



CPPM-T-2006-02

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

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique Mathématique, Physique des particules et Modélisation

présentée par

Aurélien MENDES

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

**Recherche du partenaire supersymétrique du quark top
dans le canal $\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \longrightarrow e^\pm\mu^\mp\tilde{\nu}\tilde{\nu}b\bar{b}$ au sein de l'expérience DØ
auprès du TeVatron.**

Calibration du calorimètre électromagnétique de DØ.

Soutenue le 2 octobre 2006 devant le jury composé de

M. Roy	ALEKSAN	Président du jury
M. Grégorio	BERNARDI	Rapporteur
M. Fawzi	BOUDJEMA	Rapporteur
M. Elemér	NAGY	Directeur de thèse
M. Thomas	NUNNEMANN	
M. Mossadek	TALBY	Directeur de thèse

Table des matières

Remerciements	7
Introduction	11
I Le contexte	13
1 Contexte théorique	15
1.1 Le Modèle Standard	15
1.2 La Supersymétrie	19
1.2.1 Principe et motivations	19
1.2.1.1 Motivations esthétiques	20
1.2.1.2 Motivations théoriques	20
1.2.1.3 Motivations phénoménologiques	21
1.2.2 L'algèbre supersymétrique	22
1.2.3 Modèle supersymétrique à basse énergie: le MSSM	24
1.3 Cas particulier du stop	28
1.3.1 Motivations (liées à la masse des squarks)	29
1.3.2 Production auprès des collisionneurs $p\bar{p}$	30
1.3.3 Les désintégrations du stop et contraintes auprès des collisionneurs	32
1.3.3.1 Identité de la LSP	32
1.3.3.2 2 corps	34
1.3.3.3 3 corps	36
1.3.3.4 4 corps	36
Résumé	39
2 Accélérateur et détecteur	41
2.1 Complexe d'accélération et de collision	41
2.1.1 Cycle des protons	42
2.1.2 Cycle des antiprotons	43
2.1.3 Le TeVatron	44

2.2	Le détecteur DØ du Run II	45
2.2.1	Détecteur de traces	46
2.2.1.1	Le détecteur de vertex, SMT	46
2.2.1.2	Le détecteur à fibres scintillantes, CFT	49
2.2.1.3	L'aimant solénoïdal	49
2.2.2	Détecteur de pied de gerbes	50
2.2.3	Calorimètre	52
2.2.3.1	Calorimètre central	52
2.2.3.2	Calorimètres avant/arrière	53
2.2.3.3	Détecteurs inter-cryostats ICD	53
2.2.3.4	Électronique de lecture	53
2.2.3.5	Résolution	54
2.2.4	Détecteur à muons	55
2.2.4.1	Les PDT	56
2.2.4.2	Les MDT	57
2.2.4.3	Les scintillateurs	58
2.2.4.4	L'aimant toroïdal	58
2.2.5	Système de déclenchement	59
2.2.6	Calcul de luminosité	61
2.2.7	Simulation du dispositif expérimental	62
2.2.8	Identification grâce au détecteur des objets physiques utilisés	63
2.2.8.1	Les traces et les vertex	63
2.2.8.2	Les électrons	64
2.2.8.3	Les muons	65
2.2.8.4	L'énergie transverse manquante \cancel{E}_T	66
2.3	Calibration du calorimètre électromagnétique	67
2.3.1	Bases de la calorimétrie électromagnétique	67
2.3.2	Base de la calibration d'échelle de l'énergie	69
2.3.2.1	Préliminaires	69
2.3.2.2	Principe	71
2.3.2.3	Méthode	71
2.3.3	Résultats	72
2.3.3.1	Sélection des événements	72
2.3.3.2	Détermination de la densité de probabilité avec la simulation	73
2.3.3.3	Détermination des coefficients de calibration avec les données	75

II Recherche du partenaire supersymétrique du quark top dans le canal $\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{b} + e^+\tilde{\nu} + \mu^-\tilde{\nu}$	85
3 Analyse	87
3.1 Traitement des données	87
3.1.1 Présélection <i>on-line</i>	88
3.1.2 Présélection <i>off-line</i>	88
3.1.2.1 Présélection au niveau des <i>runs, luminosity blocks</i> .	88
3.1.2.2 Présélection au niveau des événements	90
3.2 Comparaison des données avec le Modèle Standard et le signal SUSY	92
3.2.1 Bruits de fond du Modèle Standard recensés	92
3.2.1.1 Bruit de fond physique	92
3.2.1.2 Bruit de fond instrumental	93
3.2.2 Simulation	96
3.2.2.1 Modèle Standard	96
3.2.2.2 Signal SUSY	99
3.2.3 Corrections apportées à la simulation	100
3.2.3.1 Efficacités de <i>trigger</i>	100
3.2.3.2 Efficacités des coupures de présélection	106
3.2.3.3 Résolutions des impulsions transverses des leptons .	108
3.2.4 Comparaison données – bruit de fond – signal SUSY	109
3.3 Extraction du signal SUSY du bruit de fond Modèle Standard . . .	115
3.4 Estimation des effets systématiques	126
3.5 Résultats	128
Conclusion	133
III Annexes	135
A Étude des TNI	137
Bibliographie	154

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Elie de m'avoir ouvert les portes de son laboratoire, mais ne l'ayant connu que quelques mois en tant que directeur, c'est surtout à Roy que s'adresse ma reconnaissance, qui à mon humble avis fut, est et restera dans les mémoires comme un très bon directeur du CPPM. Alors merci Roy !

Je tiens aussi à adresser un grand merci à tous les membres de mon jury de thèse extérieurs au laboratoire, à savoir Fawzi, Grégorio et Thomas, qui m'ont permis d'améliorer notablement mon manuscrit de thèse, puisque leurs expertises sur les différents sujets abordés ont abouti aux commentaires des plus pertinents. De plus, ils ont été très accessibles et humains et ce fut un plaisir d'être jugé par des personnes qui furent au plus près de l'évolution de mes recherches durant ces trois années.

Je voudrais ensuite remercier, et ce du fond du coeur, mes deux directeurs de thèse, Elemér et Mossadek, venus me chercher en fin de DEA en pleine période de doutes, et qui par la confiance qu'ils m'ont accordée, m'ont permis de retrouver la mienne.

Ils m'ont accompagné non seulement jusqu'au bout de cette thèse mais bien plus encore sur le plan personnel, toujours avec la patience, la pédagogie et parfois la fermeté qui s'imposait dans certaines situations, qualités qu'ils tirent probablement de leur fonction d'enseignant-chercheur.

Par les caractères et les visions des choses propre à chacun, leurs rôles s'en sont révélés très complémentaires et donc très enrichissants durant ces trois longues années, d'autant que j'ai pu compter sur leur réelle présence à mes côtés, ce qui peut paraître être un luxe pour certains.

Alors c'est avec beaucoup d'émotions que je leur dis un grand MERCI à tous les deux !

Seulement ils ne sont pas les seuls à m'avoir encadré, puisqu'en effet une partie non négligeable de cette thèse, a été effectuée sous l'impulsion de Smain, j'ai nommée la calibration du calorimètre électromagnétique de DØ. C'est de lui que je

tiens toutes les bases de ce qui constitue cette thèse, tant au niveau de la physique, qu'au niveau de l'instrumentation ou encore du software, qui ont donné lieu à mon avis à un nombre record de questions en l'espace de quelques mois, ceux du début de la thèse !

D'ailleurs, ces remerciements ne sauraient être complets si je ne mentionnais pas tous les autres chercheurs du groupe DØ du CPPM, Marie-Claude, Éric et Arnaud, ainsi que Éric (II) et Lisa, mais aussi tous ceux du groupe DØ France et bien entendu tous les membres du CPPM que j'ai pu côtoyer durant ces trois années, et plus particulièrement, J-B. qui m'a beaucoup aidé au début de la thèse, Christiane toujours agréable avec moi concernant mes missions, Carl et Laurence pour les nombreux fous rire qu'on a partagés et c'est pas fini, et Hélène pour m'avoir permis de manger copieusement et à frais réduits quotidiennement et surtout pour tout le bonheur que cela a provoqué.

Les thésard ne sont pas en reste non plus, que ce soit ceux du CPPM ou de DØ France, et là je pense à Cédric, mon premier compagnon de bureau, Maître ROOT, succédé par Anne-Fleur, Miss Margret, qui parle aussi bien l'anglais que moi je respire, Samuel ou scalvet avec qui j'ai partagé de longues discussions de physique et autre et qui fut un bon compagnon de soirées ... au labo ! Il y a eu aussi Vincent, qui m'a transmis le savoir PYTHON, et aussi Alexandre qui lui m'a transmis la fièvre PYTHON, sans oublier la fine équipe DØ France, les "anciens", Jean-Roch, Manu, Marine, Nikola (Hutch), Anne-Catherine, Anne-Marie, Frédéric, Alexis, Mathieu et Benoît, et les "p'tits nouveaux", Vincent, Thomas, Florent, Fabrice, Bertrand, Marion et bien sur Christophe, avec lesquels j'ai partagé de grands moments qui resteront inoubliables. Et puis, il y a aussi tout ceux que j'ai côtoyé pendant ces trois années au CPPM, Bernardo, Julien, Jerem, Gaby, Guillaume, Max, Cécile, Benoît, Sébastien, Aurèle, Sonia, Jessica, qui tous à des périodes différentes et à leurs manière ont contribué au bon déroulement de cette thèse ! Donc, merci beaucoup à vous tous !

Je n'oublierai pas non plus de remercier tous les membres du club de tennis de la Rouvière, Mumu, Nelou, Greg et Marina, Jean-Louis, Denis et Fanny, Bryan, Nicolas, Thierry, Gérald, Ludo, Olive et Patou pour ce grand bol d'air frais qu'ils m'ont apporté au moment de l'écriture du manuscrit, pour leur amitié et pour ce surnom ridicule "nodule" qui me collera à la peau je pense encore très longtemps.

Je crois que je n'aurais jamais eu à écrire ces remerciements si je n'avais eu sur mon chemin des professeurs qui ont orienté mon parcours ou marqué mon esprit, et je tiens à ce titre à les remercier, à commencer par l'initiateur, M. Guillot, mon

prof de physique de 1ere et Terminale, puis mon Professeur de Mathématique en DEUG, N. Saby et celui qui, en Maîtrise, a affiné mon goût pour la physique théorique, Sorin CUILLI.

Je finirai par remercier celle qui m'a supporté pendant très longtemps, Carole, mais aussi tous ces amis d'enfance qui ont répondu présents dans ce moment si intense et si douloureux qu'était la soutenance étant données les conditions dramatiques dans lesquelles celle-ci s'est déroulée. Enfin, je remercie tendrement mes deux grand-mères, mon grand-père, mes oncles, mes tantes, mes frères, Thibault, Tristan et Nicolas, ma soeur Amandine, mon père, mon beau-père, Evelyne et ma mère à laquelle je pense très fort depuis ce jour où tous les jours qui passent sont des jours sans elle.

Donc cette thèse, si je l'ai menée à bien, c'est beaucoup pour moi, un peu pour vous, mais surtout grâce à vous, alors MERCI!!

Introduction

À travers sa quête de compréhension de l'univers primordial mais aussi actuel, la communauté des physiciens a fait des progrès considérables depuis la découverte en 1897 par J.J. Thompson de l'électron, notamment, grâce à la naissance au début du XX^e siècle de la mécanique quantique et de la relativité restreinte, dont la fusion a débouché sur la théorie quantique des champs dans les années 30, fournissant ainsi un cadre à une discipline émergente, la physique des particules. Depuis, avec l'avènement des collisionneurs, qui plus est de plus en plus puissants, une foule de particules élémentaires, décrites avec succès par le Modèle Standard, ont été découvertes.

Au TeVatron, collisionneur le plus puissant actuellement en activité, des mesures de précision sur les paramètres du Modèle Standard sont effectuées auprès des expériences CDF et DØ, mais la recherche de nouvelles physiques au-delà du Modèle Standard y tient une place tout aussi importante. Parmi celles-ci, la supersymétrie, prédit l'existence de nouvelles particules dont l'une fait l'objet de la recherche décrite dans cette thèse, le stop \tilde{t} , partenaire supersymétrique du quark top découvert déjà au TeVatron.

Cette recherche qui a bénéficié d'une luminosité intégrée de 350 pb^{-1} auprès de l'expérience DØ dans le contexte défini par le modèle supersymétrique MSSM, a été faite dans l'hypothèse où les quarks stop sont produits par paires et se désintègrent en 3 corps $\tilde{t} \rightarrow b + l + \tilde{\nu}$ et ceci dans le canal où la signature du signal est constituée au minimum d'un électron, d'un muon, de deux quarks de b et d'énergie manquante.

Ce mémoire est scindé en deux parties, la première décrivant les outils nécessaires à la compréhension de l'analyse décrite dans la seconde partie.

Les outils d'ordre théoriques sont abordés dans le premier chapitre. Le Modèle Standard y est décrit et les raisons qui nous poussent à chercher au-delà de ce modèle y sont énoncées. La supersymétrie y est aussi décrite, en commençant par ce qui la motive, puis sa description, et notamment celle du modèle MSSM.

Dans le second chapitre, les outils d'ordre expérimental sont abordés : le dispositif d'accélération du TeVatron, ainsi que le détecteur DØ y sont décrits. Enfin, la mesure de l'énergie des particules étant un point crucial pour une expérience telle que DØ, une partie de ma thèse à été consacrée à la calibration du calorimètre électromagnétique de DØ. Cette "tâche technique" est décrite à la fin de ce chapitre.

Pour finir, la seconde partie est entièrement consacrée à la description de toutes les étapes de l'analyse : sélection des lots de données et de simulation, calcul des efficacités de trigger, calcul du bruit de fond instrumental, correction de la simulation Monte Carlo, et comparaison des données avec les bruits de fond dans un premier temps.

Puis viennent la description de la phase d'optimisation de coupures pour extraire un signal éventuel de stop généré du bruit de fond, "physique" et instrumental, et la présentation des résultats obtenus.

Première partie

Le contexte

1

Contexte théorique

Les parties 1.1 et 1.2 s'appuient essentiellement sur le cours donné par John Ellis à l'occasion de la 36^{ème} école de Gif [1], mais aussi sur les références [2–8].

1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard (MS) est une théorie quantique et relativiste des champs, qui englobe la description des trois interactions, électromagnétique, faible et forte, respectivement construites autour des symétries locales de jauge, $U(1)$, $SU(2)$ et $SU(3)$. Ce modèle n'unifie pas vraiment ces trois interactions en une seule, puisque qu'il y reste toujours 3 constantes de couplage distinctes, mais il les englobe mathématiquement dans un même groupe de symétrie de jauge étendu : $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, produit direct des trois groupes de symétrie de jauge. Les bosons de jauge associés à cette symétrie sont au nombre de douze¹, répertoriés dans le tableau 1.1.

D'autre part, les particules se distinguent par les propriétés de transformation sous les différents groupes de symétrie de jauge du Modèle Standard, $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. À chacun de ces groupes est associé une charge conservée, respectivement la couleur, l'isospin et sa projection, T_3 , et l'hypercharge², permettant selon leurs valeurs une classification de chacune des particules du Modèle Standard

¹Le nombre de bosons de jauge est donné par le nombre de générateurs de la symétrie de jauge qui pour un groupe de symétrie du type $SU(N)$ est $N^2 - 1$.

²on retrouve alors la charge électrique avec la combinaison linéaire, $Q = T_3 + Y/2$.

Bosons	Groupe de jauge	Constantes de couplage
B_μ	$U(1)_Y$	g_1
W_μ^a	$SU(2)_L$	g_2
G_μ^b	$SU(3)_C$	g_3

TAB. 1.1 – Bosons de jauge du Modèle Standard et les constantes de couplage qui leurs sont associées. Ici, $a=1,2,3$ et $b=1,\dots,8$. La constante de couplage électromagnétique e s'exprime en fonction de g_1 et g_2 et est donnée par : $e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$. Quant aux bosons A(photon) et Z, ils s'obtiennent par rotation dans l'espace interne des bosons W_μ^3 et B de l'angle électrofaible θ_W .

comme le montre le tableau 1.2.

Multiplet	Particule	$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$
L_L	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -1)$
E_R	e_R^-, μ_R^-, τ_R^-	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, -2)$
Q_L	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, +1/3)$
U_R	u_R, c_R, t_R	$(\mathbf{3}, \mathbf{1}, +4/3)$
D_R	d_R, s_R, b_R	$(\mathbf{3}, \mathbf{1}, -2/3)$

TAB. 1.2 – Contenu en particules fermioniques du Modèle Standard. Par exemple, l'électron gauche se transforme dans le MS selon la représentation $(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -1)$ ce qui signifie : a)—que c'est un singlet de couleur (charge de couleur nulle, ne subit pas l'interaction forte), b)—qu'il forme avec le neutrino gauche un doublet d'isospin $T=1/2$ (et $T_3 = -1/2$), c)—qu'il possède une hypercharge de -1 ($\Rightarrow Q = -e$).

On retrouve alors, deux groupes distincts de fermions : celui des fermions insensibles à l'interaction forte (singlet de couleur) et sensibles aux autres interactions, les *leptons*¹, et celui des fermions sensibles à toutes les interactions, dont l'interaction forte, les *quarks*.

On pourra remarquer qu'on trouve le même nombre de génération de lepton et

¹les neutrinos dépourvus de charge électrique ne sont sensibles qu'à l'interaction faible.

de quark, contrainte permettant d'éviter certaines anomalies¹. Leur nombre, trois, a été déterminé par l'expérience, par la mesure de la largeur de désintégration du boson Z^2 .

Encadré 1

Dans une théorie des champs, les interactions sont traitées comme des perturbations. Seulement, dès qu'interviennent les ordres supérieurs du développement de ces perturbations, apparaissent des intégrales qui ne convergent pas toujours pour les grandes valeurs des impulsions des particules (*divergences ultraviolettes*).

On pourrait alors croire à l'incomplétude de la théorie mais en fait les racines de ce mal ne sont pas à chercher du côté de la physique mais plutôt de celui des mathématiques, puisque dans la phase de quantification d'une théorie des champs classique interviennent des distributions (dans leur sens mathématique, à savoir qui n'ont de sens que si elles sont appliquées sur des fonctions tests.) qui sont manipulées comme de simples fonctions.

Pour y remédier, on complète la théorie, lorsque c'est possible, par une procédure appelée *renormalisation* qui supprime ces divergences, faisant de cette théorie des champs, une théorie renormalisable.

Qu'en est-il maintenant du lagrangien du MS? Celui-ci doit être invariant de jauge sous le groupe de symétrie du MS précédemment évoqué mais aussi doit être le point de départ d'une théorie renormalisable pour pouvoir contrôler les quantités infinies rencontrées (cf. Encadré 1).

Ce lagrangien peut se décomposer en quatre parties :

un terme dit du *secteur de jauge*, décrivant la dynamique des champs de jauge, le suivant décrivant ce qui est appelé le *secteur de Dirac*, c'est-à-dire les champs de matière et leurs interactions avec les champs de jauge, puis le terme suivant, décrit le *secteur de Yukawa* contenant les interactions des fermions avec le champ de Higgs leur conférant ainsi une masse, et enfin le dernier terme correspond au *secteur de Higgs* décrivant le mécanisme de Higgs.

Les deux derniers termes ont été rajoutés à posteriori car l'invariance du lagrangien électrofaible sous la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ne permet pas l'apparition de termes de masse pour les fermions et les bosons, en désaccord avec les observations. D'où l'idée de faire jouer le *mécanisme de Higgs*³, qui vient briser cette symétrie non pas explicitement mais *spontanément*⁴.

Il est à noter que ce mécanisme est le seul connu qui à la fois confère une masse aux bosons W^\pm et Z (et aux fermions à travers leurs couplages de Yukawa au champ de Higgs) et laisse les photons⁵ sans masses tout en conservant la renormalisabilité du MS. L'autre conséquence majeure du mécanisme de Higgs est l'apparition dans le MS d'une nouvelle particule, le boson de Higgs, particule dé-

¹Les anomalies à éviter dans le MS sont celles qui peuvent briser la symétrie de jauge locale.

²Par la mesure de cette largeur, les expériences du LEP en ont déduit le nombre de saveur de neutrinos légers, égal à $N_\nu = 2.984 \pm 0.008$ [9]

³en réalité de Brout, Englert, Higgs et Kibble.

⁴le lagrangien reste invariant sous $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ mais l'état fondamental, le vide, lui ne l'est plus provoquant l'absence de symétrie dans le spectre des états puisque ceux-ci s'obtiennent par l'action des générateurs du groupe de symétrie sur le vide.

⁵la symétrie n'est donc que partiellement brisée : $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$

crite par un champ scalaire neutre.

S'il est alors vrai que l'aspect théorique du MS est séduisant, cela ne s'arrête pas là car le MS est une théorie très prédictive, en témoigne l'excellent accord avec les données expérimentales [10, 11]. De surcroît, de tous ces tests, aucune déviation significative des prédictions du MS, n'a été observée, ne laissant pour l'instant aucune place à de nouvelles physiques et ceci à la grande surprise de la communauté des particules puisque le MS malheureusement présente un certain nombre de faiblesses, laissant penser que ce dernier ne serait qu'une théorie effective à basse énergie¹, d'une théorie plus générale à découvrir à plus hautes énergies.

En effet, le MS ne nous renseigne pas sur la cause de la présence de 3 familles de fermions, sur l'origine des nombres quantiques (charge électrique, de couleur ou isospin) et de la violation de CP. La présence d'une vingtaine de paramètres arbitraires comme les masses des fermions ou les 3 constantes de couplage, semble peu naturel et de plus la gravitation en est exclue assurant au MS un caractère d'incomplétude. D'autres arguments bien plus profonds viennent s'ajouter au précédents et méritent à ce titre d'être quelque peu détaillés :

- **Hiérarchie et "naturalité"** — des arguments fondés sur la définition du potentiel de Higgs, laissent penser que la masse du boson de Higgs, m_H , serait de l'ordre $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$. Seulement, lorsque l'on considère les corrections radiatives (boucle de fermions) de la masse nue² du Higgs, on s'aperçoit que celles-ci divergent. On régularise alors par *cut-off* à l'échelle $\Lambda = 10^{19} \text{ GeV}$, échelle d'énergie où la gravitation n'est plus négligeable devant l'interaction électrofaible, dite échelle de Planck, en conséquence de quoi m_0 , acquiert une correction de l'ordre³ de Λ . On effectue alors des *ajustements fins* sur m_0 pour retrouver la masse du Higgs m_H de l'ordre de l'échelle électrofaible, opération qui n'a rien de naturel (problème de naturalité) et qui témoigne du caractère instable de la théorie sous l'effet de petites variations de certaines de ses quantités. De plus, on voit à travers cet exemple, que 17 ordres de grandeurs séparent l'échelle électrofaible de l'échelle de Planck, ce que le MS n'explique point (problème de hiérarchie des échelles d'énergie).

De plus, on pourrait s'interroger sur la différence entre la masse de l'électron, 0.0005 GeV, et celle du quark top, 175 GeV, alors que leur origine est commune, à savoir leur couplage avec le boson de Higgs.

- **Non-unification des constantes de couplage** — comme cela a déjà été évoqué auparavant le MS n'est pas un modèle d'unification des trois interactions faible, forte et électromagnétique mais un modèle les décrivant dans un

¹à l'échelle de ce qui est explorable aujourd'hui, à savoir quelques centaines de GeV

² m_0 , calculée à l'ordre le plus bas des perturbations dit *de l'arbre*.

³on a très exactement $m_H^2 = m_0^2 + a \frac{\Lambda^2}{16\pi^2}$.

cadre plus global contenant la symétrie de chacune d'elles. Ceci se confirme d'ailleurs par la présence de trois constantes de couplage bien distinctes dans le MS. Seulement il y a encore plus inquiétant, puisque quelque soit l'échelle d'énergie à laquelle on se place les extrapolations du comportement de ces trois constantes ne se rejoignent jamais en un point unique, laissant présager que quelque soit l'énergie considérée l'unification des trois interactions n'est pas envisageable dans le cadre du MS.

- **L'oscillation des neutrinos** — le MS ne prédit l'existence que de neutrinos non massifs. Or, les neutrinos produits dans les interactions faibles (états de saveur) sont des combinaisons linéaires des états de propagation : un neutrino purement électronique produit dans le Soleil a une chance non nulle d'arriver sur Terre avec une saveur purement muonique. Ce phénomène ne peut s'expliquer que par l'existence d'une masse des neutrinos. Il est toujours possible de modifier et d'étendre le MS pour inclure ce mécanisme d'oscillation seulement cela ne serait pas naturel.
- **La matière noire** — depuis le début des années 90, on sait que la matière baryonique (celle décrite par le MS) ne représente en fait qu'environ 4% de la densité totale de l'univers! De plus, il semblerait¹ que pas moins de 20% de cette densité soit composée de *matière noire*, non baryonique, donc non décrite par le MS et que le reste soit de *l'énergie noire*, terme qui pourrait être relié à la constante cosmologique mais qui traduit aussi notre incompréhension du phénomène.

1.2 La Supersymétrie

Bien que le Modèle Standard nous donne une très bonne description de la physique aux échelles d'énergies accessibles actuellement, c'est-à-dire de l'ordre de quelques centaines de GeV, il n'en est pas moins vrai que celui-ci semble être un modèle effectif d'une théorie plus globale et l'une des pistes privilégiée par la communauté des physiciens pour tenir ce rôle est la piste de la supersymétrie, que nous allons aborder dans cette partie.

1.2.1 Principe et motivations

Dans les années 60, fort du succès qu'eurent les symétries globales (liées à des propriétés internes) et locales (liées aux propriétés d'espace-temps) dans la classification des particules élémentaires, la tendance était à la généralisation de ces symétries, notamment à la recherche de symétries reliant des multiplets de spin

¹car dans ce domaine nous n'en sommes qu'au stade des suppositions

différents. Et ce jusqu'à l'annonce en 1967 par Coleman et Mandula de l'impossibilité d'effectuer une combinaison de ces deux genres de symétries aux moyen de générateurs bosoniques, comme cela a été le cas jusque là [12]. La solution est alors venue de Gol'fand et Likhtman en 1971 par la découverte de l'extension du groupe de Poincaré grâce à des générateurs, Q_α cette fois-ci de type fermionique [13], dont l'action permet de passer d'un état bosonique à un état fermionique et vice versa,

$$\begin{aligned} Q_\alpha |Boson \rangle &= |Fermion \rangle \\ Q_\alpha |Fermion \rangle &= |Boson \rangle \end{aligned} \quad (1.1)$$

et dont nous décrirons brièvement l'algèbre un peu plus loin. C'est la naissance de la supersymétrie (SUSY), qui est en fait la seule et la dernière extension possible du groupe des symétries d'espace-temps. Ensuite en 1974, Wess, Zumino, Iliopoulos et Ferrara ont proposé la première version de la théorie des champs supersymétrique à 4 dimensions et montré que celle-ci permettait de supprimer certaines divergences de la théorie des champs du Modèle Standard, lui conférant ainsi encore plus d'attractivité.

Voyons donc dans un premier temps ce qui motive cette théorie plus en détail, puis l'on se penchera plus particulièrement sur les aspects phénoménologiques de la SUSY.

On peut différencier ces motivations selon qu'elles soient d'ordre esthétique, théorique ou bien phénoménologique.

1.2.1.1 Motivations esthétiques

Symétrie la plus aboutie. Comme cela a déjà été évoqué auparavant, la supersymétrie est avant tout la symétrie la plus large que puisse posséder une théorie des champs non triviale. Voilà donc un bel aboutissement de la notion de symétrie dont la Nature pourrait bien avoir profité.

Traitement de la gravitation. Il est aussi très intéressant de constater que la supersymétrie permet d'introduire la gravitation aux côtés des autres interactions fondamentales. En effet, une formulation de la supersymétrie en tant que symétrie locale, introduit naturellement un champs de spin 2, dont le quantum est le graviton, qui lie la gravitation aux autres interactions : c'est la supergravité (SUGRA). De plus, à titre de condition nécessaire mais non suffisante de sa validité, on peut vérifier que dans certaines limites cette théorie se réduit à relativité générale.

1.2.1.2 Motivations théoriques

Problème de hiérarchie Dans une théorie comme le MS, deux échelles d'énergie très disparates, de Fermi et de Planck ou de Grande Unification (GUT : cf.

paragraphe 1.2.1.3), se retrouvent mélangées à cause des corrections radiatives. Pourtant malgré ce mélange m_{Planck} et m_W restent très différentes, sans que l'on puisse pour autant y apporter une explication (problème de hiérarchie). Ce n'est plus le cas dans une théorie supersymétrique, car dans ce cas intervient un théorème de *non-renormalisation* [14] qui permet¹ à deux échelles d'énergie très différentes de le rester après l'introduction des corrections radiatives. De plus une théorie SUSY permet d'expliquer ces grandes différences. Si l'on brise la SUSY à l'échelle de GUT de façon dynamique² alors l'échelle électrofaible se retrouve proportionnelle à l'échelle de GUT, selon $m_W \sim m_{GUT} e^{-4\pi/\alpha}$, où α est un couplage générique. Pour de faibles valeurs du couplage on trouve alors que m_W est exponentiellement petite devant m_{GUT} ou m_{Planck} .

Problème de naturalité Le MS souffre de la nécessité d'effectuer des réglages fins non naturels sur la masse nue du boson de Higgs pour compenser les divergences des corrections radiatives à celle-ci. Là encore la SUSY nous offre une solution : les divergences quadratiques dues aux particules du MS et aux particules SUSY s'annulent car elles interviennent avec des signes opposés. Cependant, les divergences résiduelles³ sont fonctions de la différence de masse entre les particules du MS et les particules SUSY. Donc pour ne pas faire réapparaître le problème de divergence, il est souhaitable que les masses des particules SUSY n'excèdent pas trop l'échelle électrofaible.

Brisure électrofaible Dans le MS la brisure de symétrie électrofaible est aussi non naturelle, ce que la SUSY se propose une fois de plus de corriger. En effet, dans le MS on attribue au champ scalaire une masse carrée négative à la main dont la conséquence est une valeur moyenne de ce champ dans le vide non nulle et donc la brisure spontanée de la symétrie. Dans la SUSY, la masse carrée du champ scalaire est positive à l'échelle de GUT mais devient négative en évoluant vers l'échelle électrofaible provoquant de façon naturelle la brisure spontanée de la symétrie électrofaible : c'est la brisure radiative de la symétrie électrofaible. Cependant, la supersymétrie fait apparaître le problème de sa propre brisure, puisque ni son mécanisme, ni l'échelle d'énergie à laquelle elle intervient ne sont connus.

1.2.1.3 Motivations phénoménologiques

Unification des couplages de jauge Comme cela a déjà été discuté plus haut, le MS n'est pas à proprement parlé un modèle d'unification puisqu'il contient

¹et donc explique

²par exemple par des effets de corrections radiatives dues à des instantons.

³cette fois-ci logarithmiques, donc moins importantes.

encore trois constantes de couplages différentes associées aux trois interactions qu'il décrit. Pour pallier à cet aspect du MS, des théories de Grande Unification sont apparues faisant naître l'espoir que ces trois constantes de couplages devraient se rejoindre à une échelle d'énergie, m_{GUT} , grande devant m_W .

Seulement, étant donné le nombre de particules du MS et leurs nombres quantiques, les trois constantes de couplages évoluant à partir de leurs valeurs très précisément mesurées au LEP, ne se rencontrent pas simultanément à une échelle m_{GUT} .

Par contre, l'extension supersymétrique du MS¹ parce qu'elle contient exactement le bon nombre de particules dotées des bons nombres quantiques, permet cette unification à l'échelle d'énergie $m_{GUT} \sim 10^{16}$ GeV. Ainsi, bien qu'il se peut qu'il existe une échelle d'énergie intermédiaire pouvant remettre en cause ce résultat, voilà encore un fait encourageant la recherche de la SUSY.

Matière noire Un dernier point important, est que la SUSY permet la présence d'une nouvelle symétrie discrète, la R-parité, dont l'une des conséquences, si elle est conservée, est qu'il existe une particule supersymétrique plus légère que toutes les autres et qui plus est, stable. Dans la majorité des cas cette particule (appelée LSP = *Lightest Supersymmetric Particle*) est de surcroît neutre et faiblement interagissante, faisant d'elle une candidate naturelle à l'explication de la matière noire.

Tous ces arguments additionnés font de la SUSY une théorie séduisante mais surtout très utile pour remédier à certaines limites du MS.

1.2.2 L'algèbre supersymétrique

La combinaison des symétries spatio-temporelles (du groupe de Poincaré) avec les symétries internes (des groupes de jauge), n'est possible, comme il en a déjà été fait référence, que par l'introduction de nouveaux générateurs fermioniques² Q_α , donc anticommutable entre eux. Dans ce cas présent où l'on introduit un seul générateur³ on se place délibérément dans une théorie supersymétrique dite $\mathcal{N} = 1$ tant pour des raisons pédagogiques que pour des raisons physiques.

Les théories supersymétriques $\mathcal{N} \geq 2$, possèdent pourtant plus de symétries et de ce fait présentent moins de divergences : pour le cas $\mathcal{N} = 2$ il n'y a en effet qu'un nombre fini de diagrammes divergents et plus encore dans le cas $\mathcal{N} = 4$ où il n'y

¹le MSSM, décrit plus loin.

²qui sont des spineurs.

³en fait un couple de générateurs puisqu'à Q est associé \bar{Q} car tous deux sont des spineurs et donc des objets complexes qui se transforment différemment sous le groupe de Lorentz.

en a plus du tout¹ ! Cependant, ces modèles ne sont pas réalistes à basse énergie car il ne permettent pas la violation de la parité observée dans les interactions faibles, ce qui est en désaccord avec les observations expérimentales. Pour cette raison c'est le cas $\mathcal{N} = 1$ qui est choisi et sera traité dans ce qui suit.

En addition des relations de commutation de l'algèbre de Poincaré, l'algèbre de Lie de la supersymétrie est définie par les relations de commutation faisant intervenir les générateurs Q et \bar{Q} .

Que dire des représentations irréductible de l'algèbre supersymétrique, ou des supermultiplets ? En d'autres termes quelles sont les propriétés de transformation des particules sous cette nouvelle symétrie ? Dans un premier temps regardons les invariants de Casimir². A titre d'analogie, dans le groupe de Poincaré on a 2 invariants de Casimir, l'opérateur de spin W^2 et l'opérateur de masse P^2 , ce qui se traduit par le fait que dans un même multiplet les particules ont leurs masses et leurs spins identiques. Malheureusement, dans la superalgèbre même si P^2 est encore un invariant de Casimir, W^2 ne l'est plus :

$$\begin{aligned} [P^2, Q_\alpha] &= 0 \\ [W^2, Q_\alpha] &\neq 0 \end{aligned} \tag{1.2}$$

en conséquence de quoi dans un supermultiplet les particules ont des **masses identiques** mais des **spin différents**. Un nouvel invariant peut être cependant construit à partir de W , l'opérateur de *superspin*³ qu'on notera W_{SUSY} , permettant d'avoir dans chaque supermultiplet des particules de mêmes masses et mêmes superspins. Avec ces deux invariants, P^2 et W_{SUSY}^2 on peut alors caractériser chacun des supermultiplets par les couples de valeurs (m, j) , masse et superspin, ce dernier étant relié au spin S par la relation entre leurs projections $m_S = m_j, m_j + \frac{1}{2}, -m_j - \frac{1}{2}, -m_j$.

Enfin on peut énoncer sans le démontrer le fait important que dans un supermultiplet les nombres de degrés de liberté bosonique et fermionique doivent être égaux, ce qui ne sera pas sans conséquences comme nous le verrons plus loin.

Reste à voir à présent les différentes représentations de la superalgèbre ou les différentes valeurs du couple (m, j) . La première, la représentation fondamentale $(m, 0)$, est appelée supermultiplet scalaire, chiral ou matière. De $j=0$ on en déduit que $m_S = 0, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 0$ et donc que ce supermultiplet est constitué de 2 champs scalaires réels et de deux champs fermioniques. Les deux champs fermioniques sont traités comme un seul champ fermionique de Weyl de spin $\frac{1}{2}$, ψ , et les deux champs scalaires sont réunis comme un seul champ scalaire complexe, le sfermion ϕ . On trouve donc dans ce supermultiplet un fermion et son partenaire supersymétrique.

¹une théorie supersymétrique $\mathcal{N} = 4$ est une théorie intrinsèquement finie.

²quantités qui commutent avec tous les générateurs du groupe de symétrie.

³dont les valeurs propres sont données par $2j(j+1)m$ où $j=0, \frac{1}{2}, 1, \dots$

La représentation suivante $(m, \frac{1}{2})$, dite de jauge ou vecteur, est constituée des 4 champs de spin $\frac{1}{2}$, 1, -1 et $-\frac{1}{2}$. Comme précédemment on les interprète comme 2 champs, un champ de jauge (de spin 1) non massif¹, le boson A_μ , et son partenaire supersymétrique, un champ fermionique de Weyl ici aussi de spin $\frac{1}{2}$, le jaugino λ_α par définition non massif lui aussi.

1.2.3 Modèle supersymétrique à basse énergie : le MSSM

Etant donné que le MS est une théorie qui fonctionne bien, il est préférable à basse énergie d'obtenir une théorie supersymétrique qui reproduise le MS. C'est ce que propose le MSSM (Modèle Standard Supersymétrique Minimal), version supersymétrisée du MS.

