et al.*, "*NADA : A New Event by Event Hot Cell Killer*", DØ Note 3687 (28 juillet 2000);
G. Bernardi et S. Trincaz-Duvoid, "*Improvement of the NADA Algorithm : Hot Cell Killing in DØ Run II Data*", DØ Note 4057 (25 novembre 2002).

- [104] U. Bassler et G. Bernardi, "*Towards a Coherent Treatment of Calorimetric Energies : Missing Transverse Energy, Jets, E.M. Objects and the T42 Algorithm*", DØ Note 4124 (24 mars 2002);
 J.R. Vlimant *et al.*, "*Technical description of the T42 algorithm for the calorimeter noise suppression*", DØ Note 4146 (25 mars 2003);
 G. Bernardi *et al.*, "*Improvements from the T42 Algorithm on Calorimeter Objects Reconstruction*", DØ Note 4335 (janvier 2004).
- [105] G.P. Salam et G. Soyez, "*A practical Seedless Infrared-Safe Cone jet algorithm*", JHEP 05, 086 (2007).
- [106] A. Harel et R. Wagner, "*Improved L1 Confirmation*", DØ Note 4932.
- [107] A. Harel, "*Jet ID Optimization*", DØ Note 4919.
- [108] The DØ Jet Energy Scale Group, "*Jet Energy Scale Determination at DØ Run II*", DØ Note 5382 (6 décembre 2007);
http://www-d0.fnal.gov/phys_id/jes/public_RunIIa/
- [109] C. Ochando et J.-F. Grivaz, "*SSR for p17*", DØ Note 5609 (23 février 2008);
 N. Makovec et J.-F. Grivaz, "*Shifting, Smearing and Removing Simulated Jets*", DØ Note 4914 (9 novembre 2005).
- [110] C. Ochando, "*Shifting, Smearing and Removing in p17 and p20*", Présentation All DØ Meeting (14 mars 2008).
- [111] http://www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/emid.html
http://www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/EM_Particle_Documentation_EMID.html
- [112] G. Steinbrück, "*Measurement of the Angular Distribution of Electrons from W Boson Decays at DØ*", Thèse de doctorat, Université de l'Oklahoma (1999).
- [113] R.J. Barlow, "*Statistics, A Guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Science*", The Manchester Physics Series, ISBN : 978-0-471-92295-7 (1989).
- [114] A. Kumar *et al.*, "*Electron Likelihood Study*", DØ Note 4769 (2005);
 J. Kozminski *et al.*, "*Electron Likelihood in p14*", DØ Note 4449 (5 avril 2004).
- [115] S. Trincaz-Duvoid et P. Verdier, "*Missing E_T Reconstruction in p17*", DØ Note 4474 (juin 2004).
- [116] J.-F. Grivaz, "*What SSR really does for you*", Présentation Calorimeter ALGOritm meeting, (22 janvier 2008).
- [117] M.L. Mangano *et al.*, "*AlpGen, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*", [hep-ph/0206293] (26 mai 2003).
- [118] T. Sjöstrand *et al.*, "*Pythia 6.3 Physics and Manual*", [hep-ph/0308153] (13 août 2003);
<http://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>
- [119] R. Brun *et al.*, "*GEANT : Simulation Program for Particle Physics Experiments. User Guide and Reference Manual*", CERN DD 78-2 (1978).
- [120] A. Harel *et al.*, "*Combined JetID efficiency*", DØ Note 5218.
- [121] M. Arthaud *et al.*, "*Final Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross-section at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV in Electron Muon Final States using p17 data set*", DØ Note 5580 (janvier 2008);
 M. Besançon *et al.*, "*Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross Section at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV in Electron Muon Final States*", DØ Note 4877 (12 mai 2006).
- [122] R. Barlow, Nucl. Instr. and Meth. A297, 496 (1990);
 G. Cowan, "*Statistical Data Analysis*", Oxford University Press, ISBN 0198501552 (1998).
- [123] J. Hays *et al.*, "*Single Electron Efficiencies in p17 Data and Monte-Carlo Using dØcorrect from Release p18.05.00*", DØ Note 5105 (mai 2006);
 J. Hays *et al.*, "*The Program Package em_cert : Version p18-br-20*", DØ Note 5070 (mars 2006).
- [124] <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/cs/d0correct/d0correct.html>
- [125] Common Sample Group,
<http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/cs/skimming/fixPass2p170903.html>