Il existe beaucoup d'autres modèles à basse énergie plus simples à appréhender que le MSSM, comme mSUGRA², le MSSM phénoménologique (pMSSM) ou les MSSM intermédiaires (iMSSM), qui se différencient du MSSM par des hypothèses plus ou moins fortes d'unification de masses à l'échelle de GUT. La conséquence essentielle de ces hypothèses est la réduction du nombre de paramètres libres décrivant ces modèles : 5 pour mSUGRA, 19 pour le pMSSM et entre 5 et 19 pour les différents iMSSM.

Le MSSM quant à lui, propose de larges possibilités pour la recherche du stop (et des squarks en général) grâce à son espace des phases très étendu (109 paramètres). On dispose ainsi d'une grande souplesse pour l'étude de la désintégration du stop en trois corps qui n'est ouvert que sous certaines conditions (cf. 1.3) et c'est pourquoi le MSSM sera le cadre adopté dans ce qui suit.

Phénoménologie du MSSM Dans une théorie supersymétrique nous disposons de deux supermultiplets, l'un chiral comprenant un fermion de spin $\frac{1}{2}$ et un boson scalaire, et l'autre vecteur comprenant un boson de spin 1 et un fermion de spin $\frac{1}{2}$. L'idéal aurait été que seules les particules connues du MS peuplent ces supermultiplets, seulement pour plusieurs raisons il ne peut en être ainsi. La première est liée à la conservation des nombres quantiques : les bosons de jauge et les fermions (du MS) n'ont pas les mêmes propriétés de transformation sous les groupes de jauge et n'ont donc pas les mêmes nombres quantiques ; or la supersymétrie ne modifie pas ces nombres quantique impliquant donc qu'on ne peut associer un boson de jauge à un fermion connu et réciproquement par une opération de supersymétrie. La seconde est liée à la conservation de certaines observables comme le nombre leptonique par exemple : celui des bosons de jauge est nul contrairement aux leptons.

¹car il n'a que 2 degrés de liberté

²appelé aussi MSSM contraint, cMSSM.

Impossible donc, d'associer dans ces conditions, dans un supermultiplet un boson de jauge à un fermion déjà connu. La solution minimaliste est d'introduire de nouvelles particules, des superparticules, une pour chaque particule du MS déjà connue, ce que résume la tableau 1.3.

Particules	Spin	Superparticules	Spin
<u>quarks q</u>	$\frac{1}{2}$	<u>squarks \tilde{q}</u>	0
top t		stop \tilde{t}	
bottom b		sbottom \tilde{b}	
...			
<u>leptons l</u>		<u>sleptons \tilde{l}</u>	
électron e		sélectron \tilde{e}	
neutrino ν_e	sneutrino $\tilde{\nu}_e$	0	
...			
<u>bosons de jauge</u>	1	<u>jauginos</u>	$\frac{1}{2}$
photon γ		photino $\tilde{\gamma}$	
boson Z		zino \tilde{Z}	
boson W		wino \tilde{W}	
boson B		bino \tilde{B}	
gluon g	gluino \tilde{g}		
Bosons de Higgs $H_i^{\pm,0}$	0	higgsinos $\tilde{H}_i^{\pm,0}$	$\frac{1}{2}$

TAB. 1.3 – Exemple de particules supersymétriques, partenaires des particules du MS.

On peut remarquer que le *s*partenaire a toujours un spin d'une demi unité de moins que celui de son partenaire du MS (excepté le higgsino car un spin $-\frac{1}{2}$ n'aurait aucun sens). Pourquoi pas d'une demi unité de plus ? Il y a pour cela deux raisons : associer aux fermions du MS des bosons de spin 1 entraînerait l'introduction de nouvelles interactions et on sortirait du cadre d'un modèle minimal, et associer aux bosons de jauge du MS des fermions de spin $\frac{3}{2}$ rendrait la théorie non renormalisable.

Une autre remarque importante est que les jauginos et higgsinos, \tilde{B} , \tilde{Z} , \tilde{W} et \tilde{H} ne s'observent pas directement. En effet, ces états propres de masse se mélangent¹ afin d'aboutir à deux groupes de particules observables : les neutralinos $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$ de charges nulles et mélanges des fermions \tilde{B} , \tilde{W}^0 , \tilde{H}_u^0 et \tilde{H}_d^0 , et les charginos, chargés électriquement, mélanges des \tilde{W}^\pm et \tilde{H}^\pm .

¹car ils possèdent les mêmes nombres quantiques et donc ne sont pas distinguables.

Brisure douce de la supersymétrie Toutes ces superparticules devant avoir la même masse que leur partenaire du MS, n'ont jamais été observées ce qui laisse penser que la supersymétrie est en fait une symétrie brisée à une échelle d'énergie non accessible actuellement dans les collisionneurs. Malheureusement nous n'avons encore aucune idée sur le mécanisme de brisure ni même sur l'échelle d'énergie à laquelle elle a lieu. Par contre, une paramétrisation à basse énergie de cette brisure est possible : elle consiste à ajouter des termes au lagrangien afin de briser explicitement la supersymétrie.

Ces termes sont tels que seuls les scalaires ϕ et les jauginos λ acquièrent une masse brisant ainsi la supersymétrie. Ici la dénomination "douce", renseigne sur le fait que ces nouveaux termes n'introduisent pas de divergences quadratiques permettant ainsi d'éviter la réapparition du problème des ajustements fins dans la supersymétrie.

La traduction en terme de superchamps du MSSM de ces termes de brisure fait apparaître :

- M_1, M_2 et M_3 , les masses complexes des jauginos (respectivement du bino, wino et gluino) (6 paramètres),
- $M_{\tilde{Q}}, M_{\tilde{U}}, M_{\tilde{D}}, M_{\tilde{L}}$ et $M_{\tilde{E}}$, les matrices de masses des squarks et des sleptons (matrices hermitiennes 3×3 soit 45 paramètres),
- A_u, A_d et A_e , des couplages trilineaires Higgs-squark-squark et Higgs-slepton-slepton (matrices complexes 3×3 soit 54 paramètres),
- des couplages bilinéaires du Higgs (4 paramètres)

Au total, les termes de brisure douce introduisent 109 nouveaux paramètres inconnus, en plus de ceux déjà existants dans le MS.

R-parité Lors de la brisure douce de la supersymétrie, des termes dans lesquels il y a des couplages violant la conservation des nombres leptonique (L) et baryonique (B), apparaissent dans le lagrangien¹ suite à des considérations d'invariance de jauge, d'invariance de Lorentz et de renormalisabilité. Plus encore, certaines combinaisons de ces couplages impliqueraient que le proton se désintègre rapidement ($p \rightarrow \pi^0 e^+$ par l'intermédiaire d'un squark par exemple), alors qu'expérimentalement le proton est connu pour être très stable². Une des solutions pour éviter cette contradiction est de remarquer que la supersymétrie s'accompagne d'une symétrie globale³, appelée R-parité et de supposer que celle-ci est conservée.

¹dans le MS la conservation de ces quantités n'est qu'accidentelle et il n'est pas obligatoire dans son extension, supersymétrique ou autre, qu'elle soit vérifiée.

²il a une durée de vie supérieure à 10^{33} ans.

³en fait, dans une théorie supersymétrique à \mathcal{N} générateurs, $Q_{\alpha i}$, ces derniers peuvent se transformer les uns dans les autres sous une symétrie interne $U(\mathcal{N})$. Dans le cas présent, il s'agit de la description d'une théorie $\mathcal{N} = 1$, d'où l'existence d'un groupe de symétrie $U(1)$.

Elle est définie grâce à B, L mais aussi S le spin des particules, comme suit :

$$R_p = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (1.3)$$

et distingue les particules du MS ($R_p = 1$) des particules supersymétriques ($R_p = -1$). C'est une quantité multiplicative.

Seulement, la conservation de ce nouveau nombre quantique a d'autres conséquences qui vont conditionner la recherche des particules supersymétriques :

- les particules supersymétriques ne peuvent être produites que par paires,
- la désintégration d'une particule supersymétrique doit contenir un nombre impair de particules supersymétriques,
- la particule supersymétrique la plus légère (LSP) est forcément stable (et pourrait à ce titre être un bon candidat pour la description de la matière noire).

L'hypothèse de la conservation de la R-parité sera l'hypothèse choisie pour le reste de cet exposé.

Des solutions avec R-parité violée existent¹, avec des contraintes sur les valeurs des couplages, mais ne seront pas abordées ici.

Brisure radiative électrofaible et bosons de Higgs Le secteur de Higgs du MSSM contient 2 doublets :

$$H_u = \begin{pmatrix} H_u^0 \\ H_u^- \end{pmatrix}, H_d = \begin{pmatrix} H_d^+ \\ H_d^0 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

Lorsque la brisure de la supersymétrie a lieu, les deux champs H_u^0 et H_d^0 développent une vev :

$$\langle H_u^0 \rangle = v_u, \quad \langle H_d^0 \rangle = v_d \quad \text{avec} \quad \frac{v_u}{v_d} = \tan \beta \quad (0 < \beta < \frac{\pi}{2}) \quad (1.5)$$

qui sont reliées à celle du MS par :

$$v^2 = v_u^2 + v_d^2 = \frac{2m_Z^2}{g_1^2 + g_2^2} \quad (1.6)$$

C'est par l'étude du potentiel scalaire V_0 du lagrangien supersymétrique que passe notre compréhension du phénomène de brisure électrofaible dans une théorie supersymétrique tel que le MSSM. Ce dernier à l'ordre de l'arbre est donné par :

¹puisqu'elle n'a pas de justification théorique.

$$\begin{aligned}
V_0 &= m_1^2 |H_u^0|^2 + m_2^2 |H_d^0|^2 - m_3^2 (H_u^0 H_d^0 + c.c) + \frac{1}{8} (g_1^2 + g_2^2) (|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2)^2 \\
&\text{avec} \\
m_1^2 &= m_{H_u}^2 + |\mu|^2 \\
m_2^2 &= m_{H_d}^2 + |\mu|^2
\end{aligned} \tag{1.7}$$

où μ est un paramètre de couplage bilinéaire entre les deux Higgs.

Alors les conditions pour lesquelles les champs scalaires neutres H_u^0 et H_d^0 acquièrent une *vev* non nulle dans le vide sont les suivantes :

$$\text{stabilité du minimum du potentiel} \quad m_1^2 + m_2^2 > 2m_3^2 \tag{1.8}$$

$$\text{brisure électrofaible} \quad m_1^2 \cdot m_2^2 < m_3^4 \tag{1.9}$$

On voit donc que si les termes de brisure douce sont nuls, $m_{H_u} = m_{H_d} = m_3 = 0$, les conditions ne peuvent être remplies et la brisure électrofaible ne peut être réalisée. Donc sans brisure de la supersymétrie, la brisure électrofaible n'est pas justifiable.

Enfin, voyons comment ces conditions peuvent être remplies, ou autrement dit, comment réaliser la brisure électrofaible. On s'en rend compte grâce à l'évolution de la valeur m_{H_d} avec l'échelle d'énergie T , ce que nous fournit l'équation du groupe de renormalisation :

$$8\pi^2 \frac{d}{dT} m_{H_d}^2 \approx 3|\lambda_t|^2 (m_{H_d}^2 + m_{Q_3}^2 + m_{U_3}^2) + |A_t|^2 - 3g_2^2 |M_2|^2 - \frac{3}{5} g_1^2 |M_1|^2 \tag{1.10}$$

où λ_t est la constante de Yukawa du quark top, m_{Q_3} la masse de la troisième génération de squarks et de sleptons sous SU(2) et m_{U_3} la masse de la troisième génération singlet sous SU(2). Cette équation nous apprend que lorsque l'énergie décroît alors m_{H_d} suit le même comportement et décroît aussi. Il se trouve d'ailleurs que cette décroissance de la valeur de m_{H_d} se fait de façon plus rapide que celle de m_{H_u} qui a aussi le même comportement. Ceci a pour principales conséquences que m_{H_d} devienne négative à une énergie plus grande que m_{H_u} , de sorte que la condition 1.9 est automatiquement vérifiée, et de plus que cette énergie devrait être de l'ordre de l'échelle électrofaible réalisant donc la brisure électrofaible de façon radiative.

1.3 Cas particulier du stop

Dans cette section il sera question d'une des particules dont l'existence est prédite dans le modèle supersymétrique MSSM, le stop, partenaire scalaire du quark

top du MS. En effet, avant d'en effectuer la recherche dans les données récoltées au sein de l'expérience DØ, on verra en quoi il est un candidat privilégié dans la recherche de la supersymétrie, mais on se penchera aussi sur les mécanismes de sa production auprès d'un collisionneur $p\bar{p}$ ainsi que sur ses modes de désintégration conditionnant sa recherche expérimentale. Enfin l'état des lieux de la recherche du stop sera présentée.

1.3.1 Motivations (liées à la masse des squarks)

Dans les modèles supersymétriques, et en particulier dans le MSSM, aux états propres de jauge des quarks $q_L(q_R)$ du MS, sont associés des superpartenaires scalaires, les squarks $\tilde{q}_L(\tilde{q}_R)$. Seulement après la brisure de la supersymétrie, ce qu'on s'attend à observer ne sont pas ces états propres de jauge, mais plutôt les états propres de masse, $\tilde{q}_1(\tilde{q}_2)$, obtenus par le mélange des précédents comme suit :

$$\begin{aligned}\tilde{q}_1 &= \cos\theta_{\tilde{q}}\tilde{q}_L + \sin\theta_{\tilde{q}}\tilde{q}_R \\ \tilde{q}_2 &= -\sin\theta_{\tilde{q}}\tilde{q}_L + \cos\theta_{\tilde{q}}\tilde{q}_R\end{aligned}\quad (1.11)$$

où $\theta_{\tilde{q}}$ est l'angle de mélange entre les deux squarks considérés.

Pour des squarks de type up dont font partie les stop \tilde{t}_1 et \tilde{t}_2 , les masses de ces états propres sont alors données, dans la base de ces états propres, par la diagonalisation de la matrice suivante :

$$\mathcal{M}^2 = \begin{pmatrix} M_{\tilde{Q}}^2 + m_q^2 + \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W\right)m_Z^2 \cos(2\beta) & m_q(A_T + \mu \cot\beta) \\ m_q(A_T + \mu \cot\beta) & M_{\tilde{U}}^2 + m_q^2 + \frac{2}{3}\sin^2\theta_W m_Z^2 \cos(2\beta) \end{pmatrix}$$

où

- θ_W est l'angle de mélange électrofaible et m_Z la masse du boson Z^0 du MS,
- $M_{\tilde{Q}}$ et $M_{\tilde{U}}$ sont les masses de brisure douce,
- A_T est le terme de mélange scalaire trilineaire dans le secteur du top,
- μ et $\tan\beta$ ($\cot\beta$) sont les quantités liées aux Higgs,
- m_q est la masse du quark partenaire du MS.

Pour les quarks de saveur légère, cette matrice peut être considérée comme diagonale tant les termes non diagonaux peuvent être négligés. Par contre, pour les squarks de la troisième génération ces termes non diagonaux ne peuvent plus être ignorés d'autant plus pour le stop, puisque les termes de mélange y font intervenir la masse du quark Top, le plus lourd d'au moins 2 ordres de grandeur de tous les quarks. On s'attend donc à une levée importante de la quasi-dégénérescence prévue pour les deux premières générations, à tel point que le \tilde{t}_1^1 pourrait être le

¹le plus léger des deux stops.

plus léger de tous les squarks voire même plus léger que son partenaire du MS. On comprend alors que sous ces conditions, la recherche du stop ouvre une fenêtre importante sur la découverte de la supersymétrie. De plus cet aspect peut être accentué par la valeur de $\cot \beta$ et de A_T dont dépend aussi le mélange entre les états propres de jauge.

1.3.2 Production auprès des collisionneurs $p\bar{p}$

Auprès des collisionneurs hadroniques et à l'ordre le plus bas de la QCD, les paires de quarks diagonales¹ sont produites par annihilation de quark-antiquark ou bien par fusion de deux gluons :

$$\begin{aligned} q\bar{q} &\longrightarrow \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \text{ ou } \tilde{t}_2\bar{\tilde{t}}_2 \\ gg &\longrightarrow \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \text{ ou } \tilde{t}_2\bar{\tilde{t}}_2 \end{aligned}$$

Ces mécanismes de production sont représentés par les diagrammes de Feynman (a) de la figure 1.1.

Les sections efficaces de production du stop dépendent fortement de la masse du stop, à tel point que la fusion de gluons est dominante à basses masses de stop et s'atténue pour des masses de stop croissantes pour laisser place à presque 100% d'annihilation de quark-antiquark pour des masses de stop de 300 GeV, comme le montre le tableau 1.4 [15].

$m_{\tilde{t}_1}$ (GeV)	$(gg : q\bar{q})_{\text{TeV}}$ (%)	$(gg : q\bar{q})_{\text{LHC}}$ (%)
70	69 : 31	96 : 4
110	46 : 54	95 : 5
150	29 : 71	94 : 6
190	19 : 81	92 : 8
230	12 : 88	91 : 9
270	8 : 92	89 : 11
310	6 : 94	88 : 12

TAB. 1.4 – Proportion des événements $\tilde{t}\bar{\tilde{t}}$ produits soit par fusion de gluons soit par annihilation de quarks à l'ordre le plus bas auprès du TeVatron (collisionneur $p\bar{p}$) et ceci en fonction de la masse du stop. À titre de comparaison, sont aussi présentées ces mêmes proportions pour le futur collisionneur pp du CERN, le LHC, [15].

¹valeurs propres de masse identiques car la production de paires mixtes $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_2$ ou $\tilde{t}_2\bar{\tilde{t}}_1$ sont interdites à l'ordre de l'arbre de la QCD car les vertex $g\tilde{t}\tilde{t}$ et $g\tilde{g}\tilde{t}\tilde{t}$ sont diagonaux dans les bases des états propres chiraux et de masse.

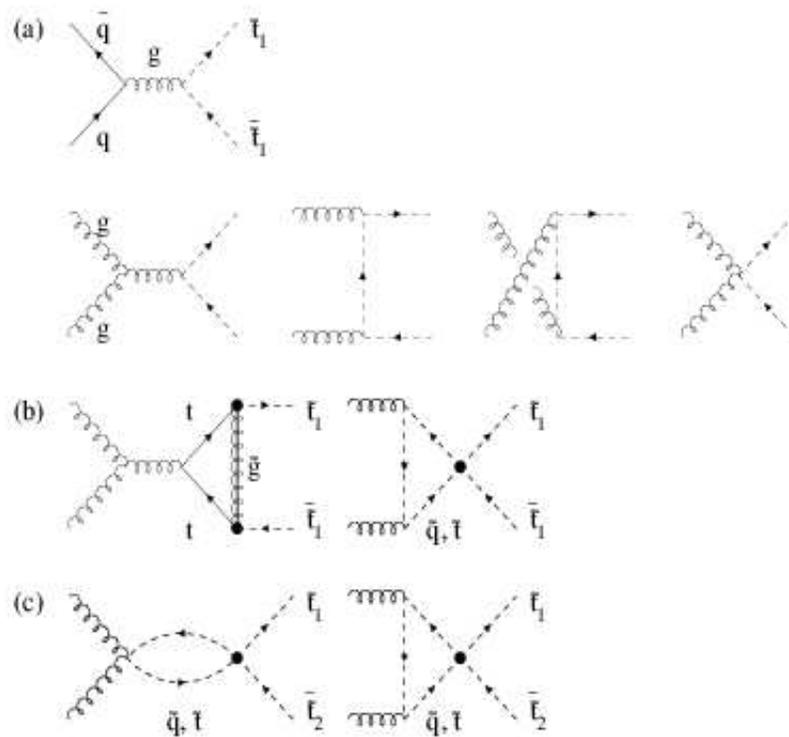


FIG. 1.1 – Diagrammes de production du stop au TeVatron. (a) et (b) concerne la production de paires de quarks diagonales et (c) non diagonales (ou mixtes).

Le passage de l'ordre le plus bas de la QCD supersymétrique (LO) à l'ordre suivant (NLO) se fait par la considération des échanges et émissions de gluons et gluinos réels ou bien virtuels ((b) et (c) de la figure 1.1). C'est à partir de cet ordre que sont produits des *stop* non diagonaux par fusion de gluons, $gg \rightarrow \tilde{t}_1 \tilde{t}_2 + \tilde{t}_1 \tilde{t}_2$, ce que nous n'aborderons pas dans cet exposé.

À cet ordre, il se trouve que les corrections SUSY sont assez faibles de sorte que la section efficace ne dépend toujours pratiquement que de la masse du *stop*¹. En effet, les autres paramètres supersymétriques n'ont qu'un effet limité, comme les masses des gluinos et des squarks des deux premières générations à cause de leurs grandes valeurs ou bien l'angle de mélange $\theta_{\tilde{t}}$ puisqu'il n'intervient qu'à travers des corrections impliquant les couplages $\tilde{t}\tilde{t}g$ et dans les couplages à quatre squarks. Leurs effets sur la section efficace ont été quantifiés comme étant de l'ordre de 1% [16].

C'est à l'ordre NLO qu'a été calculée la section efficace utilisée tout au long de l'analyse décrite dans le chapitre 3. Elle l'a été grâce au programme PROSPINO [17] pour une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV avec une paramétrisation de densité de partons CTEQ5L. L'incertitude due au choix de cette paramétrisation est dans ce cas relativement faible et bien contrôlée puisque les paramétrisations des quarks entrants en jeu dans l'annihilation, processus dominant pour les masses de *stop* considérées, sont bien contraintes. L'incertitude d'échelle de renormalisation et de factorisation² μ , constitue quant à elle l'incertitude principale sur la section efficace de production du *stop*. Elle a été déterminée par la variation de μ autour de la valeur centrale $\mu = m_{\tilde{t}_1}$ utilisée pour le calcul de celle-ci. La figure 1.2 montre les résultats obtenus en fonction de la masse du *stop*. En faisant varier μ de $2m_{\tilde{t}_1}$ à $m_{\tilde{t}_1}/2$ la section efficace LO varie de 100% alors qu'au NLO elle varie d'environ 10%. Cela donne une bonne idée de l'incertitude théorique due aux diagrammes non calculés. Cette incertitude est prise en compte dans l'analyse décrite dans la section 3.5.

1.3.3 Les désintégrations du *stop* et contraintes auprès des collisionneurs

1.3.3.1 Identité de la LSP

Si l'on fait le choix de la conservation de la R-parité (voir 1.2.3), on a vu que la superparticule la plus légère est stable. Seulement pour connaître les modes de

¹pour ainsi dire ne dépend que des masses des "objets sortants" et de plus sans distinction entre \tilde{t}_1 et \tilde{t}_2 .

²dans l'hypothèse où ces deux échelles de renormalisation, μ_R et de factorisation, μ_f ont été identifiées et posées égales à μ , différent bien sûr du μ lié aux Higgs supersymétriques.

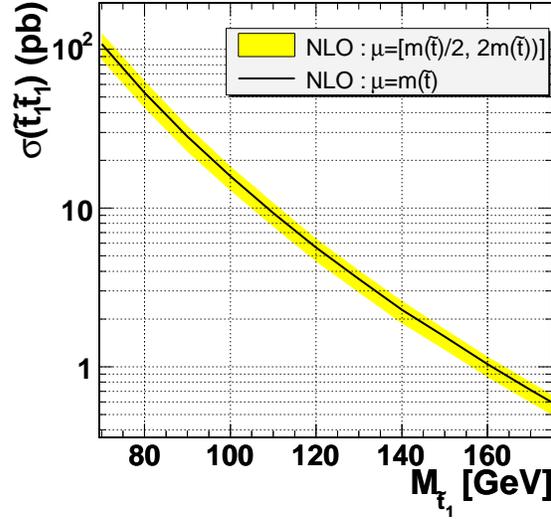


FIG. 1.2 – Section efficace totale de production $p\bar{p} \rightarrow \tilde{t}_1 \bar{\tilde{t}}_1$ en fonction de la masse $m_{\tilde{t}_1}$ à l'ordre NLO et ceci pour trois choix d'échelle de renormalisation.

désintégrations du stop, il est avant tout nécessaire de connaître l'identité de cette particule (LSP).

On peut déjà faire le constat qu'une superparticule chargée ou colorée ayant une masse de l'ordre $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$ aurait déjà dû être détectée¹, écartant ainsi la piste des charginos, des sleptons chargés de même que des gluinos et des squarks si ces derniers s'hadronisent (ce qui n'est pas sûr ; mais nous ferons la supposition qu'il en est ainsi). Il reste alors deux candidats : le neutralino, $\tilde{\chi}_1^0$, et le sneutrino, $\tilde{\nu}_{e,\mu,\tau}$. Le choix de l'une ou l'autre n'est pas fondamental² si l'on fait l'hypothèse que l'une est la LSP et l'autre la NLSP (deuxième *s*particule la plus légère). En effet, on aura soit $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{\nu} + X$ soit $\tilde{\nu} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + \nu$, qui sont deux processus indiscernables au TeVatron.

¹ par des arguments de cosmologie en combinaison avec les limites sur les abondances d'atomes présentant des anomalies dans leur rapport charge/masse [18].

²même si beaucoup d'arguments portent à croire que le sneutrino ne peut être la LSP [19].

Les parties suivantes sont basées sur les références [20, 21].

1.3.3.2 2 corps

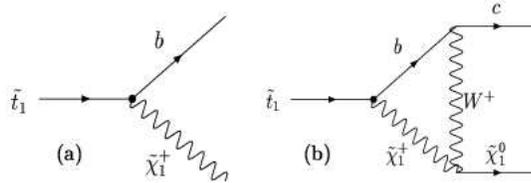


FIG. 1.3 – Diagrammes de désintégration du stop en 2 corps.

Le cas d'un stop plus lourd que son partenaire MS le Top, ne pouvant réa-
 liser pas faire l'objet d'une étude au TeVatron actuellement, la désintégration
 $\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ est exclue de facto des possibles désintégrations à prendre en compte. Par
 contre, $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ ((a) de la figure 1.3) est envisageable dans la mesure où elle est
 cinématiquement possible, soit si $m_{\tilde{t}_1} > m_b + m_{\tilde{\chi}_1^+}$. Seulement les limites élevées
 sur la masse du $\tilde{\chi}_1^+$ obtenues au LEP, $m_{\tilde{\chi}_1^+} \geq 94$ GeV [22–25], et les performances
 du TeVatron ne laissent qu'une fenêtre étroite pour la recherche du stop dans ce
 canal.

Cette masse élevée du chargino n'a permis aucune recherche dans ce canal
 au LEP et les recherches au TeVatron¹ n'ont permis d'obtenir des limites sur les
 sections efficaces de production du stop qu'en deçà des sections efficaces théoriques.

Si ce dernier est cinématiquement interdit la désintégration en 2 corps $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$
 ((b) de la figure 1.3) est alors ouverte. Cependant elle n'est permise qu'à l'ordre
 $\mathcal{O}(\alpha^3)$ par un diagramme en boucle où le changement de saveur s'effectue par
 courant chargé par l'échange d'un boson W^+ virtuel. Pour cette raison ce mode
 est fortement supprimé. De plus, outre le fait que ce mode de désintégration ait
 été déjà largement exploré [22–25], de récentes études théoriques [20, 21] tendent à
 montrer qu'il n'est pas, pour les masses de stop accessibles au TeVatron, le mode
 dominant surtout dans le cadre du MSSM. Plus encore, ces études favorisent les
 désintégrations en 3 corps.

L'état des lieux de la recherche du stop dans ce mode de désintégration est
 présenté sur la figure 1.4.

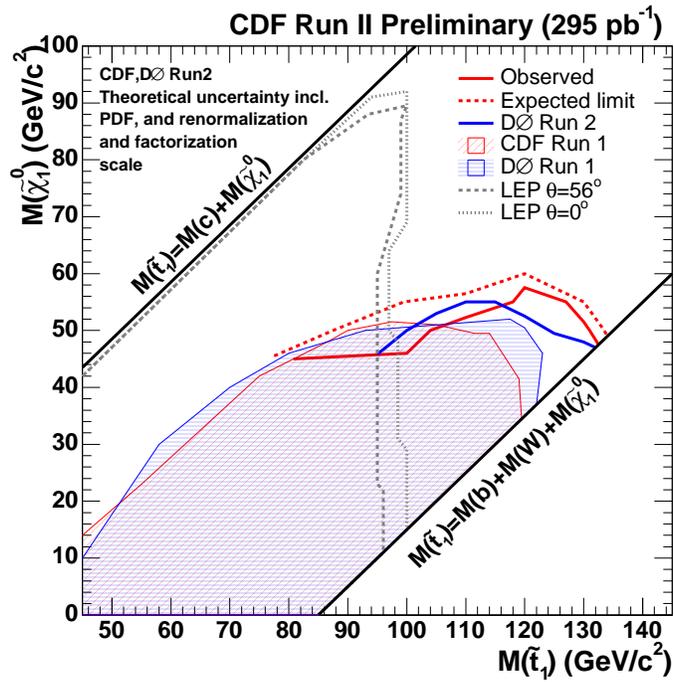


FIG. 1.4 – État des lieux de la recherche du stop en 2 corps dans le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$.

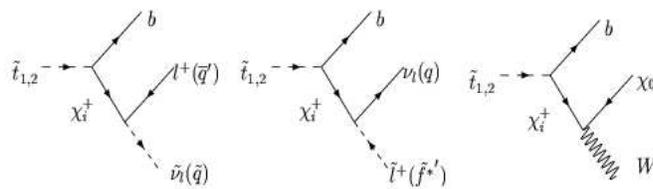


FIG. 1.5 – Diagrammes de désintégration du stop en 3 corps.

1.3.3.3 3 corps

On vient de le voir, les conditions $m_{\tilde{t}_1} \leq t$, $m_{\tilde{t}_1} < m_b + m_{\tilde{\chi}_1^+}$ et la nécessité de diagrammes à boucle font que les désintégrations en 2 corps sont défavorisées voire supprimées. Les désintégrations en 3 corps, $\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\tilde{\nu}$, $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{l}^+\nu$, $\tilde{t}_1 \rightarrow bH^+\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{t}_1 \rightarrow bW\tilde{\chi}_1^0$ sont alors favorisées et en concurrence.

Etant données les limites sur la masse du Higgs supersymétrique chargé, $m_{H^+} \geq 120$ GeV [26, 27], et les limites sur la masse du neutralino le plus léger, $m_{\tilde{\chi}_1^0} \geq 46$ GeV¹ [22–25], les masses de stop à explorer pour étudier le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow bH^+\tilde{\chi}_1^0$ sont hors de portée au TeVatron.

Aussi à cause des limites hautes posées sur les masses des sleptons, $m_{\tilde{e}} \geq 73$ GeV, $m_{\tilde{\mu}} \geq 94$ GeV et $m_{\tilde{\tau}} \geq 82$ GeV [22–25] le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{l}^+\nu$ (figure 1.5 au centre) est largement défavorisé par rapport au canal $\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\tilde{\nu}$ puisque la limite sur la masse des sneutrinos n'est que de 45 GeV [22–25].

Les deux canaux restant, $\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\tilde{\nu}$ et $\tilde{t}_1 \rightarrow bW\tilde{\chi}_1^0$, sont donc envisageables. Si la masse du sneutrino est de l'ordre de celle du W, le canal $bl^+\tilde{\nu}$ (figure 1.5 à gauche) dominera sinon, si elle est supérieure, ce sera le canal $bW\tilde{\chi}_1^0$ (figure 1.5 à droite) qui dominera. Seulement, une récente étude de faisabilité [29] a montré que la désintégration du stop avec le scénario d'échange de boson W a un potentiel de découverte limitée au RunII au TeVatron.

L'état des lieux de la recherche du stop dans ce mode de désintégration avant l'analyse décrite plus loin est présenté sur la figure 1.6.

1.3.3.4 4 corps

Enfin, il existe une dernière possibilité de désintégration du stop et cette fois-ci en 4 corps : un quark b, un neutralino et deux fermions $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0 f \bar{f}'$ dont les différents cas de figure sont représentés sur la figure 1.7. Cependant, ce dernier n'est présent que lorsque la désintégration en 3 corps est cinématiquement impossible² et ceci en coïncidence avec la condition $m_{\tilde{t}_1} < m_b + m_{\tilde{\chi}_1^+}$. De plus, ce mode n'intervient qu'au travers de diagrammes à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha^3)$ tout comme le mode $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$.

Cette désintégration peut donc être compétitive avec celle à deux corps précédemment évoquée mais pas avec les désintégrations à 3 corps si celles-ci sont cinématiquement autorisée.

¹effectuée pour des masses de chargino exclues par le LEP, 47 GeV pour DØ et 90 GeV pour CDF.

¹même si ceci n'est pas partout vrai dans le MSSM mais uniquement dans le contexte d'une relation SUGRA entre les masses des jauginos M_1 et M_2 qui donne à l'échelle électrofaible $M_1 \sim 0.5 \cdot M_2$. En fait, sans cette relation SUGRA la limite sur le neutralino peut descendre jusqu'à 6 GeV [28]. Malgré tout, la limite sur la masse du Higgs chargé est à elle seule un argument suffisamment fort pour la suppression de ce canal aux énergies accessibles actuellement.

²lorsque les sleptons ou les sneutrinos sont lourds.

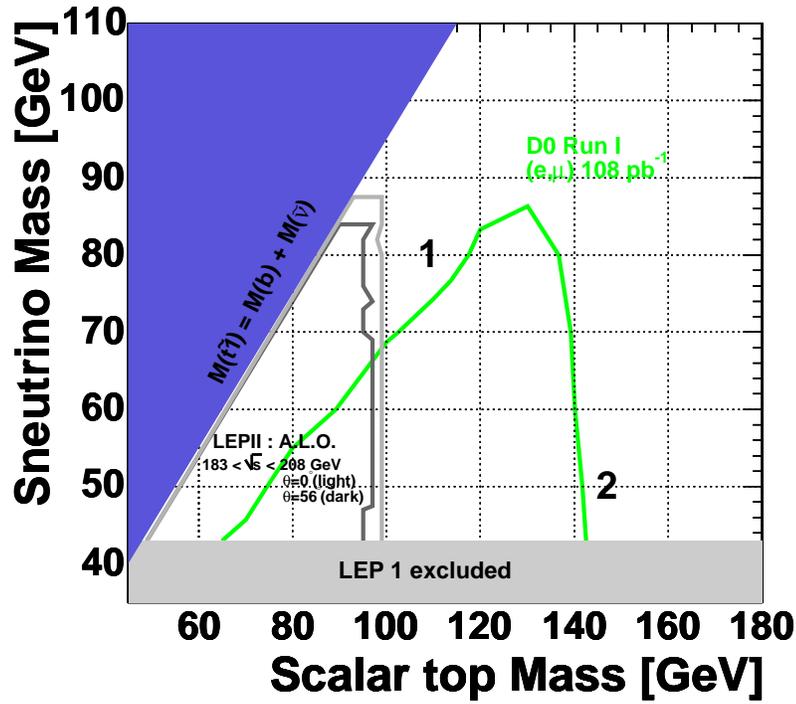


FIG. 1.6 – État des lieux de la recherche du stop en 3 corps dans le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\tilde{\nu}$. Les exclusions jusqu'alors effectuées sur la masse du stop dans ce mode de désintégration, font apparaître deux zones non explorées, notées 1 et 2, qui se distinguent par leur $\Delta m = m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\nu}_1}$, faible (30 GeV) pour le point 1 et importante (~ 100 GeV) pour le point 2. Ces deux zones constitueront les points de repère dans l'analyse.

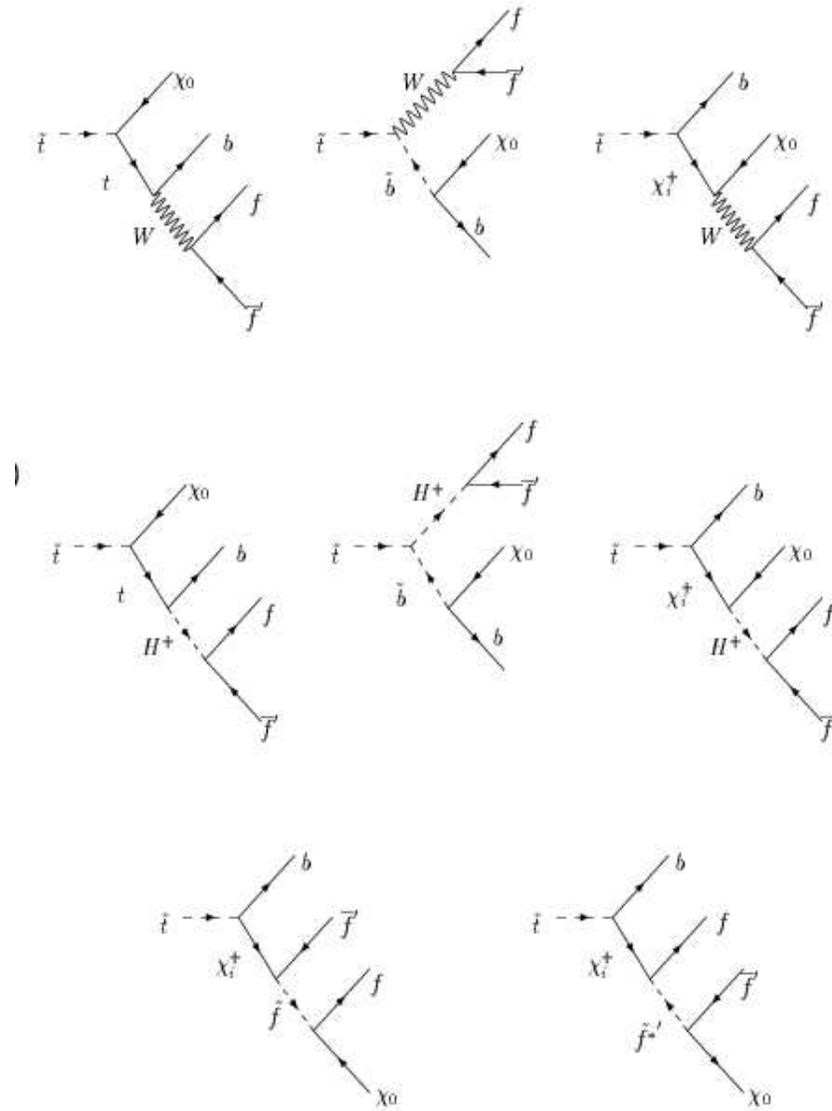


FIG. 1.7 – Diagrammes de désintégration du stop en 4 corps.

Toutes les considérations au sujet des désintégrations en 2 et 4 corps, ajoutées à celles avancées pour les désintégrations en 3 corps, font du mode $\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\tilde{\nu}$ le mode privilégiée pour la recherche du stop au TeVatron avec les données du RunIIa. C'est donc dans ce mode que sera effectuée l'analyse décrite plus loin.

Résumé

Le **Modèle Standard** de la physique des particules est un modèle très prédictif et qui décrit fort bien les particules connues ainsi que leurs interactions. Seulement, même si toutes les mesures expérimentales sont en accord avec ses prédictions, des arguments profonds permettent aussi de penser que ce modèle ne serait qu'effectif aux énergies accessibles aujourd'hui.

Parmi toutes les théories en concurrence, la **supersymétrie** est l'extension la plus naturelle de la symétrie sur laquelle est fondé le Modèle Standard, et de surcroît, elle résout de nombreuses questions laissées ouvertes par ce dernier.

À basse énergie, elle pourrait consister en une extension du Modèle Standard, le **Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM)** qui prédit l'existence à chacune des particules existante du MS un et un seul partenaire supersymétrique. Même si le nombre élevé de paramètres libres décrivant ce modèle reste un problème, il a pourtant été choisi pour constituer le cadre de la recherche du partenaire supersymétrique du top, le stop, puisqu'il offre encore une large fenêtre pour la recherche des squarks au TeVatron.

Cette recherche, pour des raisons de potentialité au TeVatron, a été faite au travers de sa désintégration en 3 corps $\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\tilde{\nu}$ et supposant (non pas sans fondements) que le neutralino ou le sneutrino est la particule supersymétrique la plus légère (LSP). Des explorations passées au LEP ou au TeVatron RunI, figure 1.6, se distinguent deux zones d'intérêts non étudiées sur lesquelles l'analyse sera concentrée : l'une où la différence de masse Δm entre le stop et le sneutrino est faible (repérée par le point $m_{\tilde{t}_1}/m_{\tilde{\nu}} = 110/80$ GeV) et l'autre où elle est importante (repérée par le point $m_{\tilde{t}_1}/m_{\tilde{\nu}} = 145/50$ GeV).

2

Accélérateur et détecteur

2.1 Complexe d'accélération et de collision

Le *Fermi National Laboratory* [30] crée en 1967 près de Chicago (États-Unis), est un laboratoire dédié à la physique des particules. On lui doit entre autre les découvertes du quark b en 1977 [31], et la première observation du neutrino tau en 2000 par l'expérience DONUT [32]. On y trouve aussi depuis 1988, l'accélérateur le plus puissant au monde, le TeVatron, dont la première phase de fonctionnement Run I (1988-1996) a permis la découverte du quark Top [33, 34] par les expériences généralistes $D\bar{O}$ et CDF, et dont la seconde phase Run II est en cours et s'achèvera en 2009.

Le Run I avait accumulé en 6 ans, 120 pb^{-1} de données avec une énergie dans le centre de masse de 1.8 TeV, alors que le Run II commencé en mars 2001 fonctionne avec une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV et a déjà recueilli 1.2 fb^{-1} de données durant sa première période Run IIa qui s'est achevée au début de l'année 2006. La transition jusqu'au début de la seconde période Run IIb en juillet 2006 aura permis d'optimiser aussi bien l'accélérateur que les détecteurs $D\bar{O}$ [35] et CDF [36] pour les hautes luminosités afin d'atteindre les 8 fb^{-1} prévus en fin de vie du TeVatron.

Nous allons décrire dans ce chapitre comment fonctionne le TeVatron, un collisionneur $p\bar{p}$, puis nous détaillerons ensuite les composantes et le fonctionnement du détecteur $D\bar{O}$ pour finir par la description de la calibration du calorimètre électromagnétique de ce détecteur.

Le système complet d'accélération des protons et antiprotons est représenté dans la figure 2.1

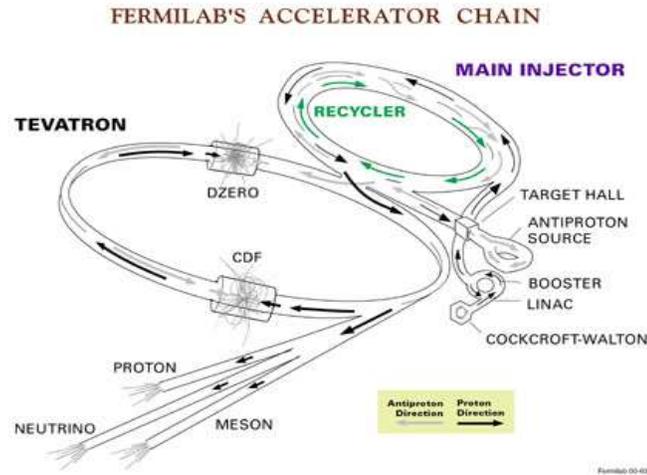


FIG. 2.1 – Le complexe d'accélérateurs de Fermilab.

2.1.1 Cycle des protons

Il s'agit dans un premier temps de créer un faisceau de proton puis de l'accélérer [37].

- Des atomes d'hydrogène sont pour cela introduits dans un accélérateur électrostatique **Cockroft-Walton** (figure 2.2) où ils sont ionisés puis les ions H^- qui en résultent sont accélérés jusqu'à une énergie de 750 KeV.
- Ces ions sont ensuite envoyés dans le **Linac**, accélérateur linéaire de 130 m, qui grâce à ses cavités radio-fréquences¹ hisse l'énergie du faisceau de 0.75 MeV à 400 MeV.
- Cette énergie atteinte, le faisceau de H^- est passé au travers d'une feuille de carbone, créant ainsi un faisceau de protons qui à son tour est injecté dans le **booster**, un synchrotron de 475 m de circonférence. Ses 17 cavités radio-fréquences de 1 GHz et des champs magnétiques permettent une accélération de 0.5 MeV/tour. En 25 ms soit l'équivalent d'environ 16000 tours, les protons acquièrent une énergie de 8 GeV.
- Les protons sont alors envoyés dans l'injecteur principal (**Main Injector**) où ils sont accélérés à une énergie de 150 GeV mais aussi où ils sont regroupés en paquets de $3 \cdot 10^{11}$ avant d'être injectés dans le Tevatron.

¹d'un pouvoir d'accélération de 3 MeV/m.

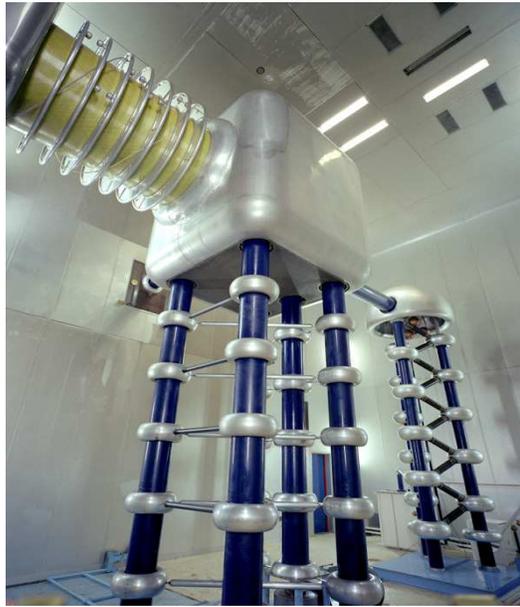


FIG. 2.2 – Photo de l'accélérateur statique Cockcroft-Walton.

2.1.2 Cycle des antiprotons

Les antiprotons sont quant à eux créés à partir d'une partie des protons accumulés dans l'injecteur principal.

En effet, une fois le faisceau de protons de 150 GeV injecté dans le TeVatron, un autre faisceau de protons est introduit dans le l'injecteur principal qui lui est accéléré de 8 GeV à 120 GeV. Ce faisceau est ensuite projeté sur une cible de nickel pour provoquer la création d'antiprotons et ceci avec un facteur de production de 1 antiproton pour 10^5 protons. Cette faible efficacité est d'ailleurs le principal facteur limitant à l'augmentation de la luminosité du TeVatron.

Cependant les antiprotons, qui ont à ce stade une énergie moyenne d'environ 8 GeV, sont très dispersés en énergie et en direction. C'est là qu'intervient le **Debuncher**, un accélérateur triangulaire, pour réduire ces dispersions. Les cavités radio-fréquences qui le constituent permettent en effet d'obtenir un faisceau d'énergie continue égale à 8 GeV et étalé dans le temps, tandis qu'un processus de refroidissement stochastique permet quant à lui de supprimer les dispersions transversales du faisceau, après quoi ils sont stockés dans l'**accumulateur**. Notons qu'il faut environ 8 heures pour produire un faisceau de l'ordre de 10^{12} antiprotons.

Une fois cet intensité atteinte, ils sont envoyés dans le **Recycler**, synchrotron situé dans le même tunnel que l'injecteur principal, et qui permet leur stockage à plus long terme ou la récupération de ceux non utilisés après une période de

collision ceci afin de permettre l'augmentation de la luminosité¹. De plus au cours de l'année 2005, une technique de refroidissement par un faisceau d'électrons monocinétiques a été adoptée dans le recycleur afin de mieux "refroidir" le faisceau d'antiprotons, assurant là encore une augmentation de la luminosité.

L'étape suivante est l'injection dans le Main Injector pour accélérer le faisceau d'antiprotons à une énergie de 150 GeV puis le transfert dans le TeVatron.

2.1.3 Le TeVatron

L'accélération finale est effectuée dans un collisionneur synchrotron de 6.28 km de circonférence, le **TeVatron**. Les protons et les antiprotons qui y tournent en sens inverse, y sont accélérés de 150 GeV à 980 GeV et se croisent entre autres aux points BØ (CDF) et DØ. Pour cela, 772 aimants supraconducteurs refroidis à 4.3 K et produisant un champ magnétique maximal de 4.3 T ainsi que 180 quadrupôles et 8 radio-fréquences sont disposés tout autour de l'anneau. Enfin, les faisceaux sont constitués de 36 paquets séparés de 396 ns et répartis en 3 super-paquets de 12 paquets séparés eux de 2.6 μs (figure 2.3).

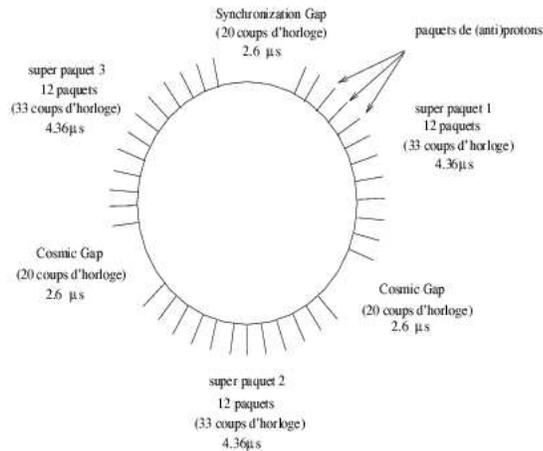


FIG. 2.3 – Schéma résumant l'organisation des paquets et superpaquets dans le TeVatron.

¹quelle soit instantanée ou intégrée, puisque rappelons les principaux facteurs limitant de l'augmentation de la luminosité, sont le nombre d'antiprotons disponibles mais aussi la rapidité avec laquelle on peut en disposer.

2.2 Le détecteur DØ du Run II

L'expérience DØ est une expérience généraliste dont l'architecture a été optimisée pour l'étude des phénomènes à grandes impulsions transverses. Son détecteur (figure 2.4), un cylindre d'axe coïncidant avec le tube à vide où circulent les faisceaux, est globalement constitué de trois sous-systèmes, un détecteur de traces au plus près des faisceaux, un calorimètre à argon liquide puis au plus loin des faisceaux un spectromètre à muons, chacun d'eux étant composé d'une partie centrale (orientée parallèlement aux faisceaux) et des parties avant et arrière (orientées orthogonalement aux faisceaux).

Cette partie est essentiellement basée sur les références [38, 39].

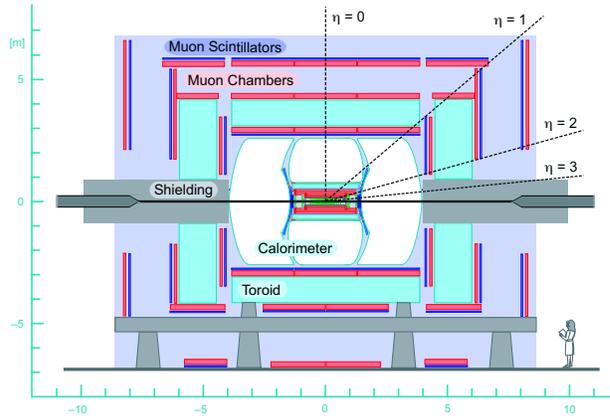


FIG. 2.4 – Schéma du détecteur DØ en coupe longitudinale.

Avant d'entrer dans la description de chacun de ces sous détecteurs, il n'est pas inutile de disposer de quelques repères.

Chaque point du détecteur est repéré par ses coordonnées dans le système orthonormé direct $\{x, y, z\}$, d'origine le centre du détecteur et pour axe privilégié, l'axe z choisi comme étant en coïncidence avec l'axe des faisceaux et orienté dans le sens de circulation des protons. L'axe x est quant à lui l'axe horizontal orienté vers le centre de l'accélérateur et l'axe y est l'axe vertical orienté vers le haut.

Le repère de coordonnées cylindriques $\{r, \theta, \phi\}$ est aussi utilisé. Son origine n'est plus le centre du détecteur mais plutôt le point d'interaction (vertex), r est la distance à l'axe z dans le plan $\{x, y\}$ et θ et ϕ les angles polaire et azimutal. Cependant, au lieu de l'angle polaire on préfère utiliser la pseudo-rapacité $\eta = \eta_{phys}$ (figure 2.4),

$$\eta = -\ln\left(\tan \frac{\theta}{2}\right) \quad (2.1)$$

qui dans l'approximation $m \ll P^1$ peut être identifiée à la rapidité qui est un invariant de Lorentz :

$$r = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + P_z}{E - P_z}\right) \quad (2.2)$$

Cette pseudo-rapidité, lorsqu'elle sera calculée par rapport au centre du détecteur, sera notée η_{det} .

Une autre quantité largement utilisée, est l'**impulsion transverse** (p_T) d'une particule, projection de sa quantité de mouvement dans le plan $\{x, y\}$. Cette quantité est utile pour parvenir à faire le bilan entre l'état initial $p\bar{p}$ et l'état final observé dans le détecteur. En effet, les quarks initiaux constituant les protons et antiprotons n'entrent pas tous en collision, de sorte que les quarks spectateurs échappent à toute détection rendant tout bilan énergétique impossible. Par contre, l'état initial étant caractérisé par une impulsion transverse nulle², l'obtention d'une impulsion transverse finale non nulle permettra de caractériser la présence d'une particule non détectée, comme par exemple un neutrino.

La figure 2.4 schématise le détecteur DØ dans une vue en coupe. On y voit tous les sous-détecteurs qui vont être décrits dans ce qui suit par ordre de leur traversée par une particule provenant du point d'interaction.

2.2.1 Détecteur de traces

Ce détecteur (figure 2.5), le premier sur le trajet des particules, est composé de deux sous-détecteurs : le SMT, un détecteur de vertex en silicium et le CFT, un détecteur à fibres scintillantes. Enfin, le tout est entouré d'un solénoïde délivrant un champ magnétique de 2 T.

2.2.1.1 Le détecteur de vertex, SMT

Bien qu'il participe à la mesure de l'impulsion des traces, le rôle premier du SMT est une mesure de précision³ de la position du vertex primaire, et de la distance de moindre approche de la trace à l'axe z ⁴.

Sa partie centrale qui s'étend jusqu'à $\eta_{det} = 2$, est composée de 6 tonneaux et de 12 disques de type F comme le montre la figure 2.6 :

- les tonneaux d'une longueur de 12 cm sont centrés sur le faisceau et sont composés de 4 couches distantes respectivement de 2.7, 4.5, 6.6 et 9.4 cm du

¹ m =masse et P =impulsion d'une particule donnée.

²puisque les quarks sont dans l'axe du faisceau, z .

³à 35 μm près.

⁴quantité utilisée pour l'identification des jets de quarks b et mesurée avec une précision de 15 μm dans le plan (r, ϕ) .

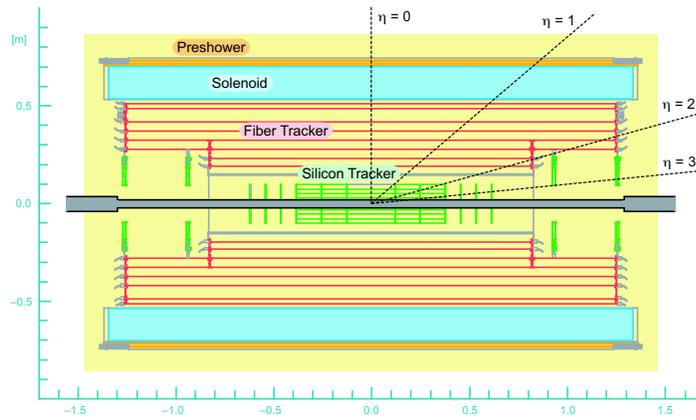


FIG. 2.5 – Vue en coupe du détecteur de traces (et plus) incluant les détecteurs SMT, CFT et le solénoïde.

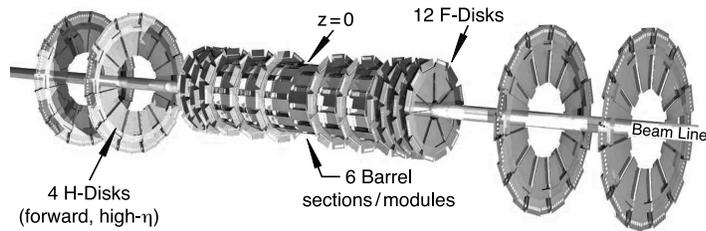


FIG. 2.6 – Vue tridimensionnelle du détecteur SMT. La zone compacte au centre est la partie centrale entourée des parties avant et arrière à gauche et à droite.

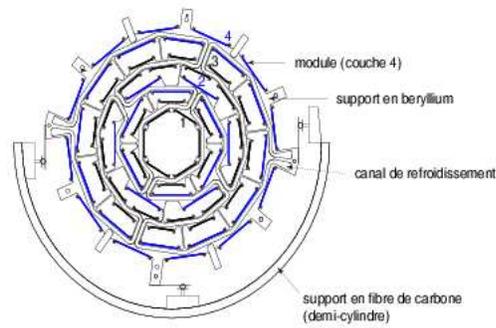


FIG. 2.7 – Schéma en coupe transverse d'un tonneau.

faisceau et sont elles-mêmes constituées de 2 sous-couches. Sur chacune de ces sous-couches on dénote la présence de modules contenant des capteurs micro-pistes en silicium simple ou double face et l'électronique de lecture de ces micro-pistes. On dénombre au total, 72 de ces modules par tonneau.

Les couches 2 et 4 de tous les tonneaux sont composés de modules double faces, de sorte que l'une des faces soit parallèle à l'axe z formant un angle stéréo de 2° avec l'autre face. Les couches 1 et 3 quant à elles diffèrent selon le tonneau que l'on considère : les modules de celles des 4 tonneaux les plus centraux sont double faces d'angle stéréo 90° , alors que pour les 2 tonneaux les plus externes leurs modules sont simple faces. Une vue en coupe d'un tonneau est présentée dans la figure 2.7.

- les disques F, tous identiques, 6 intercalés entre les tonneaux et 6 autres aux deux extrémités de la partie centrale, sont composés chacun de 12 modules double faces d'angle stéréo séparant ces deux faces égal à 30° . Leur rayon interne est de 2.6 cm, leur rayon externe de 10.5 cm et les deux plus externes sont situés à une distance de $z = \pm 54.8$ cm.

Le détecteur de vertex offre une couverture importante, jusqu'à $\eta_{det} = 3$, grâce à ses parties à l'avant et à l'arrière. Elles sont composées de 4 disques de type H, 2 pour chaque partie. Ces disques, bien plus imposant que ceux de type F, ont un rayon interne de 9.5 cm et un rayon externe de 26 cm et sont placés à ± 110 cm et ± 120 cm du centre du détecteur. Enfin chacun de ces disques est composé de 24 paires de modules simple face disposés dos-à-dos, avec un angle de 15° entre les deux pistes d'une même paire.

Le SMT est maintenu à une température inférieure à 5°C grâce à un mélange d'eau et d'éthylène à -10°C circulant dans les supports en béryllium des modules, et ceci afin de ralentir le vieillissement dû aux radiations.

2.2.1.2 Le détecteur à fibres scintillantes, CFT

Ce détecteur qui entoure le SMT, est constitué de 8 cylindres centrés sur le faisceau de diamètres compris entre 20 cm et 52 cm et refroidis à une température inférieure à 10 K . Les deux premiers cylindres ont une longueur de 1.66 m alors que les 6 suivants ont une longueur de 2.52 m conférant à ce détecteur une couverture jusqu'à $\eta_{det} = 2$.

Chacun des 8 cylindres est composé de 2 doublets de fibres, l'un étant orienté suivant l'axe des z , et l'autre formant un angle de 3° avec le précédent. Les fibres ont un diamètre de $835 \mu\text{m}$ et sont au nombre de 256 par doublet soit un total d'environ 76800 fibres pour tout le détecteur. Ces dernières, constituées d'un mélange comprenant essentiellement du polystyrène, émettent des photons d'une longueur d'onde de 530 nm lorsqu'elles sont traversées par des particules, photons ensuite guidés jusqu'à des Photo-Compteurs de Lumière Visible (VLPC) qui produisent une charge proportionnelle au nombre de photons incidents. Grâce à ce dispositif on peut reconstruire la position des traces avec une efficacité proche de 99% et avec une précision de $100 \mu\text{m}$. Il a l'avantage d'être suffisamment rapide pour pouvoir être utilisé au niveau du déclenchement.

Enfin, même si la résolution du SMT est relativement bonne et surtout meilleure que celle du CFT, l'utilisation des deux détecteurs permet un gain de résolution.

2.2.1.3 L'aimant solénoïdal

Pour compléter le complexe de détection de traces que constituent le SMT et le CFT, un aimant solénoïdal (cf. fig. 2.15) vient entourer ces derniers afin de les plonger dans un champ magnétique uniforme¹ de 2 T parallèle à l'axe z . C'est un aimant supraconducteur qui nécessite donc d'être refroidi à une température de 10 K pour fonctionner.

Ce champ à pour conséquence de courber les trajectoires des particules chargées permettant ainsi de mesurer leur impulsion transverse.

Cependant, il présente des inconvénients. Aucun dispositif n'est prévu pour permettre le retour du champ et par conséquent celui-ci s'effectue dans le calorimètre voire dans le toroïde. En outre, à cause de sa composition, son épaisseur est équivalente à 0.8 longueurs de radiation X_0 , et l'aimant peut être à l'origine de la création de gerbes électromagnétiques avant le calorimètre. Pour cette raison, des détecteurs de pied de gerbes sont installés entre l'aimant et le calorimètre.

¹à 0.5% près

2.2.2 Détecteur de pied de gerbes

Ce détecteur a pour but de compléter et d'affiner l'information obtenue grâce au calorimètre. En effet, il joue le double rôle de détecteur de traces et de détecteur calorimétrique et permet à ce titre de distinguer un électron d'un photon, et de plus vu son emplacement devant le calorimètre et son temps de réaction court il peut être utilisé dès le niveau 1 du déclenchement. Enfin il permet de corriger l'information du calorimètre concernant les pertes d'énergie des particules dans leur parcours antérieur (SMT+CFT+solénoïde+câblage).

Il est partagé en une partie centrale, le CPS (*Central PreShower*) et des parties avant et arrière, FPS (*Forward PreShower*) et est constitué de pistes de fibres scintillantes.

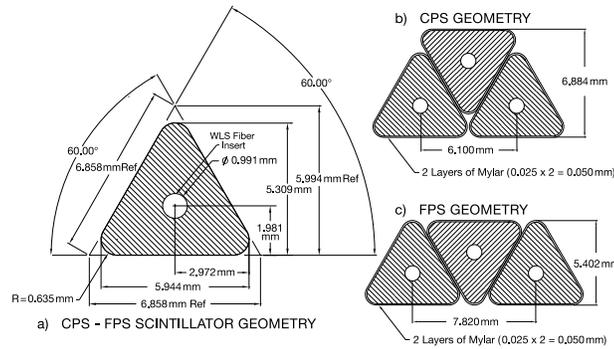


FIG. 2.8 – Illustration de la géométrie triangulaire des scintillateurs du CPS et du FPS.

Le CPS se situe entre le solénoïde et le calorimètre et couvre la région $|\eta_{det}| < 1.3$ et est composé de 3 couches de pistes à fibres scintillantes, l'une orientée suivant l'axe z et les deux autres formant un angle stéréo de $\pm 23^\circ$ avec cet axe. Ces pistes ont une forme triangulaire (figure 2.8) dans le plan (r, ϕ) évitant ainsi au maximum les zones mortes de détection.

Les FPS sont fixés sur les bouchons du calorimètre, couvrant ainsi les régions $1.5 < |\eta_{det}| < 2.5$. Ils sont composés de deux doublets de pistes à fibres scintillantes (elles aussi de forme triangulaire, figure 2.8) séparées par un absorbeur de plomb/acier.

Le CPS et les FPS, comptent au total près de 29000 voies de lecture identiques à celles utilisées pour le CFT (guide d'onde+VLPC).

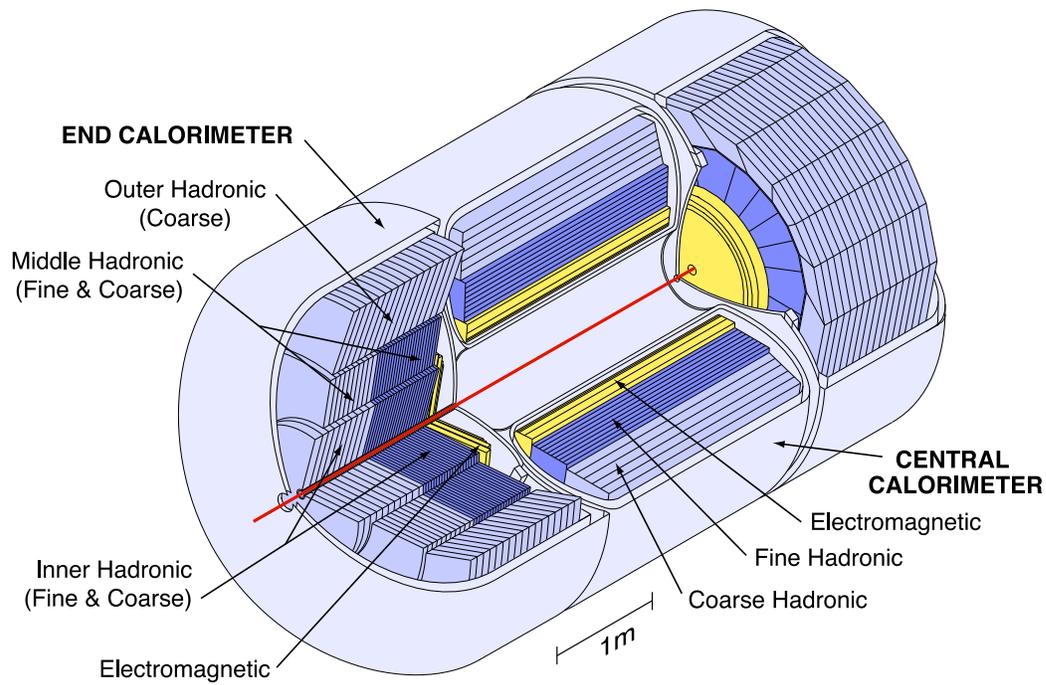


FIG. 2.9 – Vue tridimensionnelle du calorimètre où apparaissent le CC et les deux bouchons ECN, ECS ainsi que les différentes couches EM, FH et CH.

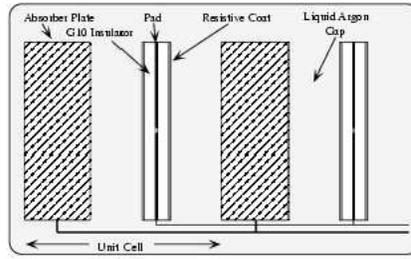


FIG. 2.10 – Représentation typique d’une cellule du calorimètre.

2.2.3 Calorimètre

Le rôle du calorimètre est de mesurer l’énergie déposée par les gerbes créées par les particules qui le traversent ainsi que de les localiser. On s’en sert donc pour identifier les électrons, les photons et les jets mais aussi les taus et de façon indirecte les muons et les neutrinos.

Il est composé de 3 parties, une centrale (*Central Calorimeter*, CC), et des parties avant et arrière (*Endcap Calorimeter North, South ECN*, ECS) aussi appelées bouchons. Le calorimètre central est composé de 8 couches, les quatre premières constituant la partie électromagnétique (EM) du calorimètre, les 3 suivantes la partie hadronique fine (FH) et la dernière la partie hadronique grossière (CH). Les bouchons sont quant à eux composés de 9 couches car la partie hadronique fine y est composée de 4 couches. Voir la figure 2.9 pour une représentation schématique du calorimètre.

Ses couches sont toutes constituées de succession de cellules (fig. 2.10), unité de base du calorimètre qui contiennent une plaque d’absorbeur dont l’épaisseur et la nature varient en fonction de la position dans le calorimètre, et une électrode baignant dans de l’argon liquide maintenu par des systèmes cryogéniques à une température de 78 K. C’est le principe d’un calorimètre à échantillonnage, composé d’une succession d’éléments passifs (absorbeur) et d’éléments actifs (argon+électrode), qui a l’avantage d’être stable dans le temps et résistant aux radiations.

Ces cellules sont organisées en tours, qui elles sont les unités de base de la reconstruction des objets. Elles sont constituées des cellules ayant les mêmes η_{det} et ϕ selon une géométrie pseudo-projective : les centres des cellules d’une même tour sont alignés et pointent vers le centre du détecteur.

2.2.3.1 Calorimètre central

La partie central permet une couverture jusqu’à $|\eta_{det}| < 1.1$ et les cellules des quatre couches EM y ont des absorbeurs d’uranium appauvri de 3 mm d’épaisseur.

La granularité en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ des couches EM1, EM2 et EM4 est de 0.1×0.1 , alors que celle de EM3 est de 0.05×0.05 . Ceci est dû au fait que le maximum d'une gerbe créée dans le calorimètre se situe au niveau de la couche EM3. Il se trouve que le rajout du dispositif de détection de traces (SMT+CFT+solénoïde) par rapport au Run I a déplacé ce maximum vers les couches EM1 et EM2 pour le Run II.

Les cellules des trois couches hadroniques fines ont des absorbeurs d'uranium appauvri/niobium de 6 mm d'épaisseur alors que celles de la couche hadronique grossière ont des absorbeurs en cuivre de 46.5 mm. Ces couches ont une granularité en η_{det} de 0.1×0.1 .

2.2.3.2 Calorimètres avant/arrière

Les bouchons permettent la couverture des régions $1.4 < |\eta_{det}| < 4.2$ et sont symétriques l'un de l'autre par rapport au calorimètre central. La granularité des couches EM est la même que dans la partie centrale excepté pour la troisième couche pour laquelle elle devient 0.1×0.1 pour $|\eta_{det}| > 2.6$. Ensuite, au-delà de $\eta_{det} > 3.2$ la granularité de toutes les couches est réduite à 0.2×0.2 . Les absorbeurs sont ici aussi en uranium appauvri, mais sont un peu plus épaisses, 4mm.

La partie hadronique est coupée en trois régions : les parties interne (IH), moyenne (MH) et externe (OH), les deux premières étant composées comme dans le calorimètre central d'une partie hadronique fine et d'une autre grossière, alors que dans la dernière il n'y a pas de partie fine.

Les absorbeurs sont toujours dans l'hadronique fin de l'uranium de 6 mm alors que dans l'hadronique grossier le cuivre a été changé en inox toujours de 46.5 mm.

2.2.3.3 Détecteurs inter-cryostats ICD

Ces détecteurs ont pour but de rendre le calorimètre le plus hermétique possible afin d'en améliorer les performances de mesure d'énergie. Ils se situent entre la partie centrale et les bouchons du calorimètre, et couvrent donc les régions $1.1 < |\eta_{det}| < 1.4$ non couvertes par le calorimètre. Ils sont constitués de couches de scintillateurs. Leur modélisation est présentée dans la figure 2.11.

2.2.3.4 Électronique de lecture

Notons que lors du passage de particules dans les différentes cellules du calorimètre, des charges sont créées dans l'argon liquide puis collectées par les électrodes formant alors un courant électrique qui est amplifié.

Une fois amplifié le courant est mis en forme puis le signal résultant est envoyé vers des éléments de stockage, les SCA (*Switch Capacitor Array*) relayées ensuite,

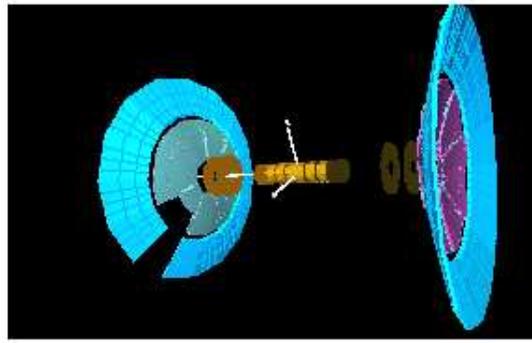


FIG. 2.11 – Modélisation des détecteurs inter-cryostats (coupoles). On aperçoit aussi les tonneaux et disques H du détecteur SMT.

dans le cas d'une décision positive du niveau 1, vers les BLS (*Base Line Subtractor*). Une carte BLS utilise comme référence le signal enregistré lors du croisement de faisceaux précédent (396 ns avant) pour soustraire la ligne de base.

Le signal est alors une fois de plus stocké dans des SCA dans l'attente d'une réponse positive cette fois-ci du niveau 2, après quoi il est envoyé vers les ADC (*Analogic Digital Converter*) pour numériser ce signal jusqu'alors analogique.

Concernant l'organisation "géométrique", les cartes ADC sont regroupées dans une structure appelée *Crate*. On dénombre 12 *crates* dans tout le calorimètre, 4 dans chacune de ses parties, CC, ECN et ECS, voir figure 2.12. Chaque *crate* regroupe 12 cartes ADC, et si l'on descend encore, chaque carte ADC traite l'information de 8 cartes BLS. Enfin une carte BLS traite deux paires de tours.

Les SCA étant sources de non-linéarités à bas courants [40], un système de calibration en-ligne permet de paramétrer ces non-linéarités pour qu'elles soient corrigées ensuite hors-ligne [41]. Une calibration en temps [41] est aussi effectuée pour améliorer la résolution en énergie du calorimètre.

2.2.3.5 Résolution

On paramétrise l'erreur sur la mesure de l'énergie σ_E , sa résolution, comme suit :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2 \quad (2.3)$$

où S (*sampling*) représente les fluctuations statistiques du nombre de charges collectées et dépend de la nature et de l'épaisseur des absorbeurs, N représente le bruit, dû à l'électronique et à la radioactivité de l'uranium, et enfin C , le terme

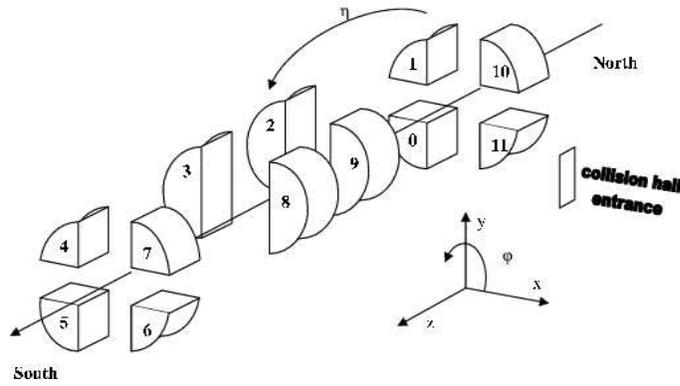


FIG. 2.12 – Représentation de l’organisation électronique en *crates* du calorimètre : en forme de quart de camembert, les *crates* des bouchons et en forme de demi camembert les *crates* du central.

constant, regroupe plusieurs sources d’erreur comme la non uniformité de l’électronique ou la non uniformité mécanique (variation de l’épaisseur des absorbeurs selon la position dans le calorimètre).