- [126] M. Owen et M. Hohlfeld, "Trigger Efficiencies for the OR of Single Electron Triggers in p17 Data", DØ Note 5409 (30 mai 2007).
- [127] S.-J. Park et M. Begel, "Efficiency of the Data Quality Calorimeter Flags", DØ Note 5324 (18 janvier 2007).
- [128] L. Duflot *et al.*, "cal_event_quality package", DØ Note 4614 (octobre 2004).
- [129] H. Schellman, "The longitudinal shape of the luminous region at DØ", DØ Note 5142 (25 juin 2006).
- [130] A. Höcker et V. Kartvelishvili, "SVD Approach to Data Unfolding", [arXiv :hep-ph/9509307v2] (août 1995).
- [131] R. Brun *et al.*, "ROOT : An Object-Oriented Data Analysis Framework."
<http://root.cern.ch/root/>
- [132] F. James, "Monte Carlo Theory and Practice", Rep. Prog. Phys., 43, 1145 (1980).
- [133] V.M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration), "Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in $p\bar{p}$ collisions using dilepton events", Phys. Rev. D 76, 052006 (2007) [arXiv :0706.0458].
- [134] Y. Peters *et al.*, "Reweighting of the fragmentation function for the DØ Monte Carlo", DØ Note 5325 (janvier 2007);
 Y. Peters *et al.*, "Improving the tuning of b fragmentation in the DØ Monte Carlo", DØ Note 4968 (janvier 2006).
- [135] A. Harel, "An estimate of the data over MC, b over light jet response uncertainty for RunIIa JES", DØ Note 5654 (avril 2008);
 D. Boline, "Sample Dependent Correction to the Jet Energy Scale", DØ Note 5572 (janvier 2008).
- [136] J.D. Hobbs *et al.*, "Study of the $p\bar{p} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow ee$ and $p\bar{p} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ Event Yields as a Luminosity Cross Check", DØ Note 5268 (27 octobre 2006).
- [137] J. Pumplin *et al.*, "New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis", JHEP07(2002)012 [arXiv :hep-ph/0201195v3].
- [138] V. Büscher *et al.*, "Conclusions of Mini-Workshop on PDF uncertainties and related topics", DØ Note 4618 (7 octobre 2004).
- [139] M. Beneke, "Perturbative heavy quark-antiquark systems" (1999).
- [140] A.H. Hoang *et al.*, "Infrared Renormalization Group Flow for Heavy Quark Masses", [arXiv :0803.4214] (31 mars 2008).
- [141] A.S. Kronfeld, "The Perturbative Pole Mass in QCD", Phys. Rev. D 58, 051501 (1998) [hep-ph/9805215];
<http://theory.fnal.gov/people/ask/TeX/mPole/>
- [142] M.C. Smith et S.S. Willenbrock, "Top-quark pole mass", [hep-ph/9612329] (décembre 1996).
- [143] M. Beneke et V.M. Braun, "Heavy Quark Effective Theory beyond Perturbation Theory : Renormalons, the Pole Mass and the Residual Mass Term", [hep-ph/9402364v2] (26 juin 1994).
- [144] I. Bojak, "NLO QCD Corrections to the Polarized Photo- and Hadroproduction of Heavy Quarks", Thèse de doctorat, Université de Dortmund [hep-ph/0005120v1] (12 mai 2000);
 I. Schienbein, Discussion privée (2008).
- [145] DØ Collaboration, "Measurement of the Top Quark Mass using $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})_{\ell+jets}$ and $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})_{\ell\ell}$ with the DØ Detector at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV in the Run II Data", DØ Note 5459-CONF (15 août 2007).
- [146] K.G. Chetyrkin et M. Steinhauser, "Short Distance Mass of a Heavy Quark at Order α_s^3 ", [hep-ph/9907509] (1999).
- [147] J.F. Gunion *et al.*, "The Higgs Hunters Guide", Addison-Wesley, Menlo Park (1990).
- [148] M. Sher, "Scalar Mediated Flavor-Changing Neutral Current", [arXiv :hep-ph/9809590v1] (septembre 1998).
- [149] M. Spira et P.M. Zerwas, "Electroweak Symmetry Breaking and Higgs Physics", CERN-TH/97-379 (1997) [hep-ph/9803257v2].
- [150] V. Barger *et al.*, "New Constraints on the Charged Higgs Sector in Two-Higgs Doublet Models", Phys. Rev. D 41, 3421 - 3441 (1990).