Pour le Run II aucune mesure de ces termes n’a pu être effectuée en faisceaux tests. Les valeurs utilisées sont des estimations basées sur les mesures faites au début du Run I (même calorimètre, mais pas de SMT, CFT et solénoïde devant et électronique changée) lors de tests en faisceaux [42] :

	Run I(électrons)	Run I(pions)	Run II(électrons)
S ($GeV^{\frac{1}{2}}$)	0.15	0.47	0.20
N (GeV)	0.14	[0,8.9]	0.13
C	0.003	0.045	0.04

TAB. 2.1 – Valeur des différents termes utilisés pour exprimer la résolution du calorimètre. Au Run I, ces valeurs ont été évaluées alors qu’au Run II elles sont une estimation basée sur les valeurs du Run I.

2.2.4 Détecteur à muons

Comme les neutrinos, les muons sont les seules particules à avoir un libre parcours moyen plus grand que le détecteur. Ces derniers déposant peu d’énergie dans le calorimètre, il suffit que les muons aient une énergie supérieure à environ 2.5 GeV pour atteindre le détecteur à muons.

Celui-ci est composé de trois sous-systèmes :

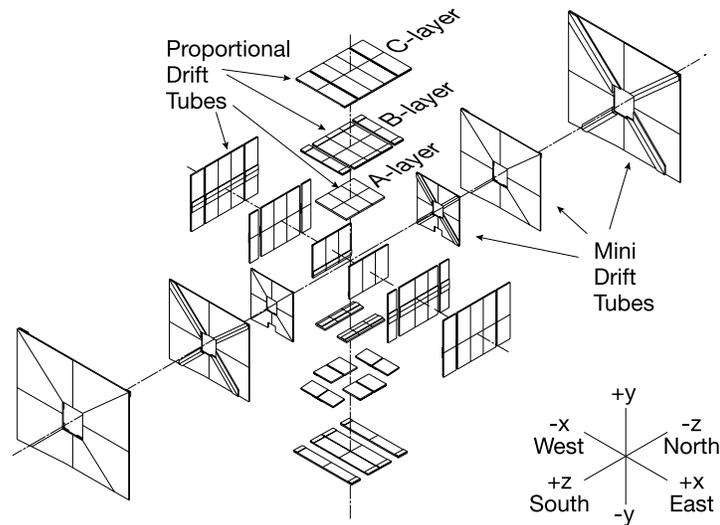


FIG. 2.13 – Système des chambres à fils du spectromètre à muons.

- Le WAMUS (*Wide Angle Muon Spectrometer*) est le détecteur central ($|\eta_{det}| < 1$). Il est constitué de chambres à dérive composées de tubes à dérive, les PDT (*Proportional Drift Tubes*), ainsi que de scintillateurs internes, dits compteurs $A\phi$, et externes, dits compteurs cosmiques.
- Le FAMUS (*Forward Angle Muon Spectrometer*) désigne les détecteurs avant/arrière ($1 < |\eta_{det}| < 2$). Il est aussi constitué de chambres à dérive contenant elles des MDT (*Mini Drift Tubes*) et de scintillateurs recouvrant les MDT.
- Un aimant toroïdal délivrant un champ magnétique de 1.8 T qui permet la détermination de l'impulsion des muons sans avoir recours au détecteurs de traces (SMT+CFT+solénoïde).

L'ensemble des chambres à dérive et des scintillateurs constitue le spectromètre à muons, représenté sur les figures 2.13 et 2.14.

2.2.4.1 Les PDT

Ce système de chambres à dérive est constitué de trois couches de chambres, une située devant l'aimant (couche A) et les deux autres derrière l'aimant (couches B et C notées BC dans ce qui suit) qui se divisent en 8 octants. Ces chambres à dérive sont en aluminium extrudé et ont une longueur de 2 m, une largeur de 1 m et une épaisseur de 20 cm.

Au centre des cellules se trouve une anode, un fil de $50 \mu\text{m}$ de diamètre en tungstène recouvert d'une pellicule d'or, et des cathodes sont placées en haut et en bas de chaque cellule. Les couches A et BC se différencient par la fait que l'une

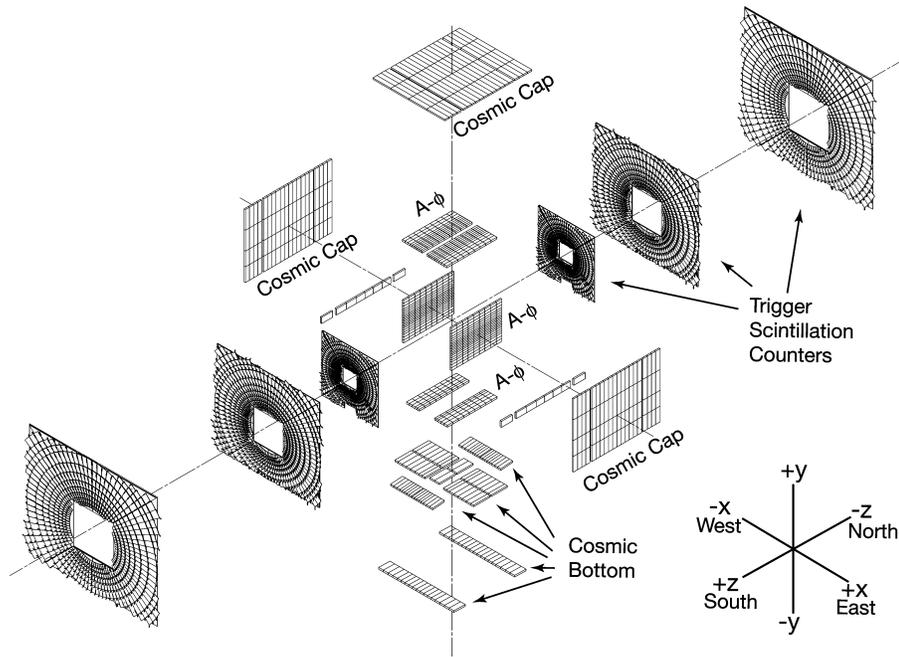


FIG. 2.14 – Système des scintillateurs du spectromètre à muons.

comporte 4 plans de fils quand les deux autres n'en comportent que 3.

Enfin ces PDT sont remplies d'un mélange gazeux de 80% d'argon, 10% de méthane et 10% de CF_4 . Le temps de dérive des électrons produits dans ce mélange jusqu'à l'anode est d'environ 500 ms, temps supérieur entre deux croisements de faisceaux, entraînant que les PDT ne jouent aucun rôle dans le système de déclenchement.

2.2.4.2 Les MDT

Comme les PDT, le système de chambres à dérive MDT est constitué de 3 couches A et BC disposées respectivement devant et derrière l'aimant et composées de 8 octants.

Il y a aussi 4 plans de fils pour la couche A et 3 pour les couches B et C. Le gaz utilisé est ici un mélange de 90% de CF_4 et 10% de CH_4 . Le temps de dérive maximal y est de 60 ns suffisamment court pour que les MDT soient utilisées dans le système de déclenchement.

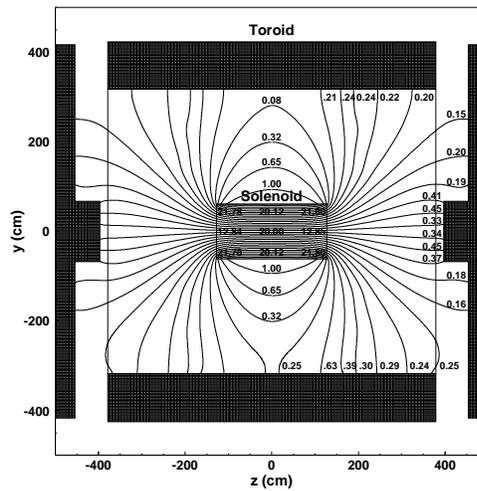


FIG. 2.15 – Représentation des lignes de champ magnétique créées par le couple d'aimants du détecteur $D\emptyset$, le solénoïde et le toroïde. Les valeurs des champs sont indiquées en kG (1 kG = 0.1 T)

2.2.4.3 Les scintillateurs

Il y a deux types de scintillateurs, ceux centraux appelés compteurs $A\phi$ ou cosmiques, et ceux à l'avant/arrière appelés pixels.

Les premiers sont situés entre le calorimètre et la couche A de chambre à dérive pour les compteurs $A\phi$ ou sur les quatre faces des chambres à fils à l'extérieur de la couche C pour les compteurs cosmiques. Il sont très utiles grâce à la rapidité de leur signal pour le déclenchement sachant que les PDT ont un temps de réaction beaucoup trop long pour en faire partie. Ces scintillateurs sont aussi utilisés pour la détection de muons cosmiques. Enfin les compteurs $A\phi$ sont plus finement segmentés que les compteurs cosmiques.

Les pixels, quant à eux, sont fixés sur les couches de MDT, sur les faces internes pour les couches A et C et sur les couches externes pour la couche B et sont utilisés pour le déclenchement.

2.2.4.4 L'aimant toroïdal

Cet aimant en fer magnétisé est partagé en 3 parties, une centrale à section rectangulaire dont la surface interne est à 317.5 cm du tube à vide, et les parties avant/arrière.

Le champ crée de 1.8 T dans la direction des fils des chambres à dérive, reste confiné dans le fer (figure 2.15).

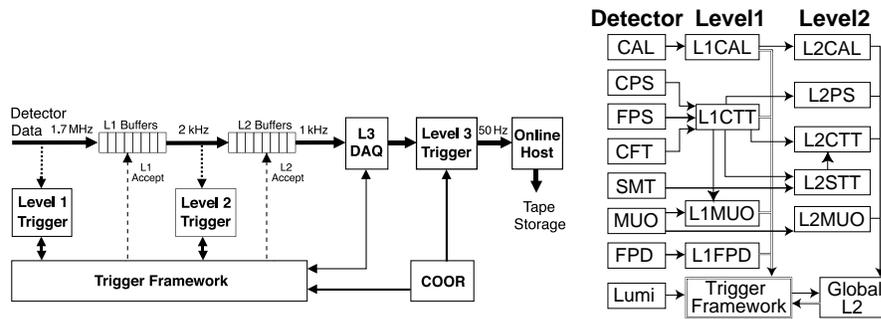


FIG. 2.16 – À gauche, la chaîne complète du déclenchement de DØ. À droite, schéma résumant les différentes parties du détecteur DØ mises à profit pour le déclenchement des niveaux 1 et 2 et leurs connexions.

Enfin, les processus de diffusion multiple qui interviennent dans le toroïde dégradent la précision sur la mesure de l'impulsion par le spectromètre. Or, comme les processus multiples contribuent fortement à la résolution il n'est pas nécessaire que les chambres à dérive aient une précision supérieure à $500 \mu\text{m}$.

2.2.5 Système de déclenchement

Étant donné qu'il est physiquement impossible d'enregistrer l'information de toutes les collisions intervenant toutes les 396 ns, une opération de sélection des événements dans lesquels la physique est vraiment présente¹ est nécessaire.

Des critères de sélection simples en début de chaîne et de plus en plus sophistiqués qu'on avance dans le traitement de l'information² sont donc élaborés et appliqués

Niveau 0 : il est déclenché si et seulement si les détecteurs de luminosité³ mesurent un signal. Les événements qui passent le niveau 0 sont dits de biais minimum et sont ensuite traités par le niveau 1.

Niveau 1 : aucun algorithme n'est utilisé à ce niveau, puisque seules les informations fournies par les scintillateurs du CFT, le détecteur de pied de gerbe, le calorimètre et les scintillateurs du détecteur à muons servent à prendre une

¹où dans lesquels la physique présente un intérêt.

²et dans le temps puisque les étapes de sélection sont successives et non simultanées.

³deux détecteurs circulaires composés de 24 secteurs de scintillateurs qui permettent de compter les collisions inélastiques $p\bar{p}$. Ils sont installés sur les bouchons du calorimètre, et offrent une couverture $2.7 < |\eta| < 4.4$

décision. Des conditions sous forme AND/OR¹ concernant ces informations sont testées permettant l'accès au niveau 2 si le résultat est positif.

Cependant pour éviter la saturation du niveau 2, certaines combinaisons qui seraient trop souvent satisfaites sont diminuées d'un facteur de *prescale*, permettant de n'enregistrer qu'une fraction des événements.

Seul un traitement de l'électronique entre ici en jeu et le taux d'entrée au niveau 1 peut atteindre 2.5 MHz (\equiv 396 ns). Seulement si l'on tient compte de l'espacement entre les 3 superpaquets, ce taux d'entrée se réduit à 1.7 MHz. Le temps de décision du niveau 1 est de 4.2 μ s et le taux de sortie est d'à peu près 2 kHz.

Niveau 2 : la sélection à ce niveau se fait en 2 temps : une pendant laquelle des "pré-objets" sont formés grâce à l'information du niveau 1 auquel se rajoute des informations provenant du SMT, suivie d'une phase pendant laquelle ces "pré-objets" sont combinés.

Des pré-processeurs fonctionnant en parallèle et disposant de 50 μ s reconstruisent les pré-objets que ce soit des objets électromagnétiques, des jets, des traces ou des muons. Disposant de ces pré-objets, un processeur plus aboutit tâche de reconstruire des objets physiques et de calculer quelques quantités comme des masses ou des angles. Une série de critères sur ces objets et quantités associées permettent de déterminer les événements passant au niveau 3 de déclenchement et ceci en un temps de 50 μ s.

Le traitement se fait ici comme au niveau 1 par la lecture de l'électronique et une décision au niveau 2 prend 100 μ s, pour un taux d'acceptation d'environ 1 kHz.

Niveau 3 : est le dernier niveau de déclenchement. À ce niveau l'information des niveau 1 et 2 n'est pas du tout utilisées et cette fois-ci c'est un réseau d'ordinateurs qui effectue une reconstruction partielle des événements et des tests sur ceux-ci grâce à des algorithmes très proches de ceux utilisés hors-ligne.

Une décision est prise à ce niveau en 100 ms et son taux d'acceptation est de 50 Hz, limite au-delà de laquelle l'information ne pourrait être traitées complètement.

¹jusqu'à 128 combinaisons simultanées.

2.2.6 Calcul de luminosité

La luminosité instantanée peut être exprimée sous une forme simplifiée¹ par la formule suivante [44] :

$$\mathcal{L} = \frac{fBN_pN_{\bar{p}}}{2\pi(\sigma_p^2 + \sigma_{\bar{p}}^2)} F\left(\frac{\sigma_1}{\beta}\right) \quad (2.4)$$

où f est la fréquence de rotation des paquets dans le TeVatron, B le nombre de paquets dans chaque faisceau, N_p ($N_{\bar{p}}$) le nombre de protons (antiprotons) dans chaque paquet, σ_p ($\sigma_{\bar{p}}$) est la dimension du faisceau de protons (antiprotons) dans le plan transverse au point d'interaction et enfin F est un facteur de forme dépendant du rapport entre la longueur des paquets et de la fonction β au point d'interaction².

Seulement les quantités entrant en jeu dans cette expression ne sont pas facilement mesurables. Une autre méthode/formule doit donc être utilisée.

La coïncidence en temps entre deux moniteurs de luminosité, situés symétriquement de part et d'autre du centre du détecteur, permet de distinguer des événements issus d'une interaction des événements provenant de la perte d'un ou plusieurs protons/antiprotons des faisceaux, processus appelé halo.

La seconde méthode est basée sur le décompte de ces coïncidences.

Le nombre moyen d'interaction par croisement de faisceau, μ , est proportionnel à la luminosité et suit une loi de Poisson. La probabilité d'avoir n interactions par croisement

$$P(n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (2.5)$$

permet donc de trouver la probabilité d'avoir au moins 1 interaction :

$$P(n > 0) = 1 - P(0) = 1 - e^{-\mu} \quad (2.6)$$

et donc de trouver μ .

De plus, en multipliant ce nombre d'interactions moyen par la fréquence f de révolution des paquets autour du TeVatron on tombe sur le taux d'événements : $\mu f = dN/dt$. Partant donc de l'équation $dN/dt = \mathcal{L} \cdot \sigma_{eff}$, où σ_{eff} est la section efficace de processus connus, on peut alors remonter à l'expression recherchée de la luminosité instantanée cette fois en fonction du nombre moyen d'interactions :

$$\mathcal{L} = -\frac{f}{\sigma_{eff}} \ln(1 - P(n > 0)) \quad (2.7)$$

¹on pourra trouver l'expression exacte dans [43].

²quantité reliée à l'optique de focalisation des faisceaux.

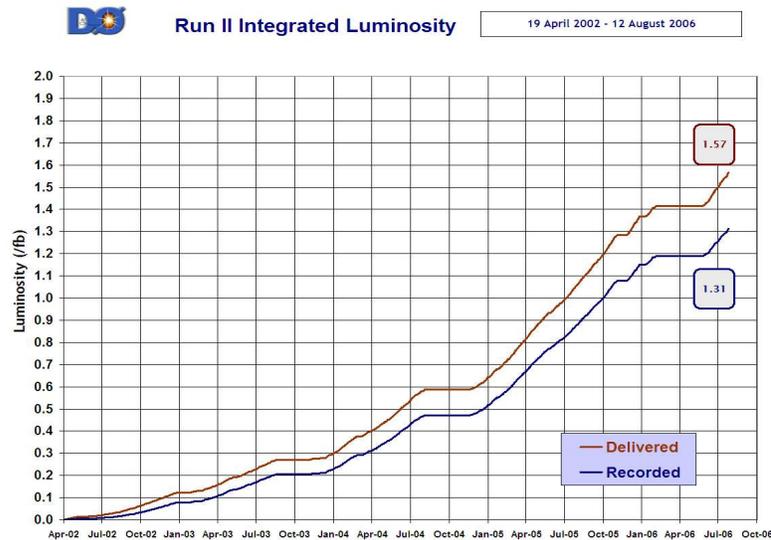


FIG. 2.17 – Luminosité intégrée au point de collision $D\bar{O}$ en fonction du temps. La luminosité délivrée est celle à laquelle est exposée le détecteur $D\bar{O}$. La luminosité enregistrée est celle qui est réellement traitée. La différence tient au fait que la prise de données n'est pas efficace à 100% (arrêts prévus de prise de données à la fin d'un *run*, arrêts imprévus pour gérer des incidents, ...).

Si les processus connus pris en considération sont les processus inélastiques diffractifs simples, doublement diffractifs, et non diffractifs alors $\sigma_{eff} = 43.26 \pm 2.07$ [44].

C'est grâce à ces expressions que la luminosité intégrée et instantanée de la figure 2.17 ont été calculées.

2.2.7 Simulation du dispositif expérimental

Une fois la génération des événements du bruit de fond Modèle Standard et du signal effectuée (cf. 3.2.2), il faut ensuite simuler la réponse du détecteur.

La simulation de la réponse du détecteur s'effectue dans un premier temps grâce au programme $D\bar{O}GSTAR$ [45] (pour $D\bar{O}$ GEANT *Simulation of the Total Apparatus Response*) qui fait appel au programme de simulation GEANT 3 [46]. Il permet par une reconstruction numérique du détecteur de simuler l'interaction des particules avec ses différents sous-détecteurs. Deux types de reconstructions numériques sont envisageables :

- une dite de "géométrie mixte", pour laquelle le calorimètre est supposé homogène. Elle a l'avantage d'être rapide mais l'inconvénient d'être approximative.

- une dite de "géométrie plate" pour laquelle le calorimètre est une succession de plaques d'absorbeurs et d'argon liquide. Les gerbes sont alors précisément simulées mais cette option est très coûteuse en temps.

Ensuite, le programme DØsim [45] ajoute les événements de biais minimum¹ comme il en existe dans les données et simule l'empilement dans le calorimètre des événements provenant des interactions précédentes, les bruits du calorimètre, du SMT, du CFT et du détecteur à muons.

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

2.2.8 Identification grâce au détecteur des objets physiques utilisés

Dans cette dernière partie traitant du détecteur, nous allons voir comment grâce à celui-ci on peut identifier et reconstruire les objets utilisés plus loin au cours de l'analyse du stop, à savoir les traces et vertex, les électrons, les muons et l'énergie transverse manquante (\cancel{E}_T).

2.2.8.1 Les traces et les vertex

Une première série d'algorithmes déduit l'existence des traces par un ajustement de Kalman sur les impacts dans le CFT et le SMT [47]. Ces traces sont ensuite caractérisées plus précisément par la prise en compte de la distribution du champ magnétique dans le détecteur et de la nature des matériaux.

Lorsque le η_{det} de la trace est inférieur à 2, les informations provenant du SMT et du CFT sont utilisées sinon seule l'information du SMT est utilisée.

La position du vertex étant déterminée grâce à la position des traces (donc en aval), les caractéristiques de ces dernières sont donc dans un premier temps calculées par rapport au centre du détecteur. Puis, une fois la position des vertex déterminée, les traces sont alors réajustées par rapport à ceux-ci.

La reconstruction des vertex [48] se déroule en deux phases :

1. recherche de leur position par minimisation d'un χ^2 sur les paramètres d'impact des traces calculés par rapport au centre du détecteur. Au terme de cette phase, on dispose des positions de vertex préliminaires.
2. réitération de la phase 1 avec cette fois-ci les paramètres d'impact calculés par rapport aux vertex préliminaires et les traces considérées sont sélectionnées

¹événements des données ne déclenchant aucun *trigger* excepté un luminomètre indiquant la présence d'une interaction. Les particules de ce genre d'événements ont une faible impulsion transverse.

selon des critères plus stricts.

Ces deux phases permettent d'établir une liste de vertex primaires possibles¹ Celui correspondant à l'interaction dure considérée, est alors choisi comme étant celui dont la probabilité d'être le vertex d'un événement de *minimum biais* est la plus faible [49].

2.2.8.2 Les électrons

Dans un premier temps, et ceci concerne tous les objets dont la reconstruction et l'identification fait intervenir le calorimètre, une suppression des cellules bruyantes ou isolées du calorimètre est effectuée par les deux algorithmes NADA [50, 51] et T42 [52, 53].

Puis, les tours calorimétriques (cf. 2.2.3) étant les briques élémentaires pour l'identification des électrons, elles sont rassemblées en amas dont les caractéristiques permettent ensuite de décider selon des critères simples s'il s'agit ou pas d'un objet électromagnétique. Une fois ces objets électromagnétiques créés, des critères d'identification plus fins permettent de distinguer (dans une certaine mesure) un électron d'un photon ou de tout autre objet défini comme étant électromagnétique par erreur.

Amas de tours : à ce stade seule l'information provenant du calorimètre est utilisée. La tour dans laquelle l'impulsion transverse est la plus élevée est choisie comme origine d'un pré-amas de tours. La direction (η_{det}, ϕ) de cette tour est alors choisie pour être la direction de référence dans le pré-amas.

Alors toutes les tours contenues dans un cône de rayon $\mathcal{R} = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta_{det}^2} = 0.2$ rad autour de la direction de référence, constituent un amas, dont les caractéristiques vont permettre de juger de sa nature électromagnétique.

Pour qu'il le soit (électromagnétique) il faut que :

- cet amas soit isolé des autres objets. Il faut pour cela que son énergie dans les couches EM1, EM2, EM3 et EM4 soit grande devant l'énergie totale déposée dans un cône de rayon égal à 0.4 rad. On définit

$$I_{so} = \frac{E_{tot}(\mathcal{R} = 0.4) - E_{em}(\mathcal{R} = 0.2)}{E_{em}(\mathcal{R} = 0.2)} \quad (2.8)$$

et on demande $I_{so} < 0.15$.

- que l'énergie de cet amas dans la partie électromagnétique du calorimètre représente plus de 90% de son énergie dans tout le calorimètre :

$$f_{EM} = \frac{E_{\text{électromagnétique}}}{E_{\text{totale}}} > 0.9 \quad (2.9)$$

¹autant de vertex primaires possibles qu'il aura eu d'interaction lors du croisement de faisceaux

En outre, s'il existe un amas dans le détecteur de pieds de gerbe compatible avec celui existant dans le calorimètre (dans une fenêtre $\Delta\eta_{det} \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ autour de la direction de référence), les deux amas sont associés.

Enfin, si de plus une trace peut-être associée à cet amas, c'est la direction de cette trace qui sera utilisée au lieu de la direction de référence.

On peut alors dire que l'amas est un objet électromagnétique, soit $ID = 10$ (quand il n'y a pas de trace associée), 11 (quand il y a une trace de charge positive) ou -11 (quand il y a une trace de charge négative).

Identification des électrons Une fois l'énergie de ces objets électromagnétiques corrigée (cf. 2.3), on peut tâcher de savoir par l'utilisation de variables additionnelles s'il s'agit d'électron :

- χ_{HMx7}^2 (χ_{HMx8}^2) : 7 (8) variables sont utilisées pour l'analyse de la forme de la gerbe électromagnétique : l'énergie de chacune des 4 couches EM, l'énergie totale, la position sur l'axe des z du vertex et la taille de l'amas dans EM3 en (r, ϕ) .
- $Prob(\chi_{spatialTrkMatch}^2)$ avec $\chi_{spatialTrkMatch}^2 = \left(\frac{\delta\phi}{\sigma_\phi}\right)^2 + \left(\frac{\delta z}{\sigma_z}\right)^2$, où $\delta\phi$ est la différence entre le ϕ de la trace extrapolé à la couche EM3 et le ϕ de l'amas dans le calorimètre dans la couche EM3, où δz est la différence entre le z de la trace au niveau du vertex et le z de l'amas, et où σ_ϕ et σ_z sont les largeurs des distributions expérimentales de ces quantités.
- *vraisemblance électromagnétique* \mathcal{L}_{em} [54] : séparation du bruit de fond (faux électrons), par l'utilisation d'un maximum de vraisemblance sur les variables suivantes : association à une trace, E_T/p_T , HMx7, f_{EM} , DCA (*distance of closest approach*) de l'objet électromagnétique, nombre de traces dans un cône réduit ($R=0.05$) et p_T total des traces dans un cône large ($R=0.4$) autour de la trace associée.

$$\mathcal{L}_{em}(x_1, \dots, x_7) = \frac{P_{vrai}(x_1, \dots, x_7)}{P_{faux}(x_1, \dots, x_7) + P_{vrai}(x_1, \dots, x_7)} \quad (2.10)$$

où P_{vrai} (P_{faux}) est la probabilité pour un vrai électron (faux électron) que les 7 variables soient égales à (x_1, \dots, x_7) .

2.2.8.3 Les muons

Les muons peuvent être identifiés grâce aux trois sous détecteur principaux de DØ : le détecteur de traces, le calorimètre et le détecteur à muons [55].

Dans un premier temps on reconstruit les muons grâce au spectromètre à muons (dit détecteur local à muons) : en le traversant les muons laissent des impacts dans les couches A, B ou C permettant par association puis extrapolation entre ces

impacts, de déterminer leur trajectoire. Plus un muon laissera d'impacts dans les trois couches plus il sera aisé d'en déterminer la trajectoire. C'est pourquoi 3 niveaux de qualité existent pour caractériser les muons : *loose*, *medium* et *tight*.

Les muons sont aussi caractérisés par leur type, N_{seg} , dont les valeurs (entières) varient entre -3 et +3. Une valeur positive indique que le muon local est associé à une trace centrale et une valeur négative, le contraire. La valeur absolue $|N_{seg}|=1,2$ ou 3 indique si le muon a laissé des impacts respectivement dans la couche A seulement, dans les couches B ou C seulement et dans les couches A et BC

Le critère de qualité *medium* et le type $N_{seg} = 3$ sont ceux utilisés par la suite dans l'analyse du *stop*. Pour qu'un muon soit *medium* et de type $N_{seg} = 3$ il doit vérifier les quatre conditions suivantes :

- laisser au moins deux impacts dans la couche A des chambres à fils,
- laisser au moins un impact dans la couche A des scintillateurs,
- laisser au moins deux impacts dans les couches B ou C des chambres à fils,
- laisser au moins un impact dans les couches B ou C des scintillateurs.

Les muons locaux sont associés à des traces reconstruites dans les détecteurs SMT et CFT par la recherche du meilleur ajustement possible entre ces traces et les segments formés par les impacts dans le détecteur local : ils sont alors associés à une *trace centrale* si la trace associée est dans les parties centrales des détecteurs SMT et CFT.

Enfin, la dernière partie de l'identification des muons, concerne leur isolation. Dans la désintégration du *stop*, les muons, au même titre que les électrons, sont isolés des autres particules. Ainsi, vérifier qu'il le soient vraiment permet de supprimer du bruit de fond dans lesquels les muons sont dans des jets, de quarks b par exemple, et donc non isolés.

On demande alors qu'ils soient isolés des autres traces : la somme scalaire des p_T des traces qui se trouvent dans un cône de rayon égal à 0.5 rad autour de la trace du muon, doit être inférieure à 2.5 GeV.

Mais aussi qu'ils soient isolés des dépôts d'énergie dans le calorimètre : l'énergie déposée entre les cônes de rayon égal à 0.1 rad et 0.4 rad doit être inférieure à 2.5 GeV. Cette énergie est calculée sans prendre en compte la couche hadronique grossière (CH) dans laquelle le bruit instrumental est souvent important.

2.2.8.4 L'énergie transverse manquante \cancel{E}_T

La \cancel{E}_T permet de témoigner du passage d'une particule n'interagissant pas avec le détecteur, tel qu'un neutrino (ou un sneutrino si cette particule existe). La conservation de l'énergie implique que l'énergie transverse après une collision soit nulle. Si cette dernière ne l'est pas, c'est qu'une ou plusieurs particules n'ont pas déposé leur énergie dans le détecteur.

La \dot{E}_T est donc calculée à partir de l'énergie déposée.

Le meilleur outil pour la mesure d'une énergie étant le calorimètre, dans un premier temps, la \dot{E}_T sera déterminée comme étant l'opposé de la somme des énergies transverses des objets électromagnétiques (électrons, photons) et des jets et ce sans tenir compte de la couche CH en raison du fort bruit instrumental qui y réside.

Puis, dans un second temps, cette \dot{E}_T est corrigée de l'énergie des muons puisque ceux-ci ne déposent que très peu d'énergie dans le calorimètre impliquant que dans la première étape la \dot{E}_T est surévaluée d'une quantité égale à l'énergie des muons. Afin d'éviter dans les distributions de \dot{E}_T la présence de queues dues à la considération de faux muons, seuls les muons *medium* sont pris en compte dans cette correction.

2.3 Calibration du calorimètre électromagnétique

La fonction première du calorimètre décrit dans le paragraphe 2.2.3 est de nous fournir l'énergie des particules électromagnétiques et hadroniques. Seulement, rien ne nous assure que l'énergie déposée par ces particules correspond à celle qui sera mesurée. C'est pourquoi le calorimètre nécessite d'être étalonné, ou autrement dit, calibré. L'étude qui a été faite et qui est rapportée dans ce qui suit ne concerne que la partie électromagnétique du calorimètre et a donné lieu à une note interne [56].

Avant d'en venir à la description de la méthode, de son application et des résultats qu'elle fournit on s'intéressera dans un premier temps à la compréhension des phénomènes physiques de nature électromagnétique présents dans le calorimètre.

2.3.1 Bases de la calorimétrie électromagnétique

À son entrée dans le calorimètre, l'objet électromagnétique (électron ou photon) dépose son énergie par divers processus dont la combinaison mène à la formation d'une cascade de particules électromagnétiques, appelée gerbe électromagnétique (fig. 2.18).

Dans un calorimètre comme celui de DØ (absorbeur=uranium) et surtout à l'échelle d'énergie accessible au TeVatron, les processus dominants à l'origine de cette gerbe sont le bremsstrahlung pour l'électron et la création de paires e^+e^- pour les γ . En bout de cascade où les énergies des particules secondaires sont beaucoup plus faibles, l'effet photo-électrique, l'effet Compton ou la perte d'énergie par ionisation entrent aussi en jeu pour devenir dominant lorsque ces énergies atteignent la valeur critique E_c de l'ordre de quelques MeV (fig. 2.19).

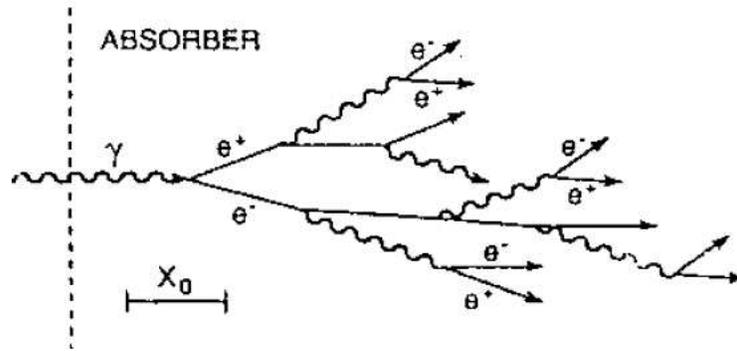


FIG. 2.18 – Schématisation de la cascade électromagnétique produite par l'entrée dans le calorimètre d'un photon γ et au terme de laquelle il y dépose toute son énergie.

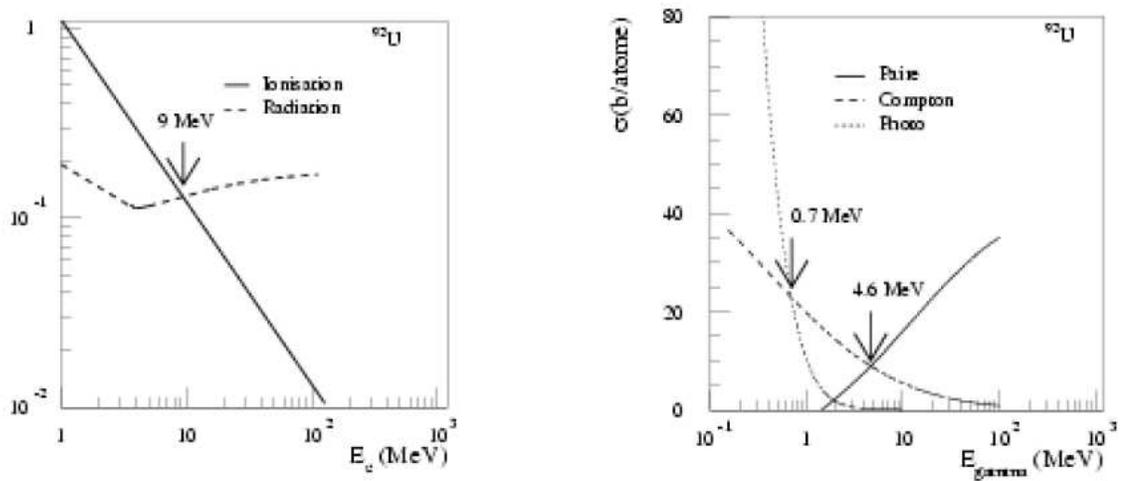


FIG. 2.19 – À gauche est montrée la fraction d'énergie perdue par ionisation et radiation en fonction de l'énergie de l'électron. À droite est représentée la variation de la section efficace des processus de création de paires e^+e^- , d'interaction Compton et de l'effet photo-électrique et ceci en fonction de l'énergie du γ .

2.3.2 Base de la calibration d'échelle de l'énergie

2.3.2.1 Préliminaires

Les cascades précédemment décrites, lors de leur passage dans le milieu actif du calorimètre (argon liquide+anode) créent un signal électronique qui est traduit en terme d'énergie déposée et qui aboutit à la reconstruction d'objet électromagnétiques. Seulement le passage de l'un à l'autre nécessite, comme énoncé en introduction, une série de calibration.

Calibration électronique [41]. Une première calibration veille à ce que le signal provenant de tous les canaux de lecture du calorimètre, est correctement acheminé jusqu'aux cartes ADC puis correctement digitalisé par celles-ci.

Pour cela, des signaux électriques (DAC) d'amplitude variable connue sont envoyés dans les 55296 canaux de lecture du calorimètre et la linéarité de la chaîne de mesure est alors étudiée en comparant la réponse électronique (ADC) en fonction du signal électrique injecté. Les effets de non-linéarité sont corrigés/supprimés par l'utilisation d'une fonction correctrice $f(a_i)$ dépendant du nombre de signaux ADC lus [40].

L'égalisation de la réponse ADC/DAC pour chaque cellule nous fourni alors la correction à appliquer : c'est la calibration de l'électronique.

Calibration d'échelle. Avant d'être convertie en énergie, ce qu'on mesure est avant tout une valeur de signal ADC a_i modifiée de la valeur de la fonction $f(a_i)$ corrigeant les effets de non-linéarité. Alors la correspondance entre une valeur ADC et une valeur d'énergie déposée se fait par l'intermédiaire d'un facteur β dont la valeur dépend de la couche du calorimètre concernée.

L'énergie d'une particule électromagnétique est donc donnée par :

$$E = \alpha \times \left(\sum_{j=1}^n \beta_j \sum_i (a_i + f(a_i)) \right) + \gamma \quad (2.11)$$

où n est le nombre de couches sur lesquelles s'étale l'objet électromagnétique ($n=5$ dans notre cas, les 4 couches électromagnétiques et la première couche hadronique fine), α est l'échelle d'énergie et est la quantité qui va être déterminé dans le cadre de l'étude qui suit, alors que γ est un biais à déterminer.

Toutes ces valeurs sont censées dépendre de η et de ϕ .

Correction des effets géométriques [57]. Une dernière correction est enfin nécessaire avant de pouvoir prétendre connaître l'énergie d'une particule lors de sa détection par le calorimètre : celle liée à la géométrie du détecteur.

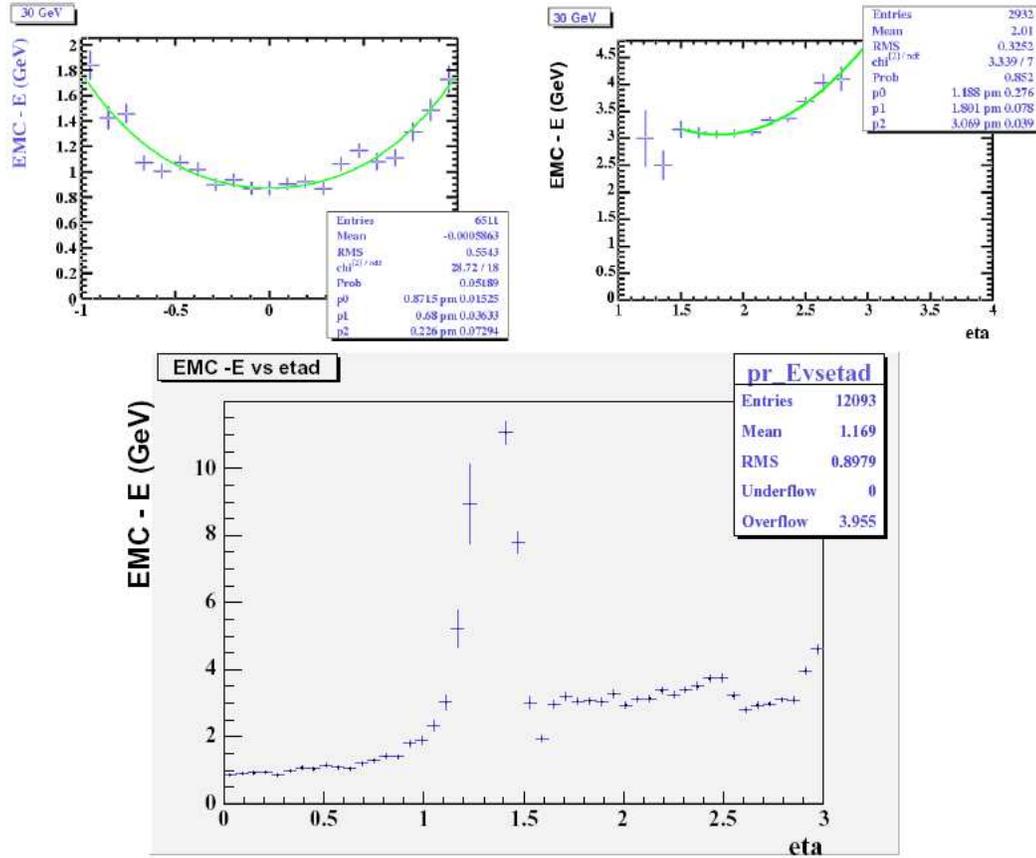


FIG. 2.20 – Variation de l'énergie perdue par des électrons de 30 GeV en fonction de leurs pseudo-rapidités. En haut en fonction de $|\eta|$, à gauche dans le CC et à droite dans les bouchons, en bas en fonction de $|\eta_{det}|$.

Cette correction dépend de l'énergie de la particule considérée, de sa position dans le détecteur, mais aussi de son angle d'incidence dans le détecteur. En effet, deux électrons identiques mais d'incidences différentes ne traversant donc pas la même quantité de matière dans le calorimètre auraient des énergies mesurées différentes.

La détermination de cette correction est basée sur la simulation et se fait par la comparaison de l'énergie engendrée par l'électron simulé avec son énergie reconstruite après simulation du détecteur électromagnétique de $D\phi$. On peut voir l'illustration de ces effets géométriques sur la figure 2.20.

2.3.2.2 Principe

Le principe de la calibration discutée ici l'est aussi dans [58, 59].

On utilise des événements contenant des désintégrations du boson Z en une paire e^+e^- , d'une part parce que les paramètres de ce processus sont bien connus depuis le LEP, et d'autre part car dans ce cas¹ le biais Γ (voir 2.3.2.1) est négligeable. La désintégration $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ a aussi été étudiée [56], ceci afin de vérifier la linéarité en énergie des corrections trouvées grâce aux deux processus de désintégrations produisant des électrons dans une gamme d'énergie différente.

Il s'agit alors de déterminer les coefficients ϵ tels que $\alpha(t) = \alpha(0)(1 + \epsilon(t))$. Idéalement, il le faudrait dans chacune des voies de lecture du calorimètre, seulement la statistique bien qu'élevée² ne le permet pas, loin de là. Des zones du calorimètre de tailles plus réalistes sont donc définies et les coefficients de calibration qui leur sont associés sont calculés.

2.3.2.3 Méthode

Pour cela, on ajuste la distribution de la masse invariante de la paire e^+e^- dans les données collectées avec celle de la simulation qui alors joue le rôle de modèle à reproduire pour les données collectées, et ceci par la maximisation de la fonction de vraisemblance

$$\mathcal{L} = \sum_{k=1}^N \ln(p(m_k)) \quad (2.12)$$

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

Dans un premier temps, il faut déterminer l'expression de la densité de probabilité référence. Pour cela on utilise une simulation $p\bar{p} \rightarrow Z + X$ que l'on va ajuster par la fonction suivante, convolution d'une fonction de Breit-Wigner avec une fonction gaussienne³

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

¹utilisation des processus $Z \rightarrow e^+e^-$ et ceci à l'échelle d'énergie disponible du TeVatron

²à peu près 7000 événements $Z \rightarrow e^+e^-$ pour quelques 50000 voies de lecture.

³afin de tenir compte de la résolution du détecteur.

$$(2.13)$$

où x est la masse invariante de la paire e^+e^- , $\Gamma_Z = 2.49$ GeV est la largeur totale naturelle du boson Z mesurée au LEP [60], et u est un paramètre de convolution qui est varié numériquement entre les valeurs $-5 \cdot p_1$ et $5 \cdot p_1$.

Cet ajustement qui permet de déterminer les paramètres libres p_0 , p_1 et p_2 ¹ est effectué par une méthode de minimisation d'un χ^2 dont les valeurs d'entrée sont les masses invariantes m_i des événements i avec un électron dans une zone k du détecteur et un positron dans une zone l ,

$$m_i^2 = 2 \times E_{1i}^k \cdot E_{2i}^l (1 - \cos \theta_{12i}) \quad (2.14)$$

$$\text{avec } E_{1,2}^{(k,l)}i = \text{GeoCorr} (E_{(1,2)i}^0, \eta_{(1,2)}, \eta_{det(1,2)}) \quad (2.15)$$

où θ_{12i} est l'angle entre les deux électrons, $E_{(1,2)i}^{(k,l)}$ leur énergie géométriquement corrigée et $E_{(1,2)i}^0$ leur énergie brute².

Ces paramètres libres déterminés, on connaît alors l'expression de la distribution de probabilité de la masse invariante. On peut ainsi calculer pour les données la masse invariante m_i (eq. 2.14) telle que les énergies des deux électrons sont maintenant de la forme

$$E_{1,2}^{(k,l)}i = \text{GeoCorr} (E_{(1,2)i}^0 (1 + \epsilon^{(k,l)}), \eta_{(1,2)}, \eta_{det(1,2)}) \quad (2.16)$$

où les $\epsilon^{(k,l)}$, coefficients de calibration, sont à leur tour les paramètres libres de la fonction de vraisemblance, eq. 2.12.

Ceci revient à dire qu'il sont déterminés par itérations successives de sorte que le produit des densités de probabilité soit maximisé pour l'ensemble des événements des données.

2.3.3 Résultats

2.3.3.1 Sélection des événements

Une série de coupures est nécessaire pour isoler les événements dans lesquels on désire voir des désintégrations de Z en deux électrons. C'est surtout vrai dans

¹ p_0 est un facteur de normalisation, p_1 la largeur de la gaussienne et p_2 la valeur moyenne de la masse invariante.

²somme des énergies non corrigées (sauf correction électronique) dans les 5 couches du calorimètre prises en compte : les 4 couches EM et la première couche FH. Cette dernière est prise en compte car l'énergie des électrons n'est pas totalement absorbée par la partie EM, de sorte que leurs gerbes se poursuivent et se terminent dans FH1.

les données où le bruit de fond Drell-Yan ($\gamma^*/Z^* \rightarrow e^+e^-$) est important. Ensuite, pour être cohérent et éviter tout type de biais les coupures appliquées sur les données sont les mêmes que celles appliquées sur le MC.

Elles sont au nombre de 8 et sont détaillées dans la section 2.2.8 :

- Au moins 2 objets EM : $|\text{ID}|=10,11$
- existence d'un vertex primaire tel que $|z_{vertex}| < 60$ cm
- $I_{so} < 0.15$
- $f_{EM} < 0.9$
- $|\eta_{det}| \leq 1.1$ (ou $1.5 \leq |\eta_{det}| \leq 2.5$)
- $\chi_{HMx7}^2 \leq 10$ pour des électrons dans le CC ($\chi_{HMx8}^2 \leq$ dans les EC)
- $p_T^{(1,2)} \geq 25$ GeV
- les deux électrons doivent être associés à une trace

De plus, tous les événements dans lesquels au moins un électron est dans une des zones mortes du calorimètre sont écartés (coupures fiducielles), de même que ceux où le bruit dans le calorimètre est trop important (dans les données seulement).

Pour les données, deux *triggers* électromagnétiques ont été choisis de sorte qu'avec les coupures précédemment citées leur efficacité soit de 100%. Leur simulation dans le MC n'est donc pas nécessaire.

Enfin, il est important de noter que ces travaux s'inscrivent dans le prolongement de ceux effectués dans le cadre d'une précédente thèse [58] au cours de laquelle les parties centrale et avant/arrière du calorimètre ont été étudiées dans les mêmes proportions.

Depuis, la statistique ayant augmenté la calibration s'est de plus en plus orientée vers une analyse fine du calorimètre permettant bien sûr d'en améliorer les performances, mais aussi, fait nouveau, de pouvoir en déceler et localiser les défaillances. Seulement, si dans le CC cette statistique est suffisante pour aller dans ce sens, ce n'est pas le cas dans les bouchons où la statistique est encore trop faible.

C'est pourquoi, la majeure partie de cette étude sur la calibration du calorimètre électromagnétique est faite grâce à des événements dans lesquels les deux électrons sont centraux. Les autres où au moins un électron est dans l'un des bouchons, ne sont employés qu'à titre de vérifications comme nous le verrons plus loin.

2.3.3.2 Détermination de la densité de probabilité avec la simulation

Pour déterminer la densité de probabilité, 107000 événements $p\bar{p} \rightarrow Z + X \rightarrow e^+e^-$ ont été simulés. 9860 événements ont survécu à l'application des coupures de sélection précédemment énoncées, soit une efficacité d'environ 9%.

On dispose alors d'un lot d'événements contenant chacun au moins une paire e^+e^- d'énergies déjà corrigées des effets de géométrie du détecteur. Le choix pour procéder maintenant à l'ajustement de leur masse invariante est celui de la minimisation d'un χ^2 , au terme de quoi les paramètres libres p_0 , p_1 et p_2 seront fixés. Notons au passage que p_0 ne sera plus évoqué puisque celui-ci n'est qu'un facteur de normalisation, fixé de telle sorte que la densité de probabilité soit normalisée à l'unité, et n'a à ce titre aucun intérêt physique.

Cet ajustement est représenté sur la figure 2.21 et fixe les paramètres libres aux valeurs données dans le tableau 2.2

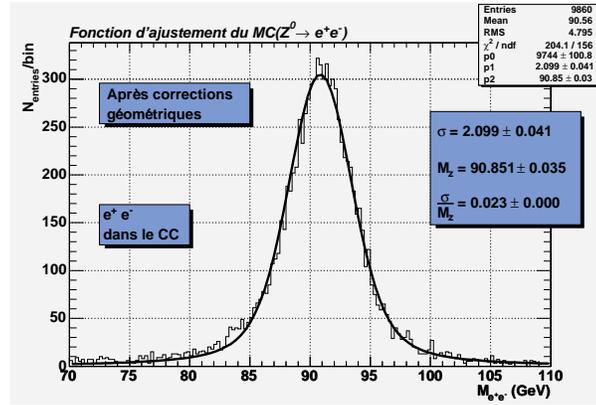


FIG. 2.21 – Ajustement par minimisation du χ^2 entre la fonction 2.13 et l'histogramme de la distribution de la masse invariante de la paire e^+e^- dans le MC.

$p_1 = \sigma$	$p_2 = M_z$
2.099 ± 0.041	90.851 ± 0.035

TAB. 2.2 – Valeurs des paramètres libres de la fonction d'ajustement fixées par minimisation d'un χ^2 .

Le facteur de corrélation entre ces deux paramètres, calculé par *Minuit* [61], est égal à 0.06. Il est suffisamment faible pour être négligé dans la suite.

La densité de probabilité étant maintenant connue, il ne reste plus qu'à déterminer les coefficients de calibration à partir des données.

2.3.3.3 Détermination des coefficients de calibration avec les données

Les données traitées ((skim) 2EMhighpt¹) correspondent à une luminosité intégrée d'environ 400 pb⁻¹ et l'échantillon final avec une paire e^+e^- après l'application des coupures (2.3) comprend 7307 événements.

Coupures	Nombre d'événements
2EM+EMfr+Iso+HMx+ $p_T \geq 25$	22258
coupures fiducielles	16719
électrons/positrons associés à une trace	16664
$74 \leq M_{ee} \leq 100$	15282
paire e^+e^- dans le CC	7307

TAB. 2.3 – Conséquence de l'application des coupures sur la statistique dans les données.

La distribution de la masse invariante des paires e^+e^- dans l'échantillon final peut être ajustée de la même manière qu'elle l'a été dans la simulation et ce pour comparer les deux distributions. La figure 2.22 nous montre cet ajustement dans le cas où l'énergie des électrons est corrigée d'une part des effets électroniques seuls et d'autre part des effets électroniques et des effets géométriques.

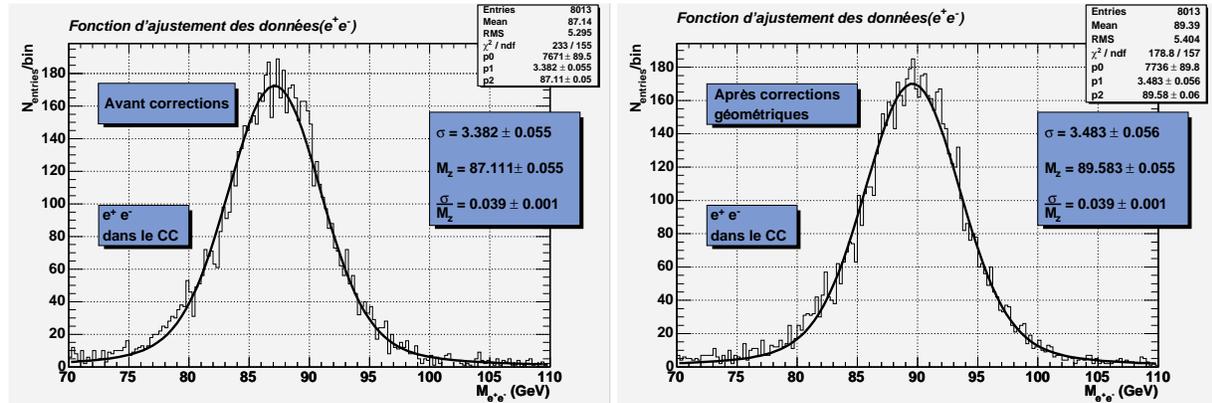


FIG. 2.22 – Distribution de la masse invariante des paires e^+e^- dans les données, lorsque l'énergie de ceux-ci est corrigée des effets d'électronique seuls (gauche) ou d'électronique et de géométrie (droite).

¹présélection consistant à ne conserver que les événements dans lesquels il y a au moins 2 objets de type électromagnétique ($|ID| = 10$ ou 11) et de $p_T > 15$ GeV.

La distribution incluant les corrections des effets géométriques n'est montrée ici qu'à titre informatif puisque comme cela a déjà été mentionné, ces corrections dépendent de l'énergie des électrons et donc de la calibration d'échelle. Le point de départ de la calibration est donc bien une distribution de masse invariant d'électron dont l'énergie n'est corrigée que des effets électroniques (fig. gauche de 2.22).

On voit l'ampleur de l'erreur que l'on fait sur la mesure de l'énergie d'un objet électromagnétique lorsque seules les corrections des effets d'électronique sont appliquées : 3.75 GeV. On voit aussi sur la distribution de droite de la figure 2.22 que les corrections géométriques seules font une grande part du chemin dans l'amélioration de la mesure de l'énergie.

L'autre point que l'on relève par cette comparaison est la grande différence qui sépare la valeur de la résolution (p_1 , variance de la gaussienne) dans la simulation de celle dans les données. Même s'il est très probable que sa faible valeur dans la simulation vienne confirmer que la simulation du détecteur DØ est incomplète, il n'en reste pas moins que la résolution dans les données doit être améliorée et ce grâce à la calibration¹. Notons que contrairement à son effet sur l'énergie, la correction géométrique semble dégrader sa résolution, seulement ceci n'est qu'une apparence puisque le rapport $\frac{\sigma}{M_Z}$ est resté identique.

On comprend donc, que l'accent doit être mis sur l'amélioration de la résolution, militant ainsi en faveur d'une calibration la plus fine possible, excluant réalistement toute possibilité de la faire avec les électrons/positrons des bouchons à cause de la faible statistique actuelle dans cette zone du calorimètre.

Avant d'en venir à la détermination des coefficients de calibration, il reste à discuter du découpage du calorimètre (ou du nombre de coefficient) fortement dépendant de la statistique dont on dispose.

Le choix peut être de deux natures : découpage selon l'électronique du calorimètre, ou selon sa géométrie même si les deux sont reliés. Dans le premier cas, on pourra obtenir un coefficient de calibration pour chacune des crates et pour chacune des cartes ADC pour cibler précisément d'éventuels problèmes liés à l'électronique. Dans le second, il s'agira plutôt de découper le calorimètre en η_{det} ou ϕ ou les deux à la fois.

Trois cas vont être traités dans ce qui suit : un découpage selon η_{det} en 22 zones (zones de $\Delta\eta_{det} = 0.1$), un autre selon les cartes ADC soit en 48 zones (4 crates dans le CC comprenant chacune 12 cartes ADC), et pour finir un découpage selon η_{det} (4 zones) et ϕ (32 zones) en 128 zones. Ces découpages ont été gouvernés par la statistique de sorte que l'erreur soit inférieure à 1%.

¹notons que plus les zones de calibration seront petites plus les chances de corriger en détail les défauts du calorimètre seront grandes et plus la résolution s'en trouvera améliorée.

Les résultats sont présentés dans les figures 2.23, 2.24 et 2.25.

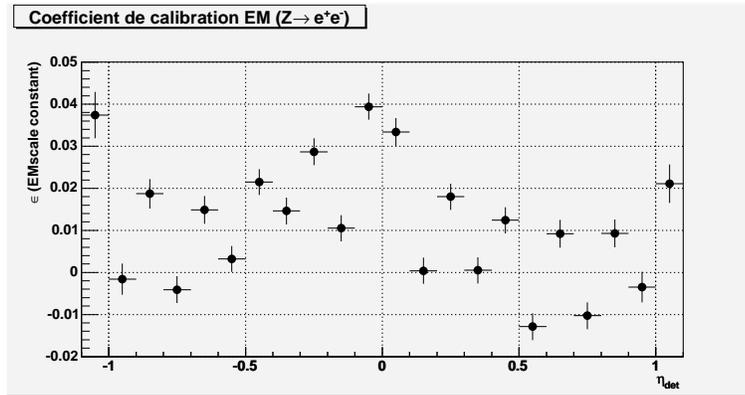


FIG. 2.23 – Coefficients de calibration ϵ_i ($i = 1, \dots, 22$) pour les 22 zones d'un découpage du calorimètre selon η_{det} .

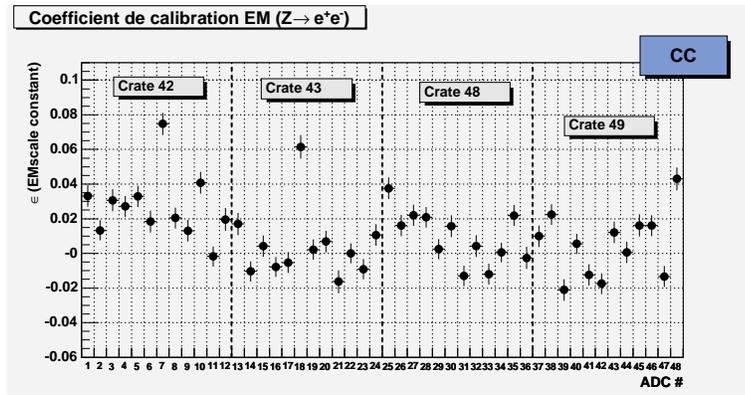


FIG. 2.24 – Coefficients de calibration ϵ_i ($i = 1, \dots, 48$) pour les 48 zones d'un découpage du calorimètre selon les cartes d'électronique ADC.

Une fois en possession de ces coefficients, on les utilise pour corriger l'énergie des électrons et regarder ensuite l'effet de ces corrections sur la distribution de masse invariante avant correction (fig. 2.22). On obtient de nouvelles distributions, figures 2.26, 2.27 et 2.28, une pour chaque ensemble de coefficients, ou découpage, que l'on peut ajuster toujours grâce à la fonction de l'équation 2.13.

L'évolution de la masse invariante M_Z (p_2), ainsi que la résolution expérimentale (p_1) est résumée dans le tableau 2.4.

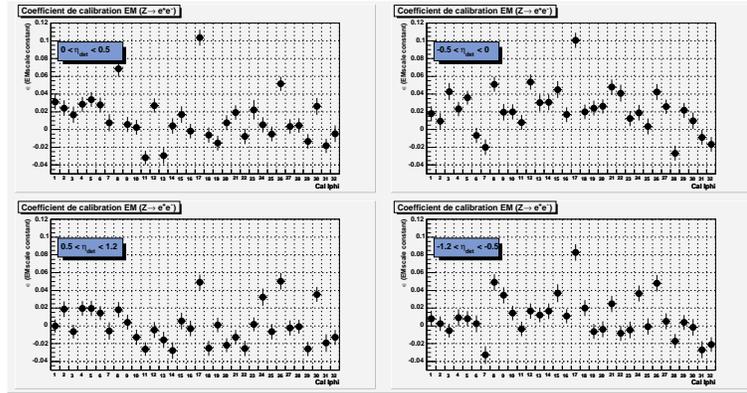


FIG. 2.25 – Coefficients de calibration ϵ_i ($i = 1, \dots, 128$) pour les 128 zones d'un découpage du calorimètre selon η_{det} et ϕ .

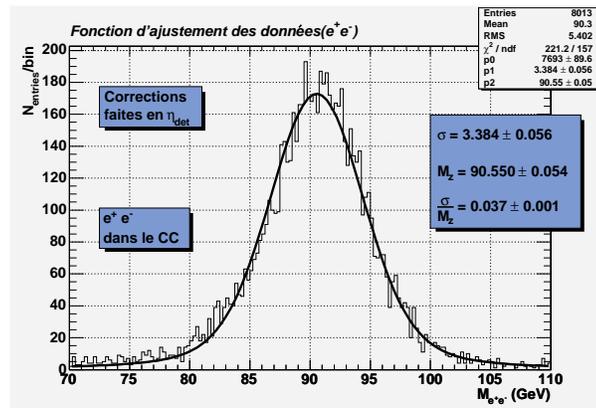


FIG. 2.26 – Distribution de la masse invariante des paires e^+e^- dans les données après l'application de la correction d'échelle obtenue par un découpage en 22 zones du calorimètre selon η_{det} .

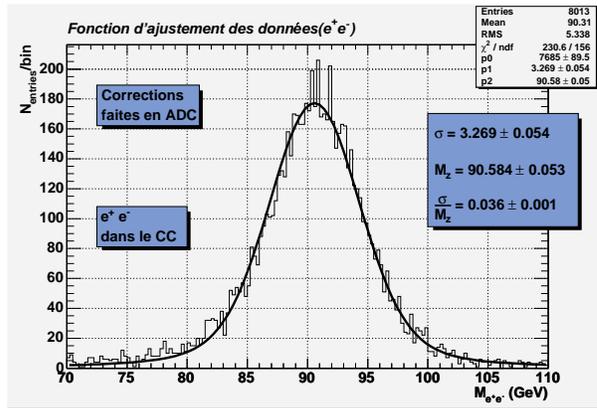


FIG. 2.27 – Distribution de la masse invariante des paires e^+e^- dans les données après l'application de la correction d'échelle obtenue par un découpage en 48 zones du calorimètre selon les cartes ADC.

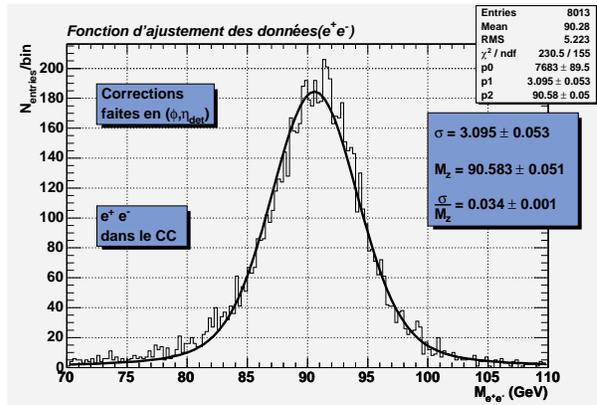


FIG. 2.28 – Distribution de la masse invariante des paires e^+e^- dans les données après l'application de la correction d'échelle obtenue par un découpage en 128 zones du calorimètre selon η_{det} et ϕ .

correction(s) appliquée(s)	Nombre de zones	M_Z	σ_{exp}
aucune	/	87.111 ± 0.041	3.382 ± 0.055
géométrique	/	89.583 ± 0.055	3.483 ± 0.056
géométrique+d'échelle(η_{det})	22	90.550 ± 0.054	3.384 ± 0.056
géométrique+d'échelle(ADC)	48	90.584 ± 0.053	3.269 ± 0.054
géométrique+d'échelle(η_{det}, ϕ)	128	90.583 ± 0.051	3.095 ± 0.053

TAB. 2.4 – Valeurs de la masse du Z et de la résolution expérimentale en fonction des corrections appliquées à l'énergie des paires e^+e^- dans les données.

On notera en plus de la correction de la masse du Z, l'amélioration significative, ~ 300 MeV ($\sim 9\%$) de la résolution par la correction correspondant à la segmentation la plus fine du calorimètre (128 zones).

L'idéal aurait été de pouvoir aller encore plus loin dans cette direction, seulement au-delà la statistique fait défaut. Par exemple, un découpage selon les cartes BLS (8 par carte ADC, soit 384 zones) correspond en moyenne à une dizaine d'électrons par zone, ce qui est bien trop peu pour obtenir une bonne précision sur les coefficients de calibration.

Si l'on considère, en plus des événements dans lesquels les paires e^+e^- sont uniquement dans le CC, ceux qui peuvent être aussi uniquement dans les EC ou l'un dans le CC et l'autre dans un EC, la statistique totale est doublée.

Parmi ces événements supplémentaires, les 2/3 des électrons sont dans les bouchons et le tiers restant viens s'ajouter à la statistique du CC ne permettant cependant toujours pas de passer à une segmentation plus fine dans le CC.

Pour les bouchons, où il y a un peu moins de statistique que dans l'étude du central précédemment décrite, il faut de plus étudier séparément les 2 bouchons (ECN et ECS), rendant impossible toute segmentation fine dans les bouchons. Une calibration y a malgré tout été effectuée sur les mêmes principes que pour le CC. Les découpages choisis sont selon η_{det} en 10 zones par bouchon (même segmentation que dans le CC), et selon les cartes ADC en 48 zones comme pour le CC. Les coefficients de calibration obtenus sont présentés sur les figures 2.29 et 2.30.

On remarque que pour un découpage en 48 zones des bouchons, certains coefficients sont entachés d'erreurs importantes, car la statistique commence à faire défaut à ce degré de finesse dans les EC.

On peut aussi être rassuré de constater que pour le calcul des coefficients du CC, la combinaison dans la masse invariante d'un électron du CC avec un autre d'un des EC, modifie peu les coefficients obtenus auparavant.

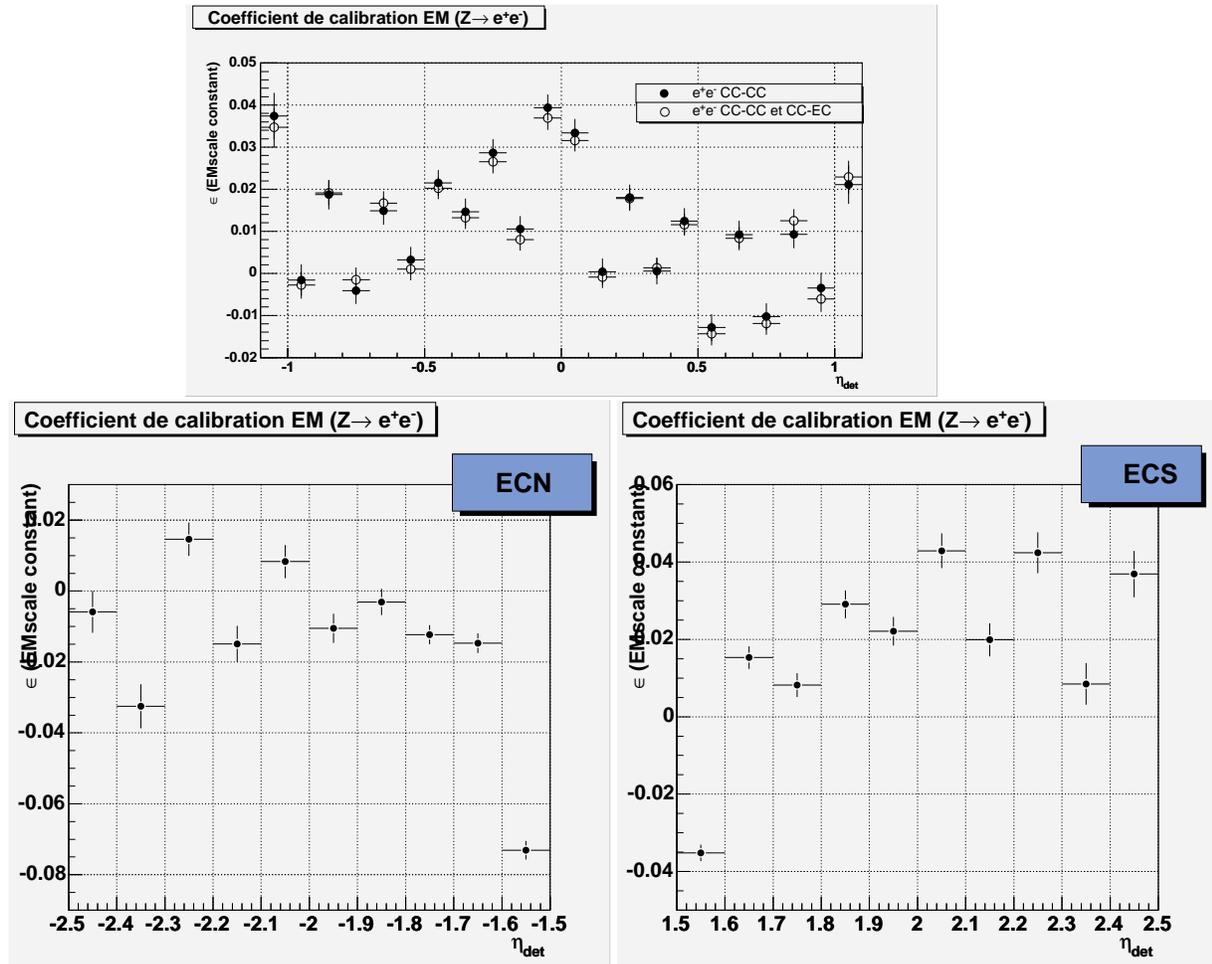


FIG. 2.29 – Coefficients de calibration pour les bouchons du calorimètre et le CC, pour un découpage en 42 zones ($2 \times 10(\text{EC}) + 22(\text{CC})$).

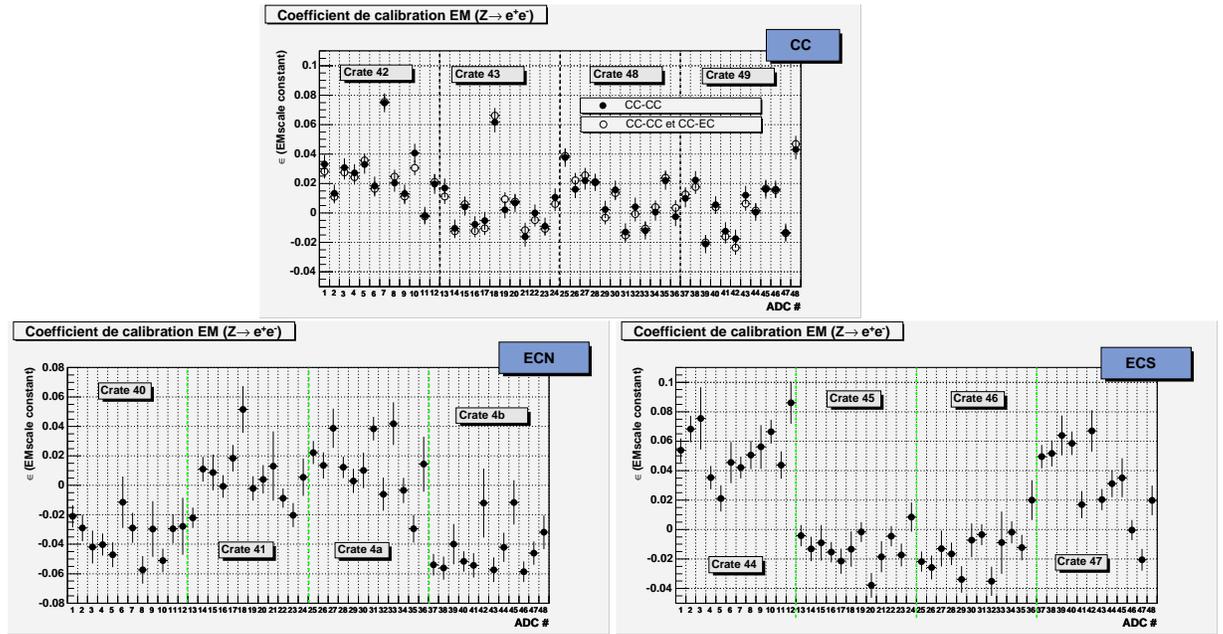


FIG. 2.30 – Coefficients de calibration pour les bouchons du calorimètre et le CC, pour un découpage en 144 zones ($2 \times 48(\text{EC}) + 48(\text{CC})$).

Erreur systématique Leur étude a été faite dans [58]. Il s'en dégage que deux erreurs systématiques dominent : celle provenant du choix de la fenêtre de calibration (ici $74 \leq M_{ee} \leq 100$ GeV) et celle liée au choix de la fonction d'ajustement.

Une variation de la fenêtre n'a que peu d'influence sur les résultats, puisqu'elle entraîne une variation de 0.004 sur les coefficients de calibration. Un changement de fonction d'ajustement n'est pas non plus très pénalisant puisqu'il entraîne une variation de 0.003 sur les coefficients de calibration.

La somme quadratique de ces erreurs, mène à une erreur systématique sur les coefficients de calibration de 0.005 prise en compte dans les résultats énoncés.

Test de la méthode Bien qu'il existe plusieurs façon de vérifier la cohérence de la méthode, deux tests se dégagent plus particulièrement.

Le premier décrit dans [58], consiste à simuler un défaut de calibration connu, comme diviser l'énergie de l'électron dans la zone i par $(1 + \epsilon_R^i)$ et de vérifier avec quel précision la calibration nous permet de retrouver comme coefficient de correction ces ϵ_R^i . Les tests montrent que si les coefficients ϵ_R^i sont tirés aléatoirement suivant une loi gaussienne de moyenne nulle et de variance 3%, alors on retrouve ces coefficients avec une erreur de 0.7%.

Le second consiste à calibrer des énergies déjà corrigées et vérifier que les coef-

ficients sont nuls. La figure 2.31 montre qu'il en est bien ainsi.

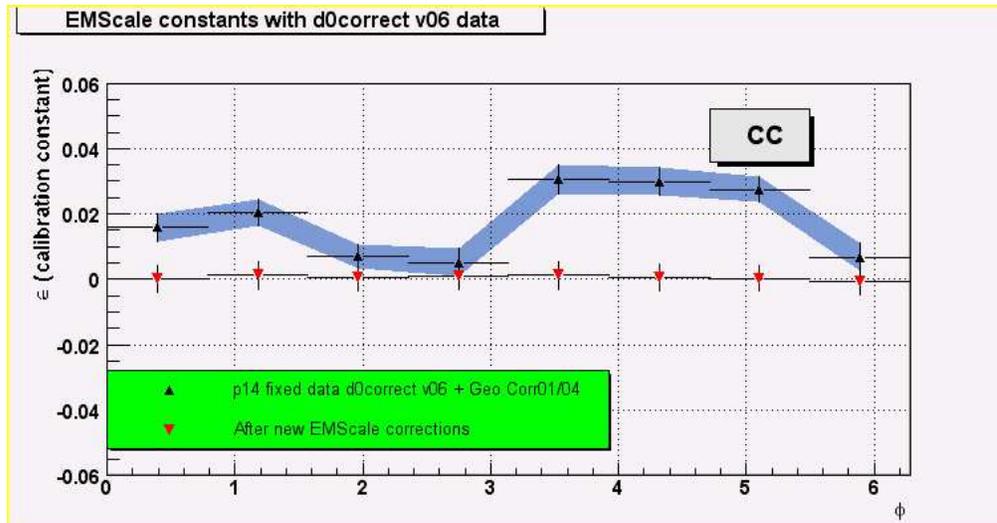


FIG. 2.31 – Effet d'une double calibration : calibration des énergies déjà corrigées par une première calibration. En point noirs dans la bande des erreurs bleue, les coefficients de la première calibration, et proches de 0 en rouge, les coefficients de la seconde calibration.