- [151] J.A. Coarasa *et al.*, "*Quantum Effects on $t \rightarrow H^+b$ in the MSSM : a Window to "Virtual" Supersymmetry ?*", UAB-FT-397 (1996) [arXiv :hep-ph/9607485v2].
- [152] E. Ma *et al.*, "*Enhanced Three-Body Decay of the Charged Higgs Boson*", UCRHEP-T203 (février 2008) [arXiv :hep-ph/9710447v3].
- [153] T. Adams *et al.*, "*Combination of the top quark pair production cross section and search for Charged Higgs Bosons from top quark pair decays in the dilepton, τ +lepton and lepton+jets final states at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*", DØ Note 5597 (juin 2008).
- [154] E. Torrente-Lujan, "*The decay $b \rightarrow s\gamma$ and the charged Higgs boson mass without R-Parity*", Proceedings of the Trieste Meeting of the TMR Network on Physics beyond the SM (1999).
- [155] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, "*Search for Charged Higgs bosons : Preliminary Combined Results Using LEP data Collected at Energies up to 209 GeV*" (11 juillet 2001) [hep-ex/0107031v1].
- [156] CDF Collaboration, "*Search for charged Higgs bosons from top quark decays in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*" (28 décembre 2005) [hep-ex/0510065v2].
- [157] CDF Collaboration, "*A search for charged Higgs in lepton + jets $t\bar{t}$ events using 2.2 fb^{-1} of CDF data*", CDF Note 9322 (16 mai 2008).
- [158] W. Fisher, "*Systematics and Limit Calculations*", DØ Note 5309 (28 décembre 2006) ;
J. Conway, "*Calculation of Cross Section Upper Limits Combining Channels Incorporating Correlated and Uncorrelated Systematic Uncertainties*", CDF Note 6428 (21 mars 2005).
- [159] The DØ Collaboration, "*A search for charged Higgs bosons in $t\bar{t}$ events*", DØ Note 5715-CONF (28 juillet 2008).
- [160] J. Neyman, "*Outline of a Theory of Statistical Estimation Based on the Classical Theory of Probability*", Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences, Vol. 236, No. 767 (1937).
- [161] G.J. Feldman et R.D. Cousins, "*Unified approach to the classical statistical analysis of small signals*", Phys. Rev. D 57, 3873 (1998).
- [162] B.D. Yabsley, "*Neyman & Feldman-Cousins intervals for a simple problem with an unphysical region, and an analytic solution*", [arXiv :hep-ex/0604055v1] (2006).

Résumé

Le quark top a été découvert en 1995 par les collaborations CDF et DØ dans les collisions proton-antiproton du Tevatron. Aujourd'hui, la quantité de données collectées par chaque expérience est devenue suffisante pour étudier avec précision ce quark très massif. Cette thèse est consacrée à la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top par interaction forte, dans un état final contenant deux électrons, deux jets de particules et de l'énergie transverse manquante. Elle utilise un échantillon de données de 1 fb^{-1} enregistré par l'expérience DØ entre 2002 et 2006. La reconstruction et l'identification des électrons et des jets sont primordiales pour cette analyse, et ont été étudiées dans une topologie où un boson Z est produit en association avec un ou plusieurs jets. Le processus Z +jets constitue en effet le bruit de fond physique dominant pour la production top-antitop dans l'état final di-électron.

Le principal enjeu de la mesure de section efficace est la vérification des prédictions du Modèle Standard. Dans ce manuscrit, ce résultat est également interprété pour extraire de façon indirecte la masse du quark top. Par ailleurs, la mesure de la section efficace est sensible à une éventuelle manifestation de nouvelle physique telle que l'existence d'un boson de Higgs chargé. La sélection établie pour mesurer la section efficace de production top-antitop a été mise à profit pour rechercher un boson H^+ plus léger que le quark top, ce dernier pouvant ainsi se désintégrer en un boson W^+ ou H^+ et un quark b . Dans le modèle étudié, le boson H^+ se désintègre exclusivement en un lepton tau et un neutrino.

Mots-clés :

Physique des particules, DØ, Tevatron, Modèle Standard, quark top, section efficace, masse du quark top, identification d'électron, identification de jet, boson de Higgs chargé.

Summary

The top quark has been discovered in 1995 by CDF and DØ collaborations in proton-antiproton collisions at the Tevatron. The amount of data recorded by both experiments makes it possible to accurately measure the properties of this very massive quark. This thesis is devoted to the measurement of the top pair production cross-section via the strong interaction, in a final state composed of two electrons, two particle jets and missing transverse energy. It is based on a 1 fb^{-1} data set collected by the DØ experiment between 2002 and 2006. The reconstruction and identification of electrons and jets is of major importance in this analysis, and have been studied in events where a Z boson is produced together with one or more jets. The Z +jets process is indeed the dominant physics background to top pair production in the dielectron final state.

The primary goal of this cross-section measurement is to verify Standard Model predictions. In this document, this result is also interpreted to indirectly extract the top quark mass. Moreover, the cross-section measurement is sensitive to new physics such as the existence of a charged Higgs boson. The selection established for the cross-section analysis has been used to search for a H^+ boson lighter than the top quark, where the latter can decay into a W^+ or H^+ boson and a b quark. The model that has been studied makes the assumption that the H^+ boson can only decay into a tau lepton and a neutrino.

Key words :

Particle physics, DØ, Tevatron, Standard Model, top quark, cross-section, top quark mass, electron identification, jet identification, charged Higgs boson.