Deuxième partie

Recherche du partenaire
supersymétrique du quark top dans
le canal $\tilde{t}_1 \bar{\tilde{t}}_1 \longrightarrow b \bar{b} + e^+ \tilde{\nu} + \mu^- \bar{\tilde{\nu}}$

3

Analyse

L'analyse décrite dans ce qui suit a fait l'objet d'une DØ Note interne [62] et d'une note de conférence [63].

3.1 Traitement des données

Les données utilisées pour la recherche du partenaire supersymétrique du quark top dans le canal $\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \longrightarrow b\bar{b} + e^+\tilde{\nu} + \mu^-\tilde{\bar{\nu}}$, sont celles collectées par l'expérience DØ entre les mois d'octobre 2002 (début du RunIIa) et d'août 2004.

Il est d'usage au sein de l'expérience DØ de diviser la totalité des données collectées en sous-lots de données définis à partir de critères lâches dans le but d'alléger leur manipulation dans différentes analyses. Par exemple, pour des analyses mettant en jeu 2 leptons, dont un est un électron et l'autre un muon, il existe un sous-lot (*skim*) nommé *EMMU*. Ce dernier est créé à partir du lot initial par la demande de la présence d'au moins un électron¹ et d'au moins un muon² et est, par conséquent, celui qui sera utilisé tout au long de cette analyse.

¹La dénomination *électron* est, à ce stade, un peu prématurée car il s'agit plutôt d'objets électromagnétiques respectant des critères d'identification peu contraignants (*loose*) et dont l'impulsion transverse est supérieure à 5 GeV.

²La remarque précédente concernant les électrons est tout aussi vraie ici pour les muons.

3.1.1 Présélection *on-line*

La toute première action de l'expérience sur ses données, se fait au travers de l'utilisation d'un système de déclenchement durant la prise de données : les *triggers*.

Les *triggers* utilisés pour cette analyse ont été mis au point spécifiquement pour des analyses recherchant à la fois un électron et un muon. Leurs définitions dépendent de la période de prise de données.

En effet, on distingue pour ces *triggers* dits EMMU 3 périodes de prise de données inégales en temps : la plus ancienne, ne comprenant qu'une définition de *trigger*, s'étale d'octobre 2002 à juillet 2003 puis à la suite de celle-ci, la plus importante en terme de collecte de données pour notre analyse a été maintenue jusqu'en juin 2004 alors que la dernière, la plus brève, s'est poursuivie jusqu'en août 2004, date d'arrêt temporaire du TeVatron.

La première période se distingue par l'existence d'une seule définition de *trigger* EMMU, alors que dans les deux suivantes coexistent 4 définitions de ces *triggers*. Les définitions de tous ces *triggers* sont résumées dans les tableaux 3.1. Tous ces *triggers* sont actifs 100% du temps (*unprescaled*) et les événements utilisés dans l'analyse sont sélectionnés par la demande du déclenchement d'au moins un de ces 9 *triggers* (OU des 9 *triggers*).

Le calcul de la luminosité pour la première période n'a pas, pour ces raisons, posé de problèmes puisqu'il s'agissait de déterminer la luminosité à laquelle a été exposé l'unique *trigger*, MU_A_EM10, de cette période.

Pour les deux autres périodes, aurait pu se poser le problème du calcul de luminosité d'un OU de *triggers*. Cependant, puisque tous ces *triggers* sont *unprescaled*, ils ont été exposés à la même luminosité. Il suffit donc de calculer la luminosité d'un seul des *triggers* pour chacune de ces deux périodes comme dans le cas de la première période pour connaître la luminosité du OU de *triggers*. Les luminosités ainsi obtenues figurent aussi dans les tableaux 3.1.

3.1.2 Présélection *off-line*

3.1.2.1 Présélection au niveau des *runs*, *luminosity blocks*

Outre la réduction des données évoquée plus haut, opérée dans un but d'allègement, une réduction dans l'optique d'en améliorer la qualité est aussi effectuée. En effet, on dispose d'une liste d'événements à écarter selon que les objets utilisés font appel à telle ou telle autre partie du détecteur. Il se trouve que cette analyse requiert l'utilisation d'objets faisant appel à la quasi-totalité des sous-détecteurs, et pour cette raison tous les événements déclarés mauvais (pendant la prise de données) d'un point de vue des détecteurs de traces SMT et CFT, du calorimètre ainsi que du détecteur à muons, sont écartés.

Période 1	MU_A_EM10
L1	<i>EM</i> : au moins une tour électromagnétique de $p_T > 5$ GeV <i>MU</i> : au moins un muon scintillateur dans WAMUS ou FAMUS
L2	néant
L3	<i>EM</i> : la présence d'un électron de $ \eta_{det} < 3$, et de $p_T > 10$ GeV
Luminosité	103.94 pb⁻¹

Période 2	MATX_2EM3_L12	MATX_2EM3_SHT7	MATX_EM6_L12	MATX_EM6_SHT7
L1	<i>EM</i> : deux tours électromagnétiques de $p_T > 3$ GeV <i>MU</i> : un muon scintillateur dans WAMUS ou FAMUS		une tour électromagnétique de $p_T > 6$ GeV	
L2	néant			
L3	<i>EM</i> : un électron <i>loose</i> de $p_T > 12$ GeV	un électron avec coupures <i>tight</i> sur la forme de sa gerbe et de $p_T > 7$ GeV	idem MATX_2EM3_SHT7	idem MATX_2EM3_L12
Luminosité	209.47 pb⁻¹			

Période 3	MUEM1_LEL12	MUEM1_SHT7	MUEM2_LEL12	MUEM2_SHT7
L1	<i>EM</i> : une tour électromagnétique de $p_T > 3$ GeV <i>MU</i> : muon scintillateur <i>tight</i> et <i>loose</i> dans chambre à fils		une tour électromagnétique de $p_T > 6$ GeV muon scintillateur <i>tight</i>	
L2	<i>EM</i> : <i>cluster</i> électromagnétique de $p_T > 6$ GeV <i>MU</i> : 1 muon <i>medium</i>		<i>EM</i> : néant <i>MU</i> : 1 muon <i>medium</i>	
L3	<i>EM</i> : idem période 2			
Luminosité	46.04 pb⁻¹			

TAB. 3.1 – Triggers utilisés dans l'analyse et les luminosités qui leur sont associés. La luminosité tient compte de la liste des mauvais *luminosity block*.

Pour être plus précis il s'agit d'une liste de *luminosity blocks*, sous-divisions des runs, afin de ne pas supprimer un run entier lorsque seulement une petite partie de celui-ci est inexploitable.

Cette présélection se traduit par une réduction d'à peu près 14% de la luminosité, prise en compte dans le calcul de la luminosité (cf. tableau 3.1).

3.1.2.2 Présélection au niveau des événements

Considérations instrumentales. Pour s'affranchir du bruit dû à l'électronique du calorimètre, non rejetés par la procédure de présélection précédente, des coupures, cette fois-ci effectuées au niveau des événements, sont appliquées. Ainsi, si dans un événement, on décèle l'un des 4 bruits suivants, celui-ci est écarté :

- *ringOfFire* : tient son nom de l'aspect circulaire de l'électrode fournissant la haute tension dans la zone intercryostat du calorimètre électromagnétique provoquant lors de mal fonctionnement un bruit affectant toutes les valeurs en ϕ .
- *coherentNoise* : grande occupation d'une carte ADC combinée à une faible dispersion des coups ADC dans les cellules, mais dont l'origine reste encore mal comprise.
- *emptyCrate* : concerne les événements pour lesquels au moins une des 12 *crates* du calorimètre électromagnétique rencontre un problème de lecture, se traduisant par une occupation nulle.
- *noonNoise* : bruit fréquemment apparu vers midi, caractérisé par une grande énergie scalaire dans des cellules du calorimètre électromagnétique.

Ceci représente une réduction d'à peu près 2.7% de la luminosité qui, cette fois-ci, n'a pas été prise en compte dans les calculs de luminosité. Si l'on retire aux 359.5 pb^{-1} correspondant à la somme des luminosités des 3 périodes de *trigger* ces 2.7%, on se retrouve avec une luminosité intégrée réellement utilisée de 350 pb^{-1} .

Considérations physiques. Bien entendu, à ce niveau une dernière série de coupures de présélection, plus justifiées par la physique que par la suppression de bruits instrumentaux, est effectuée. Elle concerne essentiellement la qualité des leptons, mais aussi plus globalement la qualité des événements.

- Les critères utilisés (cf. section 2.2.8) pour l'**identification des muons** sont :
 - muon dit *medium*,
 - $p_T > 8 \text{ GeV}$
 - *central* : associé à une trace centrale (CFT),
 - $N_{seg}=3$: ayant des coups dans les couches A **et** BC (comprendre B **ou** C) dans les parties scintillateur **et** chambre à dérive du détecteur à muons.
 - *non cosmique* : coupures en temps dans les couches A et BC
 - *au moins un coup dans le détecteur SMT* pour la trace associée

- $TrkCone(0.5) < 2.5$ GeV : isolé d'autre particules chargées. Ici, il s'agit de sommer l'impulsion transverse de toutes les traces dans un cône, de rayon égal à 0.5rad, autour de celle du muon et de demander que somme soit inférieure à 2.5 GeV.
- $Halo(0.1,0.4) < 2.5$ GeV : isolé des dépôts d'énergie. Ici, il s'agit de mesurer l'énergie déposée dans le calorimètre dans un cône de rayon R tel que, $0.1 < R < 0.4$, autour du muon et de demander que cette énergie soit supérieure à 2.5 GeV.

- Les critères utilisés (cf. section 2.2.8) pour l'**identification des électrons** sont :
 - $|Id|=10,11$: objet électromagnétique(sans ou avec trace associée)
 - $p_T > 12$ GeV
 - $Iso < 0.15$: objet isolé dans le calorimètre
 - $f_{EM} > 0.9$: fraction de l'énergie déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre.
 - $\chi^2_{HMxT} < 50.0$: χ^2 sur la forme de la gerbe.
 - $|\eta_{det}| < 1.1$ ou $1.5 < |\eta_{det}| < 2.5$: pour éviter les zones d'inefficacité du calorimètre ou zones mortes (jonction central-bouchons, câblages, etc).
 - $Prob(\chi^2_{spatialTrkMatch}) > 0.001$: probabilité que la trace associée soit la bonne en utilisant uniquement des mesures spatiales (pas de mesure de E/p).
 - $Vraisemblance\ électromagnétique > 0.5$.

- Deux derniers critères sont enfin utilisés :
 - *présence d'un vertex primaire* avec la contrainte $|z_{Pvtx}| < 60$ cm.
 - *l'électron de plus grand p_T ne doit partager sa trace avec aucun muon*. Ce critère permet de rejeter les électrons provenant de l'émission bremsstrahlung des muons. En effet, à certains photons alors émis par les muons et passant les critères de sélection mentionnés plus haut, peuvent être associées par erreur les traces de leurs muons émetteurs.

Par la suite, les critères d'identification des muons et électrons décrits précédemment, ainsi que les considérations d'ordre plus général (vertex primaire, mauvais runs, etc), constitueront dans la suite du texte ce que j'appellerai la **sélection initiale**.

Enfin, toutes les efficacités de ces séries de coupures seront discutées dans le paragraphe 3.2.3, partie concernant les Monte-Carlo, car dans la pratique c'est sur ces derniers que sont appliquées ces efficacités.

3.2 Comparaison des données avec le Modèle Standard et le signal SUSY

Dans l'optique de pouvoir extraire des données un signe de la présence d'un événement correspondant au signal SUSY recherché, il est nécessaire de disposer d'une simulation fiable des processus physiques du Modèle Standard, de son extension supersymétrique, le MSSM, que l'on veut mettre à l'épreuve mais aussi d'une bonne description du bruit instrumental imitant le Modèle Standard.

Nous commençons d'abord par établir la nature de ces bruits de fond, puis nous discuterons ensuite en détail de sa simulation ainsi que de celle du MSSM, pour finir par la description des corrections apportées à ces simulations.

3.2.1 Bruits de fond du Modèle Standard recensés

Étant sur la piste du stop se désintégrant en trois corps, dans le modèle supersymétrique MSSM, avec R-parité conservée et ceci dans le canal $\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{b} + e^+\tilde{\nu} + \mu^-\tilde{\nu}$, le signal se caractérise par la présence d'un électron et d'un muon, de 2 jets de b et de \cancel{E}_T . Le bruit de fond peut alors provenir de deux sources différentes :

- un bruit de fond physique, Modèle Standard, caractérisé par la présence d'un vrai électron et, d'un vrai muon, et de \cancel{E}_T réelle,
- un bruit de fond instrumental, mimant l'état final recherché, caractérisé par la présence d'au moins un muon ou électron faux ou de fausse \cancel{E}_T .

3.2.1.1 Bruit de fond physique

Les bruits de fond physiques de cette analyse sont par ordre d'importance :

- $Z/\gamma^*(+jets) \rightarrow \tau^+\tau^- (+jets) \rightarrow e\mu\nu_\tau\nu_\tau (+jets)$
- $WW(+jets) \rightarrow e\nu_e + \mu\nu_\mu (+jets)$
- $WZ(+jets) \rightarrow e\nu_e + \mu\mu$ ou $\mu\nu_\mu + ee$
- $ZZ(+jets) \rightarrow ee + \mu\mu (+jets)$
- $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} + e\nu_e + \mu\nu_\mu$

Dans la suite du texte, les processus WW, WZ et ZZ seront regroupés sous le terme générique de *dibosons*. Les sections efficaces multipliées par les rapports d'embranchement ($B\cdot\sigma$) ainsi que les nombres d'événements attendus avant toute coupure de ces bruits de fond physiques sont résumés dans le tableau 3.2.

Plus de détails sur la simulation de ces bruit de fond physiques, les corrections qui leur sont appliquées ainsi que diverses informations numériques seront abordés dans les parties 3.2.2 et 3.2.3.

Bruits de fond MS	$\sigma(\text{NLO})$ ($\times \text{Br}$)	événements attendus pour $\mathcal{L} = 350 \text{ pb}^{-1}$	événements générés
$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}l^+l^-\nu\bar{\nu}$	0.671	235	110000
$W \rightarrow e\nu$	2583	904050	2020765
$W \rightarrow \mu\nu$	2583	904050	3231768
$W \rightarrow \tau\nu(\tau \xrightarrow{\text{inclusif}} \ell\nu)$	2583	904050	1043542
$Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^- (60 < M_{e^+e^-} < 130 \text{ GeV})$	241.6	84560	808830
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^- :$			
$15 < M_{\mu^+\mu^-} < 60 \text{ GeV}$	409.3	143255	321750
$60 < M_{\mu^+\mu^-} < 130 \text{ GeV}$	241.6	84560	201000
$130 < M_{\mu^+\mu^-} < 250 \text{ GeV}$	1.96	686	50500
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^- (\tau \xrightarrow{\text{inclusif}} \ell\nu) :$			
$15 < M_{\tau^+\tau^-} < 60 \text{ GeV}$	409.3	143255	622563
$60 < M_{\tau^+\tau^-} < 130 \text{ GeV}$	241.6	84560	400000
$130 < M_{\tau^+\tau^-} < 250 \text{ GeV}$	1.96	686	88000
$W\gamma(W \rightarrow \mu\nu)$	21.2	7420	20000
$Z\gamma(Z \rightarrow \mu\mu)$	8.3	2905	5000
$WW(WW \rightarrow \ell\nu\bar{\nu})$	1.23	430.5	20000
$WZ(WZ \xrightarrow{\text{inclusif}} \ell\nu\ell\ell)$	3.68	1288	53000
$ZZ(ZZ \xrightarrow{\text{inclusif}} \ell\ell\ell\ell)$	1.42	497	53500

TAB. 3.2 – Sections efficaces et nombre d'événements attendus avant toute coupure des bruits de fond Modèle Standard ainsi que ceux utilisés pour la détermination du bruit de fond instrumental. Les valeurs des sections efficaces du $t\bar{t}$, $W\gamma$ et $Z\gamma$ proviennent de [64] celles du WW , WZ et ZZ de [65] et les autres de [66].

3.2.1.2 Bruit de fond instrumental

Le bruit de fond instrumental a été déterminé sur les données. Il provient de trois sources indépendantes :

1. évènements avec un vrai électron passant les critères d'identification décrits dans 3.1.2 noté dans la suite G_e^r , et (\cap), un faux muon passant les critères d'identification décrits dans 3.1.2 noté G_μ^f . Cette combinaison sera notée dans ce qui suit $G_e^r \cap G_\mu^f$.
2. évènements avec un vrai muon passant les critères d'identification (G_μ^r) et un faux électron passant les critères d'identification (G_e^f). Cette combinaison sera notée dans ce qui suit $G_\mu^r \cap G_e^f$.
3. évènements avec un faux électron et un faux muon passant malgré tout les

critères d'identification. Cette combinaison sera notée dans ce qui suit $G_e^f \cap G_\mu^f$.

La demande dans les données de l'analyse de la présence dans les évènements, d'un bon¹ électron ($G_e = G_e^r + G_e^f$) et d'un bon muon ($G_\mu = G_\mu^r + G_\mu^f$) conduit à un lot d'évènements, $G_e \cap G_\mu$, qui peut être décrit en terme de G_e^r , G_e^f , G_μ^r et G_μ^f comme le montre l'équation suivante :

$$\begin{aligned} G_e \cap G_\mu &= (G_e^r + G_e^f) \cap (G_\mu^r + G_\mu^f) \\ &= G_e^r \cap G_\mu^r + G_e^r \cap G_\mu^f + G_e^f \cap G_\mu^r + G_e^f \cap G_\mu^f \end{aligned} \quad (3.1)$$

Dans la partie droite de la seconde ligne de cette équation, $G_e^r \cap G_\mu^r$ désigne l'ensemble des évènements du bruit de fond physique et de signal (voir section précédente) présents dans les données et les trois termes suivants désignent l'ensemble des évènements du bruit de fond instrumental présents dans les données. En effet,

- $G_e^r \cap G_\mu^f$ contient des processus comme $W(\rightarrow e\nu_e) + jets$ et $Z(\rightarrow e^+e^-) + jets$
- $G_e^f \cap G_\mu^r$ contient des processus tels que $W(\rightarrow \mu\nu_\mu) + jets$, $W(\rightarrow \mu\nu_\mu)\gamma + jets$, $Z(\rightarrow \mu^+\mu^-) + jets$ et $Z(\rightarrow \mu^+\mu^-)\gamma + jets$
- enfin $G_e^f \cap G_\mu^f$ représente les processus multijets, appelés dans la suite QCD, avec des muons et des électrons non isolés, mais malgré tout identifiés.

L'idée est donc maintenant de pouvoir quantifier la somme de ces trois derniers termes, pour avoir une bonne évaluation du bruit de fond instrumental. Seulement, il n'est pas possible dans la pratique de pouvoir différencier un vrai électron d'un faux et de même pour les muons. Cependant, en utilisant les proportions de faux électrons, f_e et de faux muons, f_μ , dont les descriptions et les déterminations sont abordées plus bas, il est possible de connaître les trois quantités suivantes :

$$G_e \cap G_\mu^f = f_\mu \times (G_e \cap L_\mu) \quad (3.2)$$

$$G_e^f \cap G_\mu = f_e \times (L_e \cap G_\mu) \quad (3.3)$$

$$G_e^f \cap G_\mu^f = f_e \times f_\mu \times (L_e \cap L_\mu) \quad (3.4)$$

où les termes L_e et L_μ désignent des évènements dans lesquels les électrons et les muons ne sont plus identifiés selon les critères définis dans 3.1.2 mais selon les critères plus lâches suivants :

- $L_e \Leftrightarrow |ID| = 10 \text{ ou } 11 + p_T > 12 \text{ GeV} + f_{iso} < 0.15 + f_{EMF} > 0.9$
- $L_\mu \Leftrightarrow \text{Medium} + \text{Central} + \text{!cosmic} + p_T > 8 \text{ GeV} + \text{Halo} < 8 \text{ GeV} + \text{TrkCone} < 8 \text{ GeV}$

¹ici "bon" ne désigne rien de plus qu'un objet ayant passé tous les critères définis dans 3.1.2

Ces trois expressions sont alors très utiles si l'on voit que l'on peut réécrire la somme des trois derniers termes de l'équation 3.1 comme suit :

$$G_e^r \cap G_\mu^f + G_e^f \cap G_\mu^r + G_e^f \cap G_\mu^f = G_e \cap G_\mu^f + G_e^f \cap G_\mu - G_e^f \cap G_\mu^f \quad (3.5)$$

où les trois termes initiaux dépendant de G_e^r, G_e^f, G_μ^r et G_μ^f ont été traduits en terme de G_e, G_μ, G_e^f et G_μ^f qui sont maintenant toutes des quantités mesurables.

Reste donc à discuter de l'évaluation des quantités f_e et f_μ qui interviennent dans cette équation, point final de la détermination de la composante instrumentale du bruit de fond. Ces quantités expriment les probabilités que de faux électrons (f_e) et faux muons (f_μ) soient considérés dans l'analyse comme des bons électrons et muons.

Comment s'y prendre alors pour évaluer de telles probabilités? La première étape est de se placer dans des échantillons dominés par de faux électrons, pour la détermination de f_e , et de faux muons pour celle de f_μ . Une fois cette étape franchie, il s'agit alors de déterminer la proportion de faux objets, électrons ou muons, qui passent les critères définissant un bon objet; ce que l'on retrouve dans les équations suivantes :

$$f_e = \frac{(G_e \cap F_\mu)_{\text{data}} - (G_e \cap F_\mu)_{\text{MC}}}{(L_e \cap F_\mu)_{\text{data}}} \quad (3.6)$$

$$f_\mu = \frac{(F_e \cap G_\mu)_{\text{data}} - (F_e \cap G_\mu)_{\text{MC}}}{(F_e \cap L_\mu)_{\text{data}}} \quad (3.7)$$

où F_e (F_μ) sont les événements dans lesquels respectivement les électrons candidats passent les critères d'identification de l'électron mais avec des coupures sur $HMx7$ et la vraisemblance électromagnétique inversées (les muons candidats passent les critères d'identification des muons mais avec les coupures sur l'isolation inversées).

Tâchons alors de déchiffrer ces équations sur l'exemple de f_e . Tout d'abord, le terme F_μ a deux conséquences importantes : la première qui est de se placer dans un lot orthogonal au lot d'analyse, et la seconde, la plus importante, qui est de se

Encadré 1

Il est légitime de la part du lecteur de s'interroger sur le rôle du terme $(G_e \cap F_\mu)_{\text{MC}}$ dans l'expression de f_e (cf. 3.6, ou de $(F_e \cap G_\mu)_{\text{MC}}$ dans f_μ). Ce dernier est là en fait pour affiner la méthode, puisque comme cela a été dit auparavant, le lot $L_e \cap F_\mu$ est dominé par des événements contenant de faux électrons et donc compte malgré tout des événements contenant de bons électrons qui passeront avec succès les critères d'identification, ce qu'il convient d'être corrigé grâce à la simulation du Modèle Standard puisque l'on sait avec certitude que les électrons et les muons qui y sont, sont réels. A vrai dire pour être absolument rigoureux il aurait fallu, au même titre, pour des raisons de normalisation, retrancher cette quantité du dénominateur, seulement ce dernier étant dominé par les faux électrons, l'effet est infinitésimal et donc surchargerait les formules pour (presque : \ll 1%) rien.

placer dans un lot d'événements dans lequel les électrons présents sont en grande majorité des faux [64].

À ce stade, la première étape décrite plus haut est alors franchie. Reste donc, dans ce lot orthogonal, à diviser le nombre d'événements dans lesquels il y a un bon électron (G_e) par le nombre d'événement total (L_e)¹ pour connaître la proportion de faux passant les critères d'identification. Concernant le rôle du terme $(G_e \cap F_\mu)_{MC}$, celui-ci étant mineur, j'invite le lecteur à se reporter à l'Encadré 1 afin d'en connaître les détails.

Ces taux f_e et f_μ de faux leptons, *fake rates*, ont été évalués en fonction de p_{Te} et de la multiplicité des jets, pour f_e , et de $p_{T\mu}$ et de la multiplicité des jets pour f_μ , comme le montrent les figures 3.1.

On y voit clairement la dépendance de f_e vis-à-vis de p_{Te} ainsi que la dépendance de f_μ vis-à-vis de la multiplicité des jets, tandis que ces deux distributions sont plates lorsqu'elles sont exprimées respectivement en fonction de la multiplicité de jets et de $p_{T\mu}$. C'est pourquoi, dans ce qui suit, f_e sera considéré comme une fonction continue de p_{Te} et f_μ comme une fonction discrète du nombre de jet dans les événements considérés.

L'évaluation de ces *fake rates* étant maintenant sous contrôle, on peut alors remonter à la préoccupation principale, l'estimation de la composante instrumentale du bruit de fond que l'on retrouve grâce aux formules 3.1, 3.2, 3.3 et 3.4. On voit d'ailleurs sur la figure 3.2 les formes des trois composantes de ce bruit en fonction des impulsions transverses de l'électron et du muon, ainsi que l'allure finale, dans sa totalité, de ce bruit de fond toujours en fonction de p_{Te} et $p_{T\mu}$.

Reste maintenant un point important concernant le bruit de fond instrumental puisque celui-ci est une entité calculée et non simulée : son évolution au travers des coupures futures de l'analyse. Toute la question est de savoir s'il faut recalculer les *fake rates* après chaque coupure, ou s'il faut conserver ceux précédemment trouvés tout au long de l'analyse. La meilleure solution est la seconde et ceci pour deux raisons : la première est que le résultat serait de plus en plus dépendant de la statistique, et la seconde est qu'il a été vérifié avec une statistique raisonnable que ces *fake rates* ne changeaient pas après l'application de coupures.

3.2.2 Simulation

3.2.2.1 Modèle Standard

La simulation des événements de bruit de fond physique Modèle Standard, nécessite quelques précisions et approfondissements.

Tout d'abord, la paramétrisation CTEQ5L a été utilisée pour les Fonctions de Densité de Parton (PDF) des protons et antiprotons et tous les processus ont été

¹ici L_e est le même que celui cité plus haut pour des raisons de normalisation.

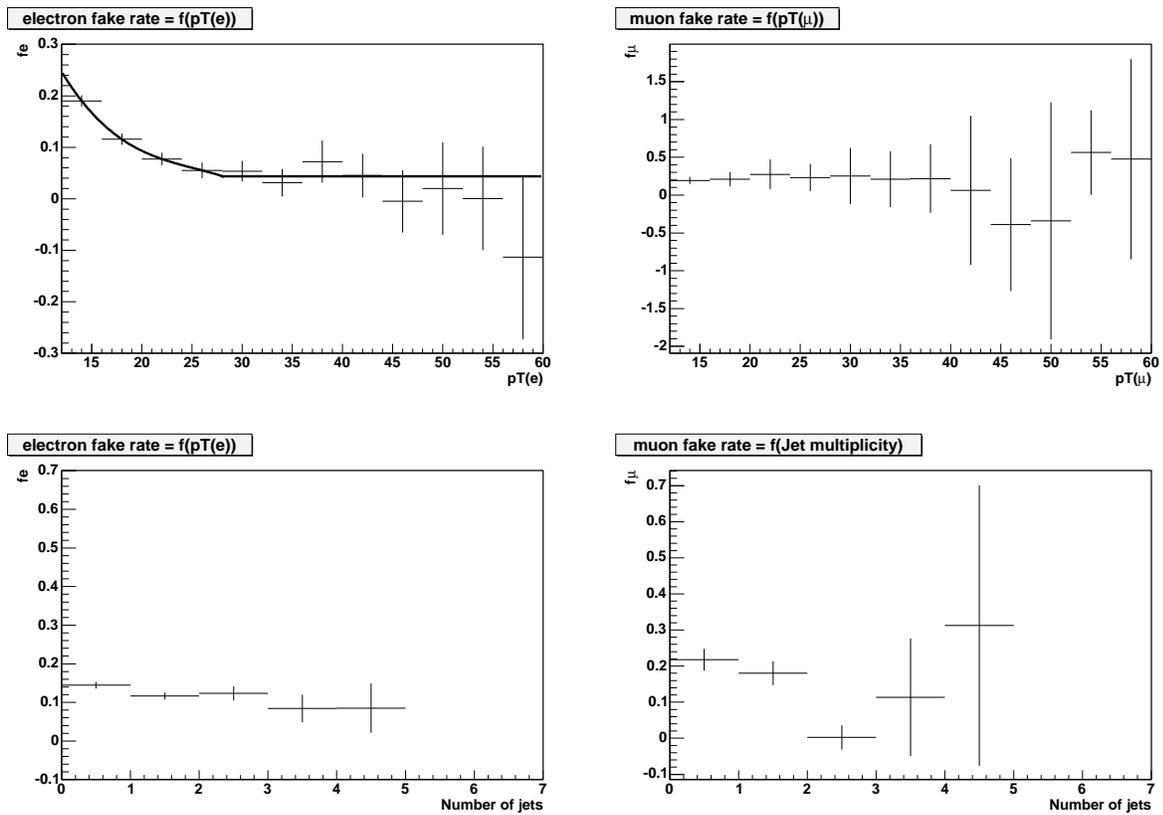


FIG. 3.1 – Distributions de f_e et de f_μ en fonction des impulsions transverses de l'électron et du muon, ainsi qu'en fonction de la multiplicité de jets.

généérés grâce au programme PYTHIA [67] excepté un, le processus $t\bar{t}$, qui lui a été généré grâce au programme ALPGEN [68] suivi de PYTHIA pour effectuer l'hadronisation des jets. Cela se traduit pratiquement par la génération de bruits de fond "jets inclusifs" excepté le $t\bar{t}$ qui lui a été explicitement simulé avec 2 jets de quarks ($b\bar{b}$). Bien sûr, une fois cette génération effectuée, les événements engendrés passent au travers de la chaîne complète de simulation du détecteur DØ et de reconstruction décrite dans 2.2.7 : l'option "géométrie plate" a été choisie dans le programme dØgstar, et en moyenne, 0.8 événement de biais minimum a été superposé aux événements alors simulés, le tout étant ensuite reconstruit avec le programme dØreco.

Toutes ces simulations ont été construites en faisant l'hypothèse que le quark Top a une masse de 175 GeV.

Ensuite, les sections efficaces de production utilisées pour ces bruits de fond sont soit NLO ($t\bar{t}$, $W\gamma$ et $Z\gamma$), soit NNLO (pour tous les autres). En outre, une

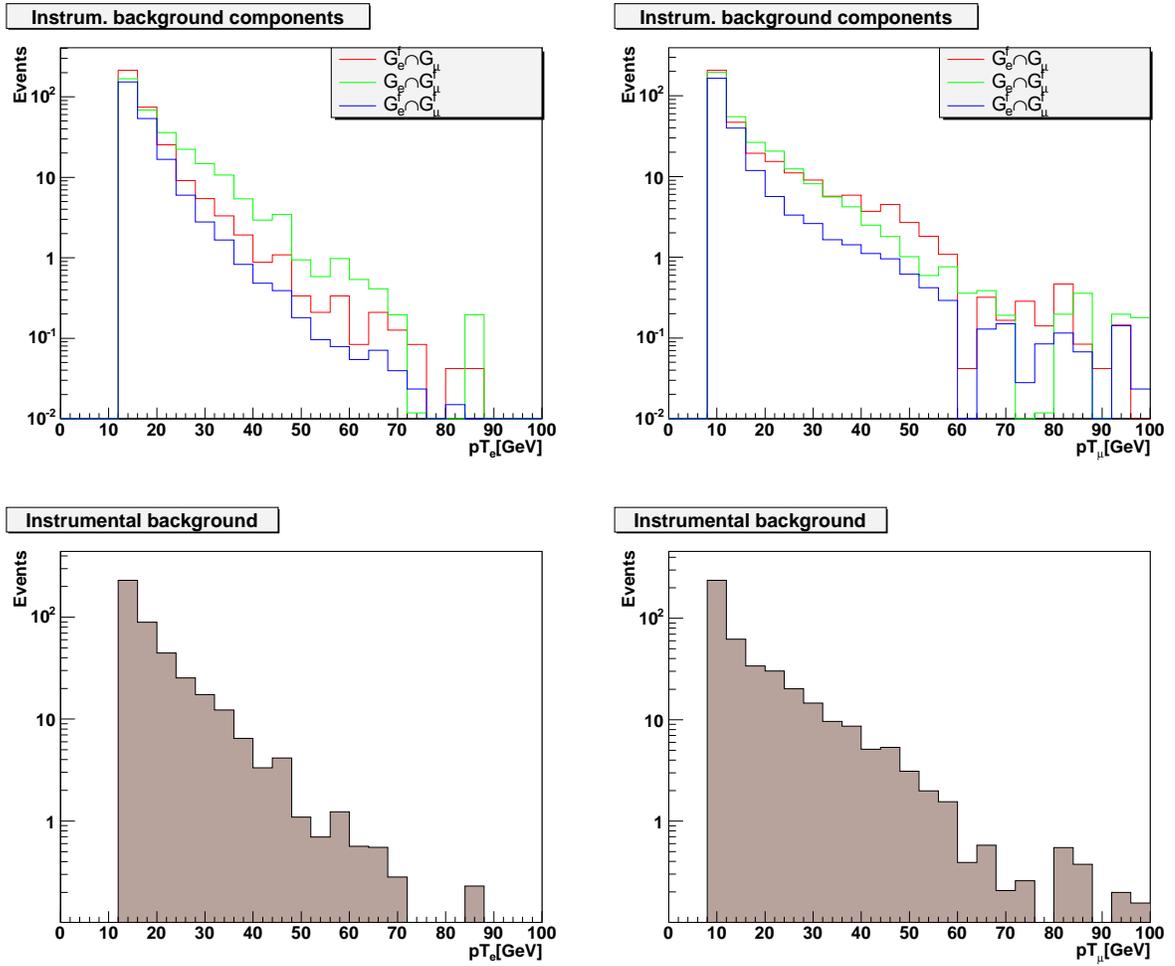


FIG. 3.2 – Superposition des distributions $G_e \cap G_\mu^f$, $G_e^f \cap G_\mu$ et $G_e^f \cap G_\mu^f$ fonctions des p_T de l'électron et du muon (en haut) et leur combinaison ($G_e \cap G_\mu^f + G_e^f \cap G_\mu - G_e^f \cap G_\mu^f$) représentant le bruit de fond instrumental tel qu'on l'attend au niveau de la sélection initiale.

petite subtilité intervient pour les processus Drell-Yan ($Z \rightarrow \ell^+ \ell^-$) : les sections efficaces NNLO sont obtenues événement par événement, à partir de la section efficace LO (326 pb^{-1} obtenue grâce à PYTHIA) pondérée par un coefficient K, fonction de la masse du boson Z, M_Z (cf. figure 3.3). D'ailleurs, la valeur affichée dans le tableau 3.2 pour ces bruits de fond est en fait la valeur moyenne de toutes ces sections efficaces calculées événement par événement.

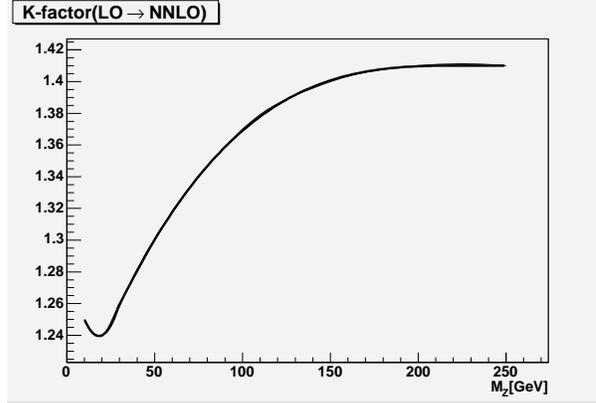


FIG. 3.3 – K-facteur appliqué à la section efficace LO (326 pb^{-1} obtenue grâce à PYTHIA) pour obtenir la section efficace NNLO, et défini comme une fonction de la masse du boson Z, M_Z .

Enfin pour conclure, il a été montré [69] que PYTHIA ne reproduit pas correctement la section efficace de production différentielle $\frac{d\sigma}{dp_T}$ du boson Z dans les désintégrations du type $Z \rightarrow \ell^+ \ell^-$ et une modification de paramètres appropriés de PYTHIA aurait été nécessaire pour nous permettre de reproduire le $\frac{d\sigma}{dp_T}$ des données. Plutôt que d'opter pour cette solution "propre" mais dont la réalisation serait lourde, cette modification a été paramétrée comme une fonction du p_T du boson Z et appliquée comme un poids sur toutes les simulations concernées [69].

3.2.2.2 Signal SUSY

Pour correctement engendrer la désintégration du stop en trois corps, $p\bar{p} \rightarrow \tilde{t}_1 \tilde{t}_1^* \rightarrow b\bar{b}e^+ \mu^- \tilde{\nu} \tilde{\nu}^*$ et son conjugué de charge, le générateur CompHEP [70] a été utilisé avec comme paramétrisation de la PDF des protons et antiprotons, CTEQ5L.

Les valeurs des paramètres $\tan \beta = 20$, $\mu = +225$, $M_{\tilde{g}} = 500 \text{ GeV}$, et $M_{H_A} = 800 \text{ GeV}$ sont communes aux différents points de signal et les paramètres MSSM suivants ont été variés pour obtenir les masses ainsi que les propriétés cinématiques du stop désirées :

- A_T a été varié pour obtenir la masse du stop recherchée.

- $M_{L_{1,2}}$ a été varié pour obtenir les masses des sleptons et en particulier celle du sneutrino.
- M_2 a été varié pour que le chargino $\tilde{\chi}^\pm$ soit virtuel.
- M_1 a été varié pour contrôler la masse du neutralino $\tilde{\chi}_0$ et conserver sa nature LSP : $M_{\tilde{\chi}^\pm} > M_{\tilde{t}_1} + 30 \text{ GeV}$.

Les valeurs de ces différents paramètres MSSM utilisés pour chacun des points de signal sont résumées dans le tableau 3.3.

Dans ce même tableau sont aussi présentées les sections efficaces NLO de ces points, obtenues grâce au programme PROSPINO [17], ainsi que le nombre d'événements générés pour chacun des points de signal.

Par la suite, une fois les particules engendrées et leur quadri-impulsions calculées, le générateur PYTHIA est utilisé afin d'hadroniser les quarks du signal et enfin comme pour le bruit de fond Modèle Standard, les événements alors générés sont passés au travers des programmes de simulation du détecteur de DØ (dØgstar) et de reconstruction des événements (dØreco).

3.2.3 Corrections apportées à la simulation

L'idée maintenant de confronter les données au Modèle Standard, serait judicieuse si l'on pouvait compter sur une simulation parfaite. Mais à ce stade là, la simulation dans DØ ne tient pas compte des effets de *triggers*, mais aussi ne présentent pas les mêmes efficacités que les données face à certaines coupures de sélection comme celles de la sélection initiale, et enfin, la résolution des impulsions transverses des leptons n'y est pas correctement reproduite. Certaines corrections doivent donc être apportées aux simulations avant de pouvoir établir une comparaison fiable avec les données.

3.2.3.1 Efficacités de *trigger*

La principale difficulté à surmonter dans le calcul des efficacités de *triggers* est d'éviter les différents biais possibles de ce genre de mesure ; comment être sûr que ce que l'on mesure est bien l'efficacité que l'on cherche ? C'est bien ce que je vais tâcher de montrer dans ce qui suit.

Commençons par la stratégie globale à adopter. L'idée est de déterminer la proportion d'événements dont on attend qu'ils déclenchent au moins un des *triggers* définis dans 3.1.1 et qui les déclenchent effectivement.

L'idée la plus naturelle est alors de sélectionner un échantillon d'étude dans lequel il y a au moins un électron et un muon et de déterminer dans quelle proportion les *triggers* ont été déclenchés. Seulement, sur cette voie on s'expose à deux difficultés : si l'on demande que des *triggers* EMMU aient été déclenchés pour construire

Points signal	A_t [GeV]	$M_{L_{1,2}}$ [GeV]	M_1 [GeV]	M_2 [GeV]	$m_{\tilde{t}_1}$ [GeV]	$m_{\tilde{\nu}}$ [GeV]	$\sigma(NLO) \cdot Br$ [pb]	Évènements générés
A1	510.0	82.0	53.5	215	70.63	50.86	21.652	8805
A2	501.5	82.0	53.5	215	80.06	50.86	11.112	10000
A3	480.0	82.0	53.5	210	100.03	50.86	3.309	9800
A4	467.0	82.0	53.5	210	110.36	50.86	1.916	10000
A5	453.0	82.0	53.5	225	120.50	50.86	1.167	9998
A6	438.0	82.0	53.5	225	130.49	50.86	0.741	9916
A7	422.5	82.0	53.5	230	140.07	50.86	0.491	8979
A8	413.0	82.0	53.5	230	145.63	50.86	0.391	10000
A9	405.0	82.0	53.5	250	150.16	50.86	0.326	10000
A10	386.0	82.0	53.5	275	160.39	50.86	0.219	9574
B1	501.5	88.5	63	215	80.06	60.80	11.112	9800
B2	491.2	88.5	63	215	90.18	60.80	5.841	9800
B3	480.0	88.5	63	210	100.03	60.80	3.309	9874
B4	453.0	88.5	63.7	225	120.05	60.80	1.167	9529
B5	422.5	88.5	63.7	230	140.07	60.80	0.491	9388
B6	405.0	88.5	63.7	250	150.16	60.80	0.326	9294
B7	367.0	88.5	63.7	310	170.00	60.80	0.159	10000
C1	491.2	95.5	74	215	90.18	70.60	5.841	9051
C2	480.0	95.5	74	210	100.03	70.60	3.309	9386
C3	438.0	95.5	74	225	130.49	70.60	0.741	10000
C4	422.5	95.5	74	230	140.07	70.60	0.491	10000
C5	405.0	95.5	74	230	150.16	70.60	0.326	9800
D1	480.0	103.0	85	210	100.03	80.45	3.309	9800
D2	467.0	103.0	85	210	110.36	80.45	1.916	9800
D3	453.0	103.0	85	225	120.50	80.45	1.167	9385
D4	438.0	103.0	85	225	130.49	80.45	0.741	9680
D5	422.5	103.0	85	230	140.07	80.45	0.491	9934
D6	405.0	103.0	85	230	150.16	80.45	0.326	9800
D7	367.0	103.0	85	310	170.00	80.45	0.159	10000
E1	467.0	111.0	95.5	210	110.36	90.48	1.916	10000
F1	453.0	119.5	106.5	225	120.50	100.72	1.167	10000
F2	438.0	119.5	106.5	225	130.49	100.72	0.741	10000
F3	422.5	119.5	106.5	230	140.07	100.72	0.491	10000
F4	453.0	119.5	106.5	225	150.16	100.72	0.326	10000

TAB. 3.3 – Énumération des paramètres MSSM non constants utilisés pour la génération des différents points de signal ainsi que leurs sections efficaces NLO fournies par PROSPINO [17] et le nombre d'évènements générés pour chacun d'eux.

l'échantillon d'étude, alors l'étude de l'efficacité des ces mêmes triggers y serait complètement biaisée ; mais ne pas demander la présence de *triggers* EMMU pose un problème d'une autre nature. En effet, l'échantillon d'étude ne serait alors pas bien défini : puisqu'ils n'auraient passé aucun trigger, des événements EMMU pourraient être omis, en conséquence de quoi ils ne seraient donc pas dans l'échantillon d'étude et contribueraient à l'inefficacité des *triggers* (cf. Encadré 2).

Encadré 2

Si l'on constitue l'échantillon d'étude sans demander la présence d'au moins un trigger EMMU, on se retrouve avec tous les événements EMMU enregistrés par DØ.

Or pour être enregistré, un événement doit déclencher au moins un *trigger* présent dans la liste des *triggers* définis par DØ. Cela signifie donc que dans l'échantillon d'étude on retrouve tous les événements EMMU ayant déclenché au moins un *trigger* EMMU mais pas les événements EMMU n'ayant pas passé de *trigger* EMMU qui eux sont perdus pour toujours.

Alors, même si ce nombre d'événements perdus est petit, il introduit un biais dans l'échantillon d'étude : comme celui-ci sert de repère (normalisation) pour le sous-échantillon dans lequel on demande que les *triggers* EMMU aient été déclenchés, la conséquence est que ces événements manquants contribuent à l'inefficacité des ces *triggers*.

Déterminer l'efficacité des parties électromagnétiques et muoniques des *triggers* simultanément semble donc inapproprié. Il va donc falloir opérer séparément.

On procède en ce sens grâce à la méthode *Tag and Probe* utilisée dans les programmes `em_cert` [71] et `muo_cert` [72] de la collaboration DØ et qui permet d'éviter d'inclure des biais comme ceux discutés au-dessus.

Cette méthode permet de calculer les efficacités de triggers EM (MU) à partir de candidats $Z \rightarrow e^+e^-$ ($Z \rightarrow \mu^+\mu^-$). Il s'agit dans un premier temps, d'imposer des critères de sélections assez sévères sur l'électron (muon) de plus grand p_T , appelé alors *Tag*, pour constituer un lot d'événements dans lequel on aura des candidats $Z \rightarrow e^+e^-$ ($Z \rightarrow \mu^+\mu^-$), et donc être quasiment sûr qu'il devrait y avoir un second électron (muon).

Puis il reste à voir dans quelle proportion le second électron¹ (muon), appelé *Probe*, déclenche les triggers à tester. Les détails concernant la sélection des électrons (muons) sont discutés plus bas. Pour obtenir une efficacité de trigger en fonction du p_T des électrons (muons), on divise la distribution du p_T des électrons (muons) *Probes* par celle du p_T des électrons (muons) *Tags*.

Enfin, pour conclure sur l'approche à avoir, il reste à savoir s'il est souhaitable de déterminer les efficacités Level 1, 2 et 3 séparément ou simultanément. La réponse est que même si du point de vue de l'analyse les deux approches sont identiques, il n'en est pas moins important de pouvoir comprendre au mieux les efficacités qu'on utilise et ceci milite donc pour la première option, à savoir les déterminer séparément.

¹selon une classification de p_T décroissants.

Partie électromagnétique Cette étude est faite avec les données 1EMloose¹, et en raison de l'important bruit de fond, il est essentiel de sélectionner l'électron *Tag* de façon très stricte. C'est pourquoi il doit respecter les conditions suivantes :

- $p_T > 25$ GeV
- $|ID| = 10, 11$
- $I_{so} < 0.15$
- $f_{EM} > 0.9$
- *In Fiducial*
- être associé à une trace
- $\chi_{HMx7}^2 < 15$ (CC) ou $\chi_{HMx8}^2 < 20$ (EC)
- $\Delta z_{PV} < 1$ cm
- *Vraisemblance EM* > 0.8
- *Déclenche un trigger avec des conditions sur un seul électron.*

L'électron *Probe* quant à lui doit avoir un p_T d'au moins 5 GeV et respecter les conditions imposées aux électrons dans la sélection initiale (voir 3.1.2). Les résultats trouvés pour les niveaux L1 et L3 des *triggers* sont alors fonctions du p_T de l'électron et sont subdivisés en trois pour les trois périodes de prise de données décrites dans 3.1.1. S'il n'apparaît pas ici de L2, c'est pour deux raisons : il n'en existe pas pour les deux premières périodes de prise de données, et pour la dernière période, l'efficacité du L2 est de 100% pour des électrons de $p_T \geq 12$ GeV.

Partie muonique Dans des événements dans lesquels on recherche des désintégrations du Z en deux muons, on identifie le plus précisément l'un des deux, grâce au détecteur de traces CFT et au détecteur local à muons, puis on vérifie qu'il existe une autre trace pointant vers le détecteur local à muon et on teste finalement si cette trace ira sur son chemin déclencher les triggers muon choisis situés dans le détecteur local à muons².

Donc dans des données 1MUloose³ on sélectionne tous les événements dans lesquels il y a au moins un muon *medium* associé à une trace centrale⁴ (*Tag*), et une trace (*Probe*)⁵ associée à un muon, celle-ci ne devant être ni la même que celle qui est associée au muon *Tag* ni associée à ce muon⁶.

¹présélection consistant à ne conserver que les événements dans lesquels il y a au moins un objet de type électromagnétique ($|ID| = 10$ ou 11) et de $p_T > 15$ GeV.

²le même principe sera utilisé pour les efficacités des coupures muoniques sauf qu'on vérifiera que la trace en question est bien associée à un muon (*Central*) et que celui-ci vérifie bien les critères choisis pour l'analyse (*Medium* et $N_{seg}=3$).

³présélection consistant à ne conserver que les événements dans lesquels il y a au moins un objet de type muon remplissant toutes les conditions pour être un muon *loose* et de $p_T > 8$ GeV

⁴ $p_T > 10$ GeV (détecteur de traces et local), $N_{seg} = 3$, *Medium*, *TrkCone&Halo* < 2.5 GeV et surtout qu'il ait déclenché un trigger avec des conditions sur un seul muon.

⁵ $p_T > 5$ GeV dans le détecteur de traces.

⁶sachant aussi que les deux traces doivent avoir des charges opposées, être acoplanaires, res-

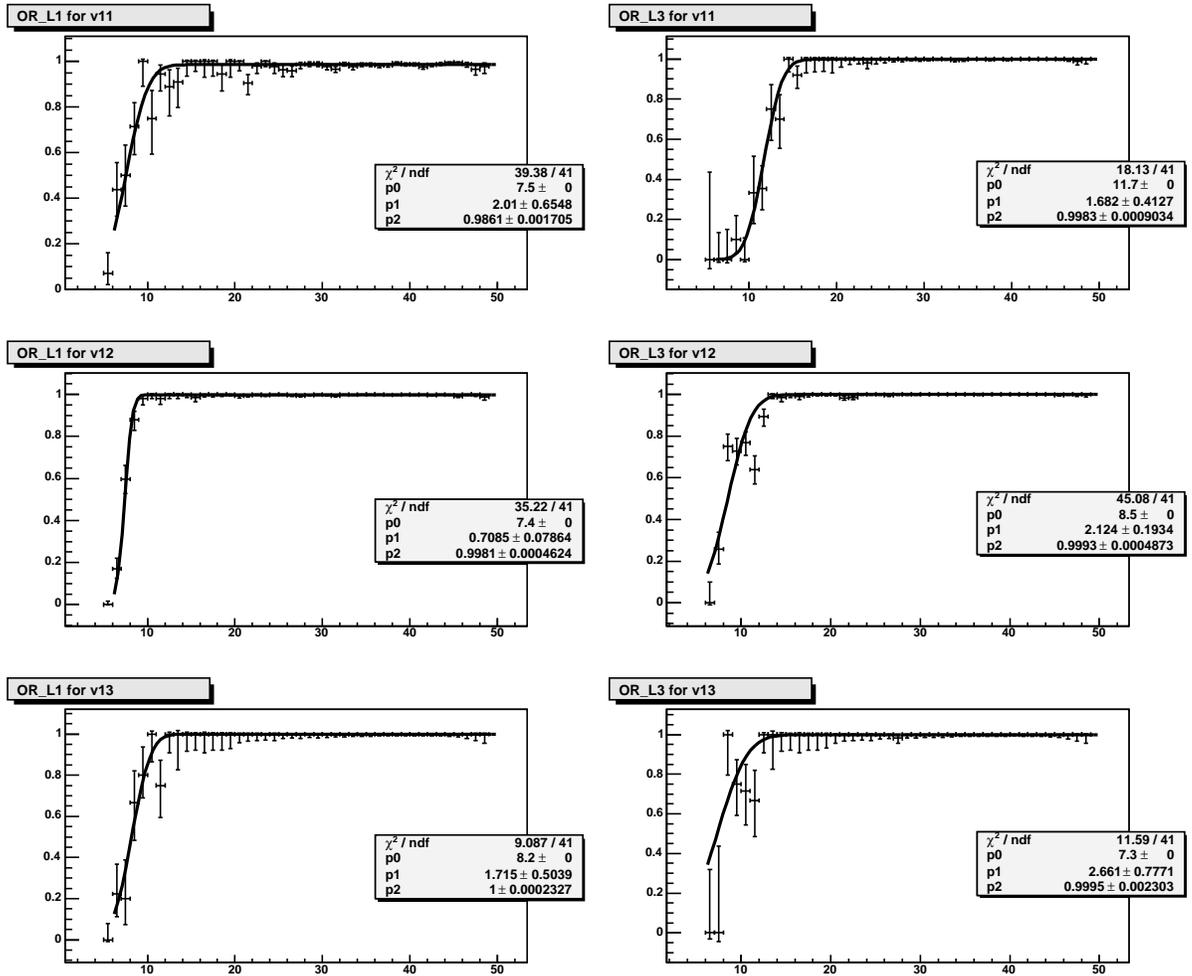


FIG. 3.4 – Efficacités des niveaux L1 et L3 de la partie électromagnétique du OU des triggers et les ajustements de ces efficacités utilisés comme des poids dépendants de l'impulsion transverse dans l'analyse.

On trouve les efficacités *triggers* aux niveaux L1 et L2 présentées sur la figure 3.5 qui ne sont fonctions que de η_{det} qui est ici η_A c'est-à-dire η du point de vue de la couche A du détecteur local à muons.

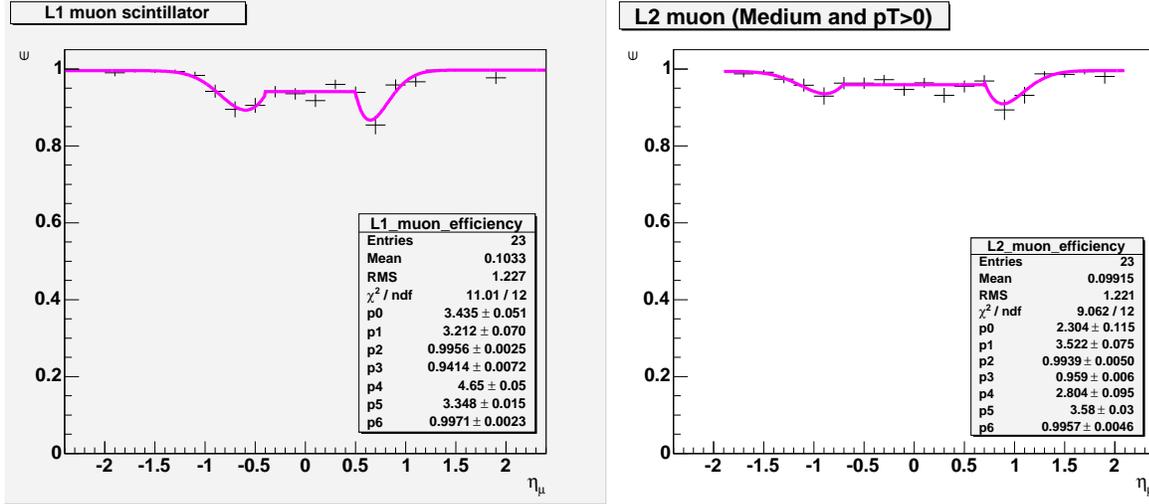


FIG. 3.5 – Efficacité des niveaux L1 et L2 de la partie muonique du OU des triggers et les ajustements de ces efficacités utilisés comme des poids dépendants de η_A dans l'analyse.

Une fois que l'on a à disposition les fonctions permettant de représenter dans les événements les efficacités des *triggers*, il s'agit de savoir comment les appliquer.

Tout d'abord, il faut pour chaque événement, déterminer grâce aux impulsions transverses des électrons et à la pseudo-rapidité des muons, l'efficacité respectivement des niveaux L1 et L3 électroniques et des niveaux L1 et L2 muoniques à l'aide de ces fonctions présentées (dessinées) sur les figures 3.4 et 3.5.

Ensuite, on obtient l'efficacité de la partie électronique par le produit des efficacités des niveaux L1 et L3, et de la partie muonique par le produit des efficacités des niveaux L1 et L2. Au final, l'efficacité globale de notre OU de *triggers* est obtenue par le produit de ces deux précédents produits d'efficacités. Cette efficacité globale s'utilise alors dans chaque événement simulé comme un poids, dépendant du p_T (du ou) des électrons et de la pseudo-rapidité (du ou) des muons présents dans l'événement en question¹.

pecter la condition $\Delta R_{\mu\mu} > 2$ et avoir une masse invariante dans une fenêtre de ± 45 GeV autour de la masse du Z.

¹en tenant compte du fait que la présence de deux électrons (muons) A et B dans un événement, engendrera une efficacité plus importante que s'il n'y avait que l'électron (muon) A ou que

3.2.3.2 Efficacités des coupures de présélection

Intéressons nous maintenant à la sélection initiale décrite dans 3.1.2 ; elle consiste en une succession de coupures dont on doit s'interroger sur leurs différences d'efficacité entre les données et la simulation et donc sur d'éventuelles corrections du MC comme précédemment pour les *triggers*.

Pour ces mesures d'efficacités, les mêmes programmes *em_cert* et *muo_cert* ont été utilisés. Il s'agit de déterminer, coupure après coupure, si l'on observe une différence d'efficacité entre données et l'approche *Tag and Probe* a ici aussi été utilisée.

Coupures électromagnétiques Rappelons les conditions à tester dans cette analyse, rassemblés en trois groupes, respectivement identification, vraisemblance et *track-matching* :

- $|Id|=10,11$
- $f_{ISO} < 0.15$
- $f_{EMF} > 0.9$

- $\chi_{HM\pi\tau}^2 < 50.0$
- *Vraisemblance électromagnétique* > 0.5

- $Prob(\chi_{spatialTrkMatch}^2) > 0.001$

L'étude de l'efficacité du premier groupe de coupure est décrite dans [73].

Pour les deux suivants l'efficacité a été mesuré grâce au *skim* 1EMloose pour les données et à la simulation $Z/\gamma^* \rightarrow ee + jets$ (où $15 < M_Z < 60$ GeV et $60 < M_Z < 130$ GeV).

Le principe est le même que pour le calcul des efficacités de *triggers* : identifier un électron avec des conditions sévères (*Tag*) et tester les conditions désirées sur le second électron (*Probe*).

Il existe cependant une nuance : dans un premier temps on teste les conditions d'identification, puis pour tester les conditions de vraisemblance il est demandé que l'électron *Probe* vérifie les condition d'identification, et enfin pour tester les conditions de *track-matching* on demande que l'électron *Probe* vérifie les conditions d'identification et de vraisemblance.

Les efficacités de ces groupes de coupures sont présentées sur la figure 3.6. Plus correctement, sur cette figure apparaissent directement le rapport, groupe

l'électron (muon) B.

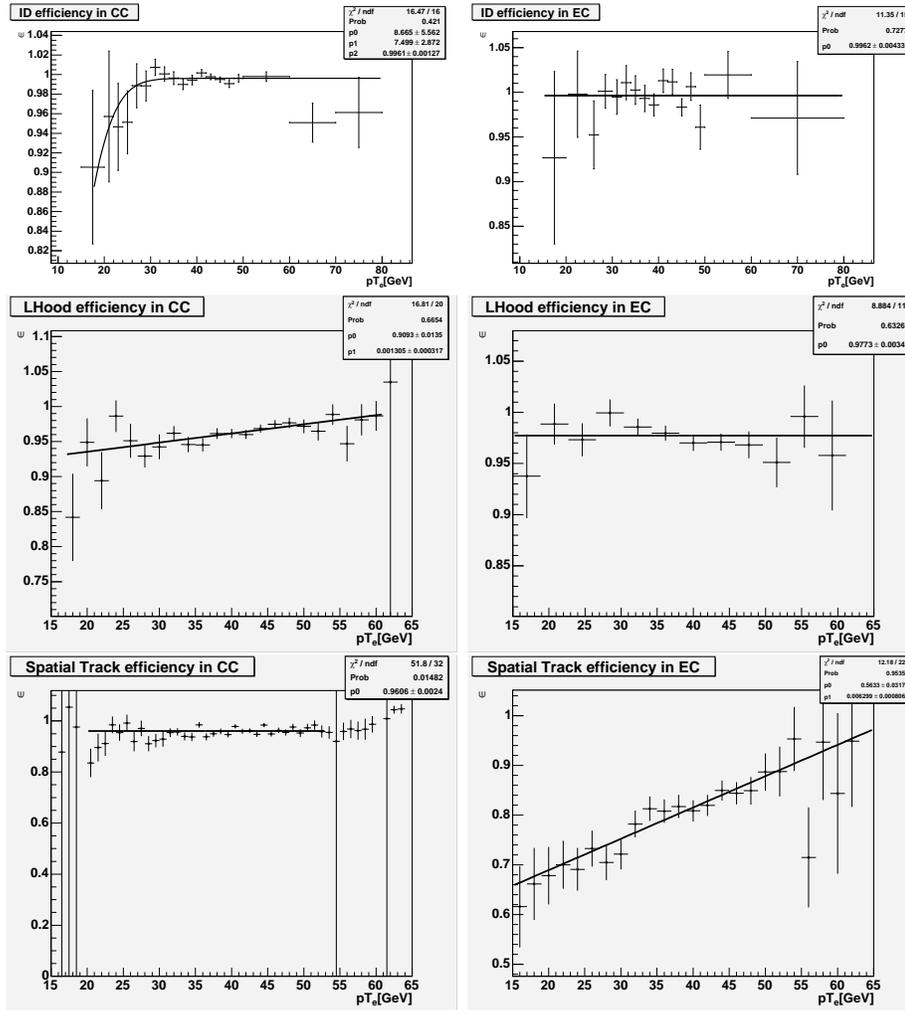


FIG. 3.6 – Rapport $\frac{\text{données}}{MC}$ des efficacités des différentes coupures utilisées pour l'identification des électrons ainsi que leurs fits associés permettant une correction des simulations en fonction du p_T de l'électron considéré dans l'analyse.

par groupe, des efficacités dans les données et les simulations, rapport utilisé ensuite comme correction aux simulations. Ces rapports dépendent de l'impulsion transverse de l'électron mais aussi de sa pseudo-rapidité (dans le référentiel du calorimètre) puisque la distinction entre la partie centrale(CC) du calorimètre et les bouchons(EC) a été faite. Ainsi dans la pratique, chaque événement simulé est donc pondéré par le produit de trois fonctions dépendantes du p_T et du η_{det} du seul électron considéré dans l'analyse, à savoir celui de plus grand p_T vérifiant les conditions décrites dans 3.1.2.

Coupures muoniques Les conditions à tester sont, rappelons le, un muon non cosmique, medium avec Nseg=3 et associé à une trace centrale (CFT) qui constituent la partie identification des coupures, puis TrkCone<2.5 et Halo<2.5, qui constituent la partie isolation des coupures, et enfin la dernière, exigeant que la trace du muon ait au moins un coup dans le détecteur de vertex SMT. Pour la partie identification, le principe et les outils sont les mêmes que pour les efficacités de *triggers* muoniques. Les efficacités concernant l'isolation et la qualité des traces, ont été étudiées dans le cadre de l'analyse complémentaire pour la recherche du *stop* dans le canal $\mu\mu$ [74], faisant usage elle aussi de la méthode *Tag and Probe*. Les quantités relevantes, à savoir le rapport des efficacités dans les données et la simulation, trouvées pour l'identification, l'isolation et la qualité de traces sont toutes des constantes :

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon_{data}}{\epsilon_{MC}}(Id) &= 0.953 \pm 0.006 \\ \frac{\epsilon_{data}}{\epsilon_{MC}}(Iso) &= 0.940 \pm 0.002 \\ \frac{\epsilon_{data}}{\epsilon_{MC}}(SMT) &= 0.928 \pm 0.002 \end{aligned}$$

Alors, sur le même principe que pour les électrons, le produit de ces trois rapports est utilisé pour pondérer les simulations afin de corriger la différence des efficacités entre celles-ci et les données.

3.2.3.3 Résolutions des impulsions transverses des leptons

Reste à discuter d'une toute dernière correction nécessaire aux Monte Carlo. Essentiellement à cause de la mauvaise simulation des zones non instrumentées du détecteur et du champ magnétique, la résolution des impulsions transverses des leptons est surestimée, amenant par exemple, à une largeur de désintégration du Z en deux muons de 7.7 GeV et 6.7 GeV dans les données et les simulations respectivement.

Pour cette raison, les impulsions transverses des électrons et des muons sont corrigées selon la formule suivante :

$$\frac{1}{p_T} \rightarrow \frac{S}{p_T} + G(0, \sigma)$$

où G est un nombre aléatoire fourni par une distribution gaussienne centrée en 0 et de largeur σ , ce paramètre σ permettant de corriger la largeur de la distribution de la désintégration du Z , et le paramètre S permettant la correction de sa valeur centrale. Etant donné que les distributions des zones non instrumentées et du champ magnétique sont inhomogènes en η , les deux paramètres S et σ , ont des valeurs différentes pour différentes régions en η , ce que résume le tableau 3.4 pour les muons et le tableau 3.5 pour les électrons :

μ	$ \eta_{det} \leq 1.62$	$ \eta_{det} > 1.62$
σ	0.00247	0.00429
S	0.991	0.996

TAB. 3.4 – Paramètres de la correction de $p_T(\mu)$ pour différentes régions de $\eta_{\text{détecteur}}$.

e	CC+infiducial	CC+!infiducial	EC
σ	0.045	0.115	0.034
S	1.003	0.950	0.996

TAB. 3.5 – Paramètres de la correction de $p_T(e)$ pour différentes régions de $\eta_{\text{détecteur}}$.

3.2.4 Comparaison données – bruit de fond – signal SUSY

Dans cette partie seront présentées les distributions dites de contrôle, dans lesquelles les données sont comparées à la somme des bruits de fond physiques et instrumental au niveau de la sélection initiale. Les distributions utilisées sont les p_T de l'électron et du muon considérés dans l'analyse ou encore la \cancel{E}_T et les différences angulaires, $\Delta\phi$, entre les leptons et cette même \cancel{E}_T , figure 3.7, mais aussi des distributions de variables utilisées pour l'extraction du signal prochaine étape à venir. Ces distributions sont celles de la somme des η_{phys} des deux leptons,

la somme des $\Delta\phi$ précédemment cités, la dca du muon¹, les masses transverses de la \cancel{E}_T avec l'électron ou le muon, la somme des p_T des deux leptons et de la \cancel{E}_T et enfin, le nombre de traces non isolées qui sera défini plus loin, figures 3.7 et 3.8.

Sur ces figures apparaissent donc évidemment, tous les bruits de fond *physiques* et le bruit de fond instrumental, mais aussi les données (points noirs) et les deux points référence de signal, $m_{stop}/m_{snu} = 145/50 \text{ GeV}$ (point A8) représenté par une ligne noire et $m_{stop}/m_{snu} = 110/80 \text{ GeV}$ (point D2) représenté lui par une ligne rose.

On voit qu'à ce stade, c'est-à-dire celui de la sélection initiale, ce sont le bruit de fond instrumental(BfI) et le $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ qui dominant car comme le montre le tableau 3.6 qui recense le nombre d'événements pour chaque bruit de fond et les données après l'application de la sélection initiale, ils contribuent à eux seuls à pratiquement 95% le bruit de fond total.

	$t\bar{t}$	dibosons	Z_τ	Inst.	BdF	Données
Sélection	13.57	27.82	299.40	438.20	778.90	807
initiale	± 0.18	± 0.79	± 7.91	± 20.93	± 22.40	

TAB. 3.6 – Nombre d'événements de bruit de fond attendu pour une luminosité intégrée de 350pb^{-1} et de données observées après les coupures de la sélection initiale. Inst. désigne le bruit de fond instrumental, Z_τ le $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ et BdF désigne la somme de tous les bruits de fond.

Les nombres de BdF attendu et de données observées sont à comparer avec les nombres d'événements de chacun des points de signal attendu, présentés dans le tableau 3.7.

Comme on peut le constater sur ces distributions, le bruit de fond décrit bien les données, et ceci quelle que soit la variable utilisée. Passons les en revue une par une pour un peu plus d'explications.

- p_T des leptons : on y voit deux tendances; la première qui est celle déjà mentionnée concernant les deux point de signal D2 et A8 avec des leptons respectivement mous et durs, et la seconde qui prévaudra tout au long de cette analyse, à savoir que le BfI et le $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ sont assez confondus avec le signal D2 et assez peu avec le signal A8. Ici c'est à cause du fait que l'électron et le muon ne sont pas les produits directs de la désintégration du Z impliquant au final des leptons auxquels il reste peu d'impulsion, ou alors

¹*distance of closest approach* : distance minimale séparant le vertex primaire de la trajectoire (trace) du muon sur l'axe z ou sur l'axe r . Ici, il s'agit de dca_z .

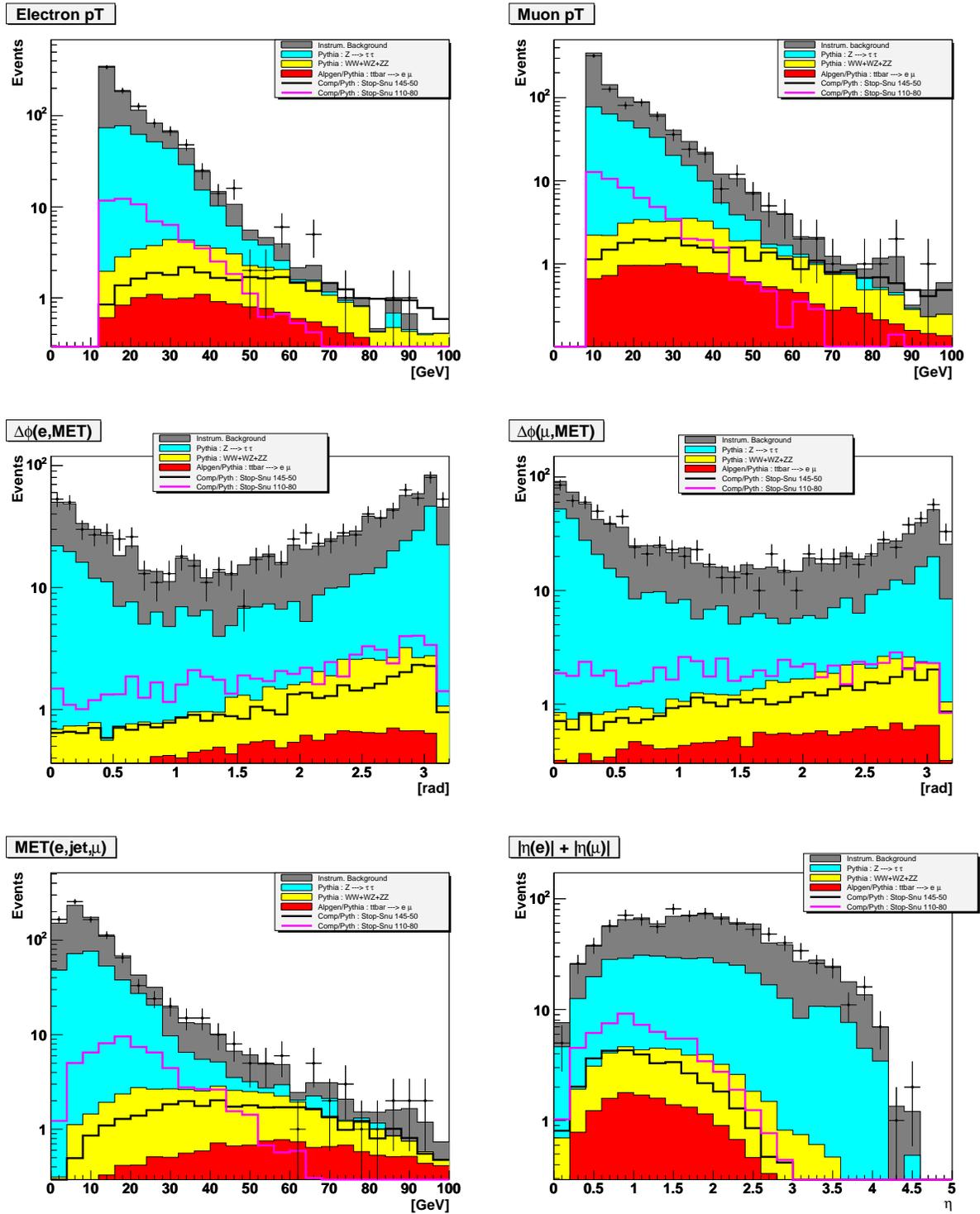


FIG. 3.7 – Distributions des impulsions transverses de l'électron et du muon, ainsi que de \cancel{E}_T et la somme des valeurs absolues des η des deux leptons et les deux angles azimutaux entre la \cancel{E}_T et chacun des deux leptons, pour les données (points noirs) et le bruit de fond (histogrammes plein) ainsi que les points de signal A_8 et D_2 en superposition (lignes noire et rose), et ceci après avoir appliqué les coupures de la sélection initiale.

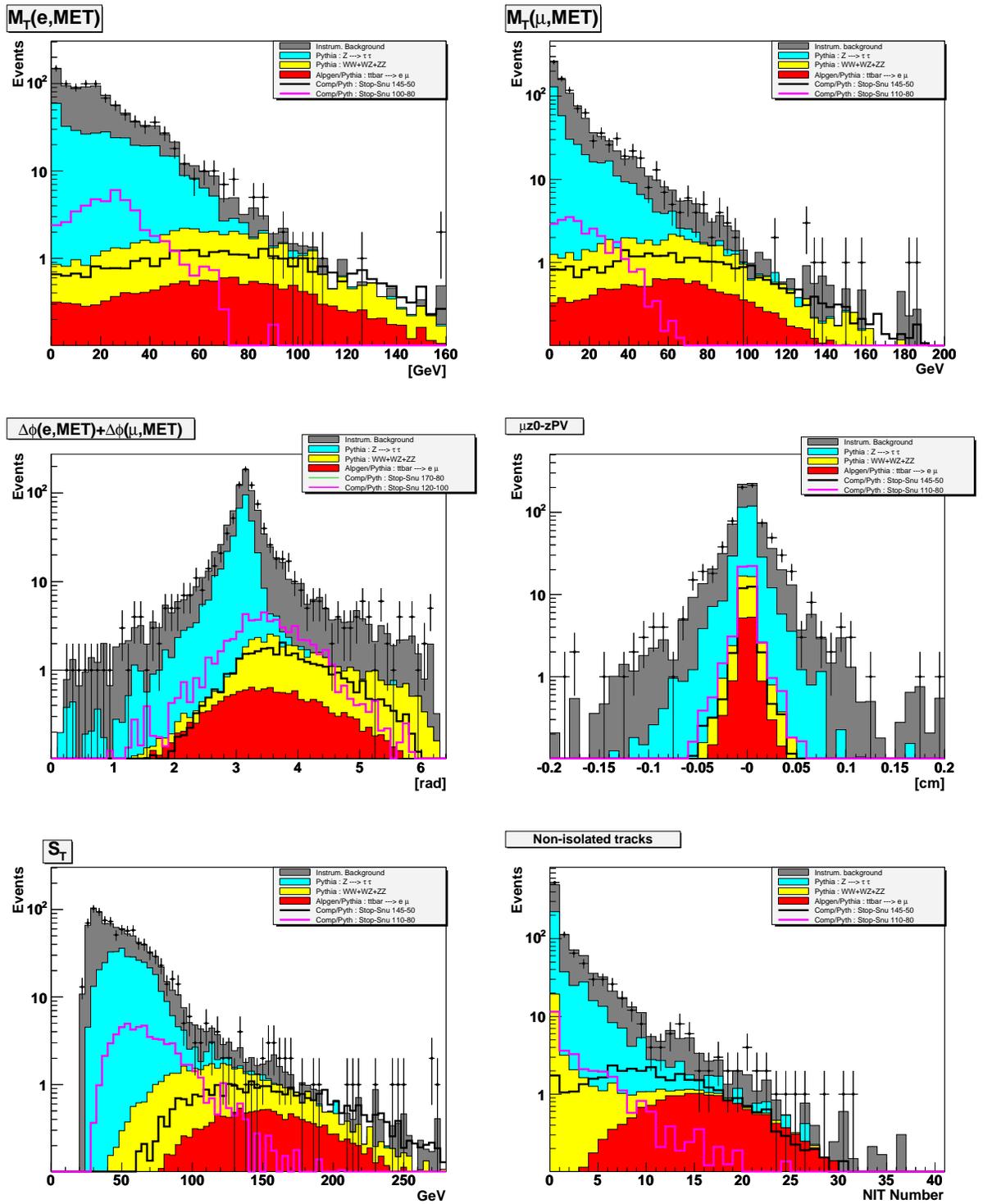


FIG. 3.8 – Distributions des masses transverses électron- \cancel{E}_T et muon- \cancel{E}_T , de la somme des angles azimutaux précédemment montrés, du DCA ($\mu z_0 - z_{PV}$) du muon, ainsi que de la somme $S_T = p_{Te} + p_{T\mu} + \cancel{E}_T$ et du nombre de traces non isolées, pour les données (points noirs) et le bruit de fond (histogrammes plein) ainsi que les points de signal A_8 et D_2 en superposition (lignes noire et rose), et ceci après avoir appliqué les coupures de la sélection initiale.

Points signal	Sélection initiale	Points signal	Sélection initiale
A1	205.72 ± 13.19	C1	60.77 ± 3.65
A2	305.74 ± 11.32	C2	97.17 ± 3.53
A3	168.20 ± 4.77	C3	47.16 ± 1.20
A4	117.16 ± 3.04	C4	36.27 ± 0.87
A5	77.83 ± 1.95	C5	25.02 ± 0.60
A6	52.79 ± 1.29	D1	38.66 ± 2.17
A7	36.94 ± 0.93	D2	54.59 ± 2.01
A8	30.78 ± 0.72	D3	55.41 ± 1.65
A9	25.75 ± 0.60	D4	41.76 ± 1.14
A10	18.07 ± 0.42	D5	32.80 ± 0.82
B1	104.57 ± 6.53	D6	23.30 ± 0.57
B2	165.84 ± 6.11	D7	12.33 ± 0.29
B3	137.20 ± 4.21	E1	22.12 ± 1.24
B4	72.83 ± 1.87	F1	16.12 ± 0.83
B5	36.09 ± 0.87	F2	23.94 ± 0.82
B6	26.11 ± 0.62	F3	24.09 ± 0.69
B7	13.16 ± 0.30	F4	19.35 ± 0.51

TAB. 3.7 – Nombre d'événements attendu des différents points du signal pour une luminosité intégrée de 350 pb^{-1} après avoir appliqué les coupures de la sélection initiale.

au fait que des jets mous imitent nos deux leptons pour le Bfl. Comme on le verra ce sera un aspect important de la justification de l'utilisation de la variable S_T pour discriminer entre le signal et le bruit de fond par la suite.

- la \cancel{E}_T : les remarques sont les mêmes que pour les p_T des leptons.
- $|\eta_e|+|\eta_\mu|$: ici on remarque la centralité des événements du signal contrairement aux bruits de fond principaux plus uniformément repartis ce dont on tirera profits par la suite.
- $M_T(e\mu, \cancel{E}_T)$: ces deux distributions sont deux exemples d'excellente reproduction des données. Aussi appelée masse du W, ce qui se vérifie assez bien avec la distribution de la composante dibosons du bruit de fond¹, on comprend à la vue de la forme piquée vers les basses valeurs de la distribution du $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$, que l'on a ici aussi à disposition deux armes concrètes à la suppression d'au moins un des bruits de fond principaux.

¹on observe un léger décalage vers la gauche de la distribution par rapport à ce que l'on attendrait, mais ceci s'explique par la présence dans le bruit de fond dibosons, du WZ et du ZZ, où le ou les Z contribuent par une faible \cancel{E}_T rabaisant la valeur centrale de la distribution.

- $dca_{\mu|z}$: cette variable est utilisée pour deux raisons : pour supprimer le $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ où le temps de vol du τ peut amener à des valeurs plus importantes que dans le signal, mais aussi supprimer les événements du BfI dans lesquels le muon est associé à une mauvaise trace¹, et la figure 3.8 nous montre que ce n'est pas négligeable.
- $\Delta\phi(e, \vec{E}_T) + \Delta\phi(\mu, \vec{E}_T)$: bien qu'il n'y paraisse pas dans les distributions individuelles des $\Delta\phi(e, \vec{E}_T)$ et $\Delta\phi(\mu, \vec{E}_T)$, il existe une forte "corrélation destructive"² entre ces deux variables pour le $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ qui n'existe pas pour le signal. C'est donc une variable très utile pour la suppression du $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$.
- $S_T = p_{Te} + p_{T\mu} + \vec{E}_T$: les effets déjà discutés à propos des bas p_T des leptons du $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ et du BfI se retrouvent ici amplifiés de sorte que les points de signal de Δm élevée ne sont pour cette variable pratiquement pas en coïncidence avec les deux bruits de fond principaux.
- TNI (traces non isolées) : si l'on se penche sur la distribution de la multiplicité des jets dans les événements, voir figure 3.9, on constate que pour près de la moitié des événements de signal du type D2, il n'y a pas de jets reconstruits. Demander alors comme on s'y attendrait la présence d'au moins un jet voire deux réduirait drastiquement les points de signal de faible Δm . L'idéal serait donc de trouver une variable, permettant de mesurer l'activité due aux jets, sans pour autant être pénalisant pour le signal. Et c'est cela qu'on se propose de faire avec la variable TNI. Mais alors, qu'est-ce qu'une trace non isolée ? C'est une trace, sans condition sur son p_T ni sur d'éventuels coups dans les détecteurs CFT et SMT, et qui a dans son voisinage, défini par un cône de rayon égal à 0.5, d'autres traces telles que :
 - la somme de leurs p_T soit supérieure à 2.5 GeV,
 - elles viennent du même vertex que la trace testée ou d'un vertex éloigné au plus de 0.01 cm sur l'axe z .
 Et pour de plus amples informations, une étude complète a été faite sur ce sujet et est présentée dans l'annexe A. Enfin, il est à noter que cette variable présente l'autre grand intérêt de n'être entachée que d'une très faible erreur systématique, ce qui est loin d'être le cas lors de l'utilisation des jets.

Une fois la vérification faite que les bruits de fond utilisés décrivent bien les données, l'étape suivante va consister à le supprimer afin d'en extraire le signal, et éventuellement en déceler les excès correspondant dans les données.

¹soit parce que la vraie trace du muon n'a pas été reconstruite soit parce que par erreur le muon a été associé à une trace qui n'est pas la sienne.

²en ce sens que souvent lorsque l'un des termes de la somme a une valeur proche de 3 rad (maximum), l'autre a une valeur proche de 0 rad (minimum).

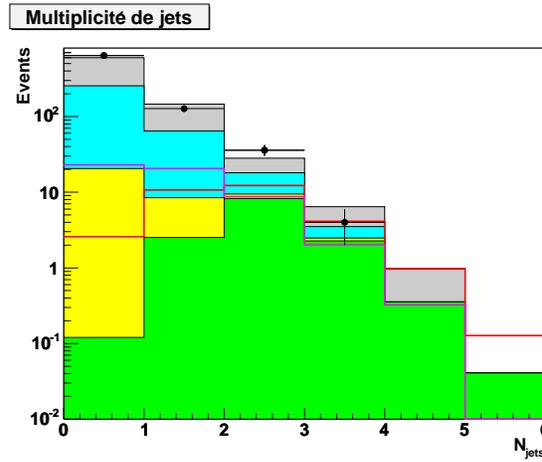


FIG. 3.9 – Distribution de la multiplicité de jets de $p_T > 15$ GeV et ceci pour les bruits de fond $t\bar{t}$ (vert), dibosons (jaune), $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ (bleu) et instrumental (gris) ainsi que pour les deux signaux références 110/80 (rose) et 145/50 (rouge).

3.3 Extraction du signal SUSY du bruit de fond Modèle Standard

À la vue des chiffres présentés dans les tableaux 3.6 et 3.7 et dans le but d'extraire de façon optimale le signal du bruit de fond, plusieurs coupures dites "d'optimisations", vont être nécessaires.

Une première série de coupures, dénommée dans la suite **sélection intermédiaire**, est constituée des quatre coupures suivantes :

1. $\cancel{E}_T > 15$ GeV,
2. $\Delta\phi(e, \cancel{E}_T) > 0.4$ et $0.4 < \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) < 3.0$,
3. $M_T(e, \cancel{E}_T) > 15$ GeV,
4. $|z_\mu - z_{PV}| < 3\sigma$.

La valeur de 15 GeV pour la \cancel{E}_T est un compromis entre la volonté de supprimer les 2 bruits de fonds principaux et d'avoir une \cancel{E}_T qui ait un sens (cf. Encadré 3) mais aussi la volonté de ne pas trop supprimer le signal du type D2.

En effet, pour cette valeur, le facteur de rejet du $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ est 3.2¹ et celui du Bfl est 4.6 pour un facteur de réduction du signal D2 de 1.4, alors que

¹en d'autres termes il a été divisé par 3.2 lors de l'application de cette coupure.

cela nous donnerait des résultats bien moins optimisés pour une valeur de 20 GeV, par exemple.

Les coupures 2 et 3 quant à elles ont été optimisées par la maximisation du rapport $S = \frac{N_s}{\sqrt{N_b}}$, où N_s et N_b sont respectivement les nombres d'événements attendus pour le signal et le bruit de fond.

Enfin concernant la coupure 4, la déviation standard σ de $z_\mu - z_{PV}$ a été déterminée à partir des événements simulés $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ et des données (le *skim* 2MU¹), à partir d'un fit gaussien de la distribution de $z_\mu - z_{PV}$. Ainsi pour les données $\sigma = 0.03$ alors pour la simulation où la résolution est bien meilleure, $\sigma = 0.01$. La figure 3.10 montre la distribution de cette variable dans les données (2MU) et la simulation $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Encadré 3

Le calcul de la \cancel{E}_T dépend étroitement de l'*unclustered energy* (UE) qui est la différence entre la \cancel{E}_T et la somme des énergies des objets physiques reconstruits dans l'événement considéré.

Cette UE provient de différentes sources :

- l'inefficacité de reconstruction des objets physiques et surtout ceux de faibles p_T : dans un premier temps, les jets et objets électromagnétiques non identifiés ne subissent aucune correction d'énergie et n'entrent pas en compte dans le calcul de la \cancel{E}_T , puis les muons non identifiés eux n'interviennent pas dans la correction de la \cancel{E}_T due à la présence de muons,
- le *minimum biais* provenant de collisions secondaires qui vient se superposer à la collision principale, entraînant des dépôts d'énergie non pris en compte dans la reconstruction des objets physiques,
- la désintégration de l'uranium du calorimètre donne naissance à un bruit qui y modifie les distributions de l'énergie.

Ainsi, plus l' UE est importante et plus l'incertitude sur la mesure de la \cancel{E}_T est elle aussi importante. Cependant, de récentes études [75] montrent que cette UE devient négligeable pour des valeurs de $\cancel{E}_T \geq 15$ GeV.

La différence de résolution entre MC et données s'explique en partie par une simulation non satisfaisante du détecteur pour le MC mais aussi par la présence de bruit de fond QCD (événements multijets : que des jets dans l'événement.) dans le lot de données 2MU à l'origine des queues de distributions. En effet, dans la QCD, une grande partie des muons provient de la désintégrations des $b\bar{b}$ et apparaissent donc éloignés du vertex primaire.

Les facteurs de rejet du bruit de fond ainsi que les facteurs de réduction des deux signaux A8 et D2 sont rapportés dans le tableau 3.8, ainsi que le nombre d'événements attendus pour le bruit de fond et observé dans les données dans le tableau 3.9.

Même si les bruits de fond principaux ont été beaucoup réduits, leur contribution reste cependant trop importante en comparaison de celle du signal. De plus, puisque le bruit de fond principal est toujours le bruit de fond instrumental, la prochaine série de coupures aura donc au moins pour but, de continuer à le réduire. Dans cette optique, il serait instructif de se pencher à nouveau

sur les quelques distributions qui n'ont pas encore été utilisées, à savoir $\sum |\eta_{leptons}|$, S_T , TNI et $\sum \Delta\phi(leptons, \cancel{E}_T)$. La figure 3.11 montre donc les distributions de ces quatre variables après que les coupures de la sélection initiale et de la sélection

¹présélection consistant à ne conserver que les événements dans lesquels il y a au moins deux objets de type muon remplissant toutes les conditions pour être des muons *loose* sans condition sur leur p_T .

intermédiaire aient été appliquées.

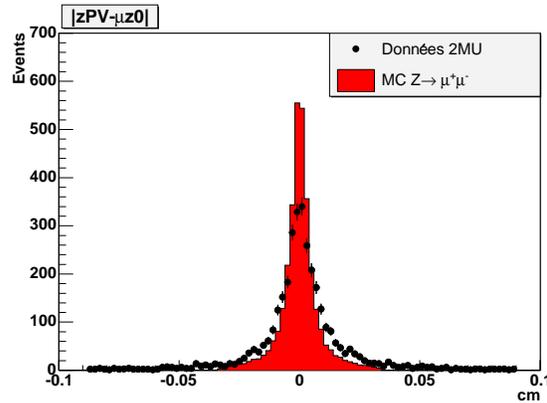


FIG. 3.10 – Distribution de la variable $z_\mu - z_{PV}$ dans les données (2MU) (points noirs) et la simulation $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ (rouge).

Sélection intermédiaire	R_τ	R_{inst}	R_{A8}	R_{D2}
$\cancel{E}_T > 15 \text{ GeV}$	3.14	4.63	1.07	1.43
$\Delta\phi(e, \cancel{E}_T) > 0.4$ et $0.4 < \Delta\phi(\mu, \cancel{E}_T) < 3.0$	3.11	1.76	1.17	1.20
$M_T(e, \cancel{E}_T) > 15 \text{ GeV}$	2.17	1.42	1.05	1.13
$ z_\mu - z_{PV} < 3\sigma$	1.10	1.04	1.04	1.03
Cumulé : sélection intermédiaire	23.52	12.02	1.38	2.00

TAB. 3.8 – Facteur de rejet (R_τ , R_{inst}) et de réduction (R_{A8} , R_{D2}) pour les coupures contribuant à la sélection intermédiaire ainsi que pour la totalité de la sélection intermédiaire : R_τ pour le $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$, R_{inst} pour le bruit de fond instrumental et R_{A8} et R_{D2} pour les deux points référence du signal.

Sur les deux distributions du haut de la figure 3.11, les comportements des 2 points références du signal semblent assez voisins, ce qui n'est pas le cas des deux du bas où c'est plutôt le contraire. On a donc visuellement, l'image suivante : en haut, $\sum |\eta|$ et $\sum \Delta\phi$ assez indépendant de Δm , et en bas S_T et TNI fortement dépendant de Δm .

L'étape suivante consistera à effectuer des coupures sur $\sum |\eta|$ et $\sum \Delta\phi$, regroupées dans ce qu'on nommera par la suite **sélection finale**, puis nous verrons comment mettre à profit la forte dépendance vis-à-vis de Δm des variables S_T et TNI.

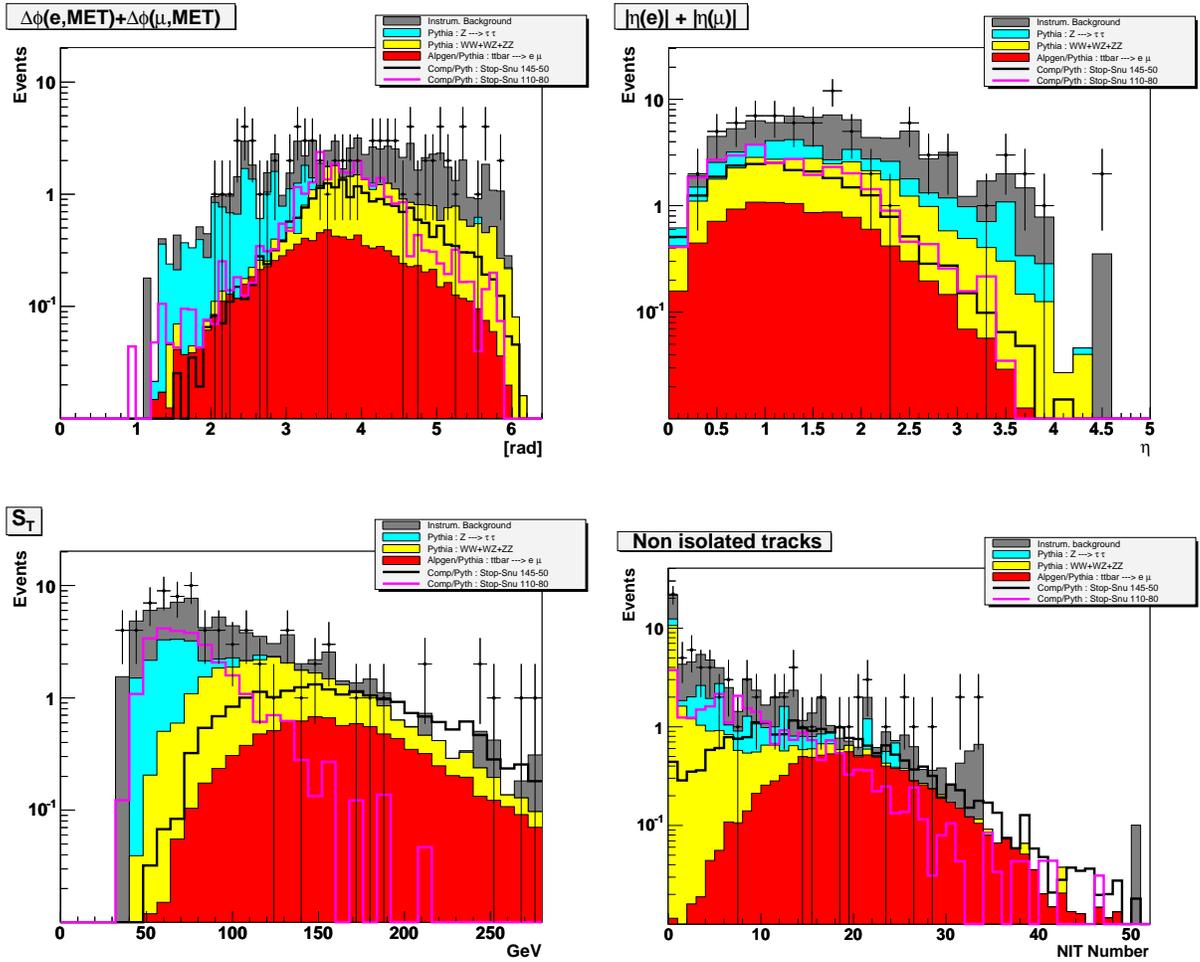


FIG. 3.11 – Distribution des variables encore non utilisées après les coupures de la sélection intermédiaire, à savoir la somme des angles transverses et la somme des valeurs absolues des η des deux leptons, ainsi que de la somme $S_T = p_{Te} + p_{T\mu} + \cancel{E}_T$ et du nombre de traces non isolées, pour les données (points noirs) et le bruit de fond (histogrammes plein) ainsi que les points de signal A_8 et D_2 en superposition (lignes noire et rose).

	$t\bar{t}$	dibosons	Z_τ	Inst.	BdF	Données	A8	D2
Sel. Interm.	9.82	20.18	12.73	36.37	79.10	80	22.32	27.17
	± 0.15	± 0.67	± 1.62	± 6.03	± 6.28		± 0.60	± 1.39

TAB. 3.9 – Nombre d'événements de bruit de fond attendu pour une luminosité intégrée de 350pb^{-1} et de données observées après avoir appliqué la sélection intermédiaire. Inst. désigne le bruit de fond instrumental, Z_τ désigne le $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ et BdF désigne la somme de tous les bruits de fond.

L'optimisation de cette série de coupures a consisté à minimiser la valeur moyenne des limites supérieures des sections efficaces de chacun des points de signal dans l'hypothèse où seul le bruit de fond existe et suit une statistique poissonienne. Bien qu'en apparence le comportement des différents signaux semble voisin, trois groupes bien distincts définis par la valeur de leurs Δm se dégagent, avec donc trois combinaisons différentes de coupures sur les deux variables considérées ($20 \leq \Delta m \leq 40$ GeV), ($50 \leq \Delta m \leq 60$ GeV) ($\Delta m \geq 70$ GeV), comme le montre le tableau 3.10.

Le tableau 3.11 montre alors les facteurs de rejet des bruits de fond ainsi que de réduction de 3 points du signal représentatifs des 3 régions en question.

Sélection finale		
	$\Delta\phi(e, \vec{E}_T) + \Delta\phi(\mu, \vec{E}_T)$	$ \eta_e + \eta_\mu $
$(20 \leq \Delta m \leq 40 \text{ GeV})$	$> 2.9 \ \& \ < 4.6$	< 1.7
$(50 \leq \Delta m \leq 60 \text{ GeV})$	> 2.8	< 1.9
$(\Delta m \geq 70 \text{ GeV})$		

TAB. 3.10 – Valeurs des coupures sur les deux variables de la sélection finale en fonction de la valeur Δm des points de signal.

Les tableaux 3.12 et 3.13, quant à eux, résument les résultats obtenus en terme de nombre d'événement observés dans les données et attendus dans les différents bruits de fond après les coupures des sélections initiale, intermédiaire et finale.

Après application des coupures de la sélection finale, on peut faire le constat qu'à tous les niveaux il y a un très bon accord numérique entre les données et le bruit de fond, donc qu'il n'y a pas d'excès d'événements dans les données, et donc pas de signe d'une éventuelle présence d'événements du type $\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{b} + e^+\tilde{\nu} + \mu^-\tilde{\nu}$. Comme on le voit aussi, bien que comme le $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$, le bruit de fond instrumental ait été énormément réduit, il n'en reste pas moins le

Facteurs de rejet/réduction						
	$R_{t\bar{t}}$	R_{dib}	R_{τ}	R_{inst}	R_{D2}	R_{A8}
$(20 \leq \Delta m \leq 40 \text{ GeV})$	2.26	2.67	6.12	4.04	1.65	
$(50 \leq \Delta m \leq 60 \text{ GeV})$	1.71	1.82	4.29	2.45		1.42
$(\Delta m \geq 70 \text{ GeV})$	1.52	1.58	3.98	1.99		1.32

TAB. 3.11 – Valeurs des facteurs de rejet (bruit de fond) et de réduction (signal) de chacun des bruits de fond et de trois points de signal représentatifs des trois régions de Δm considérées :

	$t\bar{t}$	dibosons	Z_{τ}	Inst.	BdF	data
Init.	13.57 ± 0.18	27.82 ± 0.79	299.40 ± 7.91	438.20 ± 20.93	778.90 ± 22.40	807
Interm.	9.82 ± 0.15	20.18 ± 0.67	12.73 ± 1.62	36.37 ± 6.03	79.10 ± 6.28	80
Fin. 1	4.34 ± 0.10	7.56 ± 0.41	2.08 ± 0.65	9.00 ± 3.00	22.99 ± 3.10	21
Fin. 2	5.73 ± 0.11	11.10 ± 0.50	2.97 ± 0.78	14.84 ± 3.85	34.63 ± 3.96	34
Fin. 3	6.46 ± 0.12	12.76 ± 0.53	3.20 ± 0.81	18.24 ± 4.27	40.66 ± 4.38	42

TAB. 3.12 – Nombre d'événements de chaque bruit de fond ainsi que de leur somme et des données après avoir appliqué les coupures des sélections initiale, intermédiaire et finale séquentiellement. La sélection finale est différente (1, 2, 3) dans les intervalles de masses $20 \leq \Delta m \leq 40 \text{ GeV}$, $50 \leq \Delta m \leq 60 \text{ GeV}$ et $\Delta m \geq 70 \text{ GeV}$.

plus important de tous les bruits de fond et ce dans chacun des cas de figure de la sélection finale. D'autre part, on constate que dorénavant, le bruit de fond dibosons¹ a suppléé le $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ au rang de seconde contribution derrière le bruit de fond instrumental.

Il serait donc intéressant de voir ce que peuvent nous apporter les deux dernières variable, S_T et TNI, pour combattre ces deux contributions. C'est justement ce que nous montrent les figures 3.12 et 3.13.

Plusieurs points intéressants se dégagent de ces distributions. En effet, on remarque que les points de signal du type A8 se détachent relativement bien des deux bruits de fond principaux (tant grâce à la variable S_T que la variable TNI), mais ont un comportement semblable à celui du $t\bar{t}$. D'autre part, les points de signal du type D2 se détachent bien du bruit de fond dibosons (grâce à la variable TNI), mais restent malgré tout dans la même région que le bruit de fond instrumental. Ceci est d'ailleurs encore plus manifeste lorsque l'on regarde les corrélations entre les deux distributions S_T et TNI sur les figures 3.14 et 3.15.

¹constitué à plus de 95% de WW

Points du Signal	Initiale	Intermédiaire	Finale
A1	205.72 ± 13.19	64.15 ± 7.30	40.08 ± 5.76
A2	305.74 ± 11.32	131.70 ± 7.27	71.86 ± 5.33
A3	168.20 ± 4.77	100.18 ± 3.59	67.91 ± 2.91
A4	117.16 ± 3.04	76.98 ± 2.40	53.17 ± 1.96
A5	77.83 ± 1.95	50.48 ± 1.52	37.67 ± 1.30
A6	52.79 ± 1.29	36.19 ± 1.04	27.06 ± 0.88
A7	36.94 ± 0.93	25.98 ± 0.76	19.30 ± 0.64
A8	30.78 ± 0.72	22.08 ± 0.59	16.70 ± 0.51
A9	25.75 ± 0.60	17.98 ± 0.49	13.44 ± 0.41
A10	18.07 ± 0.42	12.90 ± 0.35	9.65 ± 0.30
B1	104.57 ± 6.53	28.90 ± 3.40	17.18 ± 2.62
B2	165.84 ± 6.11	76.31 ± 4.06	45.23 ± 3.10
B3	137.20 ± 4.21	76.47 ± 3.07	43.31 ± 2.28
B4	72.83 ± 1.87	47.42 ± 1.47	33.17 ± 1.21
B5	36.09 ± 0.87	25.36 ± 0.71	19.66 ± 0.61
B6	26.11 ± 0.62	18.44 ± 0.50	14.08 ± 0.43
B7	13.16 ± 0.30	9.49 ± 0.25	7.32 ± 0.21
C1	60.77 ± 3.65	20.96 ± 2.12	12.56 ± 1.64
C2	97.17 ± 3.53	46.46 ± 2.39	27.77 ± 1.83
C3	47.16 ± 1.20	30.55 ± 0.94	21.23 ± 0.77
C4	36.27 ± 0.87	24.74 ± 0.70	19.12 ± 0.60
C5	25.02 ± 0.60	17.58 ± 0.49	13.30 ± 0.42
D1	38.66 ± 2.17	12.55 ± 1.22	8.37 ± 1.00
D2	54.59 ± 2.01	27.12 ± 1.39	16.43 ± 1.07
D3	55.41 ± 1.65	31.74 ± 1.22	18.12 ± 0.91
D4	41.76 ± 1.14	25.88 ± 0.87	18.28 ± 0.72
D5	32.80 ± 0.82	21.77 ± 0.665	15.25 ± 0.54
D6	23.30 ± 0.57	16.03 ± 0.46	12.51 ± 0.40
D7	12.33 ± 0.29	8.91 ± 0.24	7.01 ± 0.21
E1	22.12 ± 1.24	7.02 ± 0.69	5.28 ± 0.60
F1	16.12 ± 0.83	5.40 ± 0.47	4.16 ± 0.41
F2	23.94 ± 0.82	12.55 ± 0.58	7.80 ± 0.46
F3	24.09 ± 0.69	14.87 ± 0.53	8.94 ± 0.40
F4	19.35 ± 0.51	12.37 ± 0.40	8.89 ± 0.33

TAB. 3.13 – Nombre d'événements de chaque point de signal après avoir appliqué les coupures des sélections initiale, intermédiaire et finale séquentiellement.

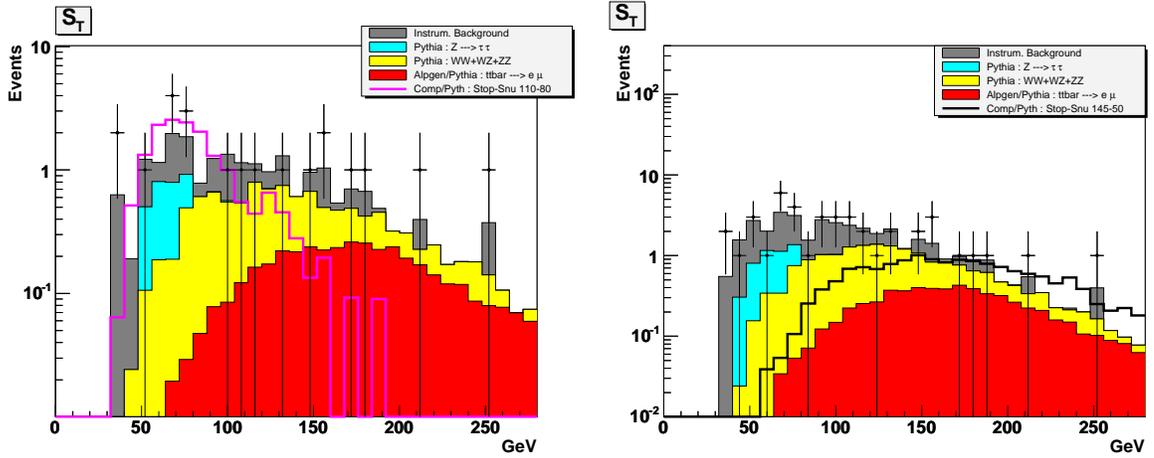


FIG. 3.12 – Distributions de la variable S_T après les coupures de la sélection finale et ceci dans les cas de figure extrêmes de Δm , $20 \leq \Delta m \leq 40$ GeV (à gauche) et $\Delta m \geq 70$ GeV (à droite).

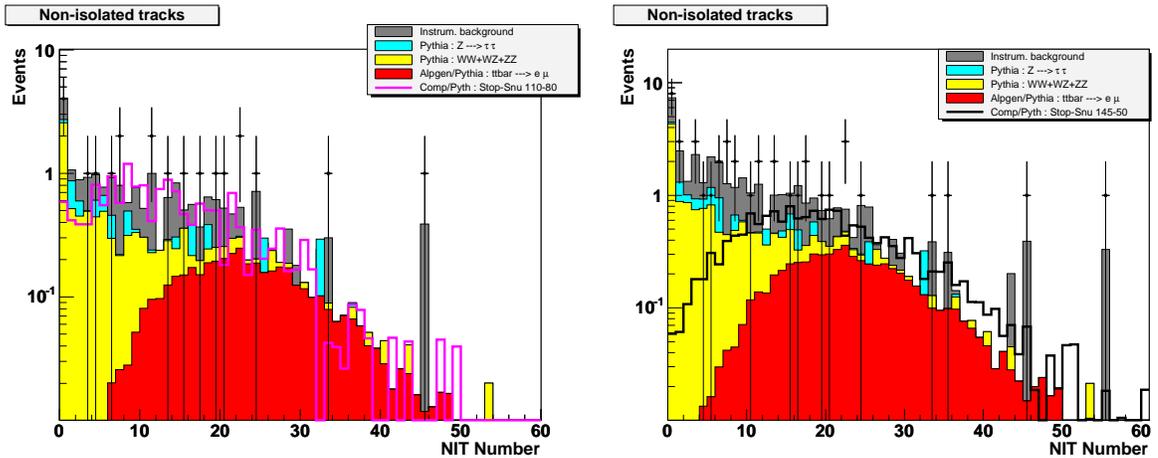


FIG. 3.13 – Distributions de la variable TNI après les coupures de la sélection finale et ceci dans les cas de figure extrêmes de Δm , $20 \leq \Delta m \leq 40$ GeV (à gauche) et $\Delta m \geq 70$ GeV (à droite).

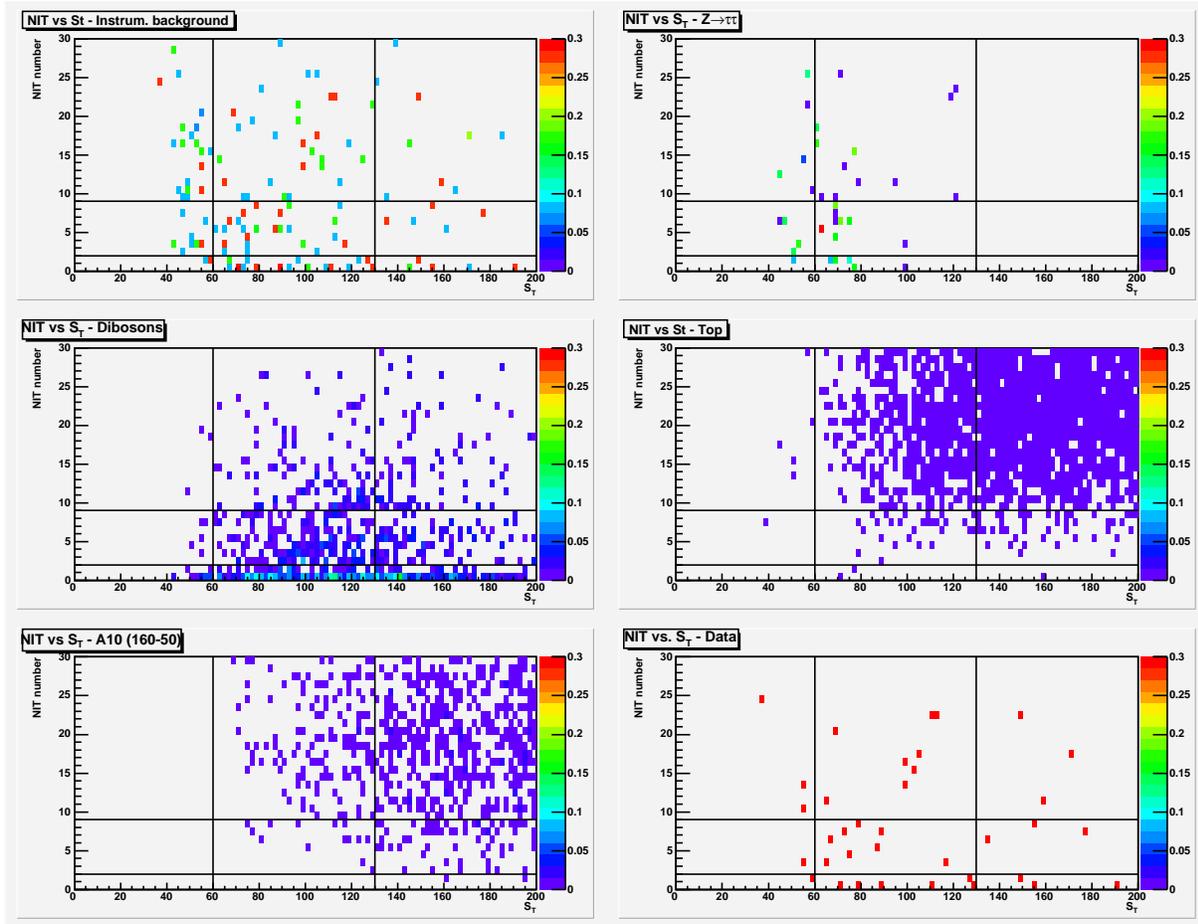


FIG. 3.14 – Distributions de la variable TNI en fonction de la variable S_T après les coupures de la sélection finale ($\Delta m \geq 70$ GeV), pour chacun des bruits de fond, les données et le signal A_{10} . Le quadrillage définissant 9 régions distinctes, est celui qui sera utilisé ultérieurement pour le calcul de la limite supérieure des sections efficaces des signaux.

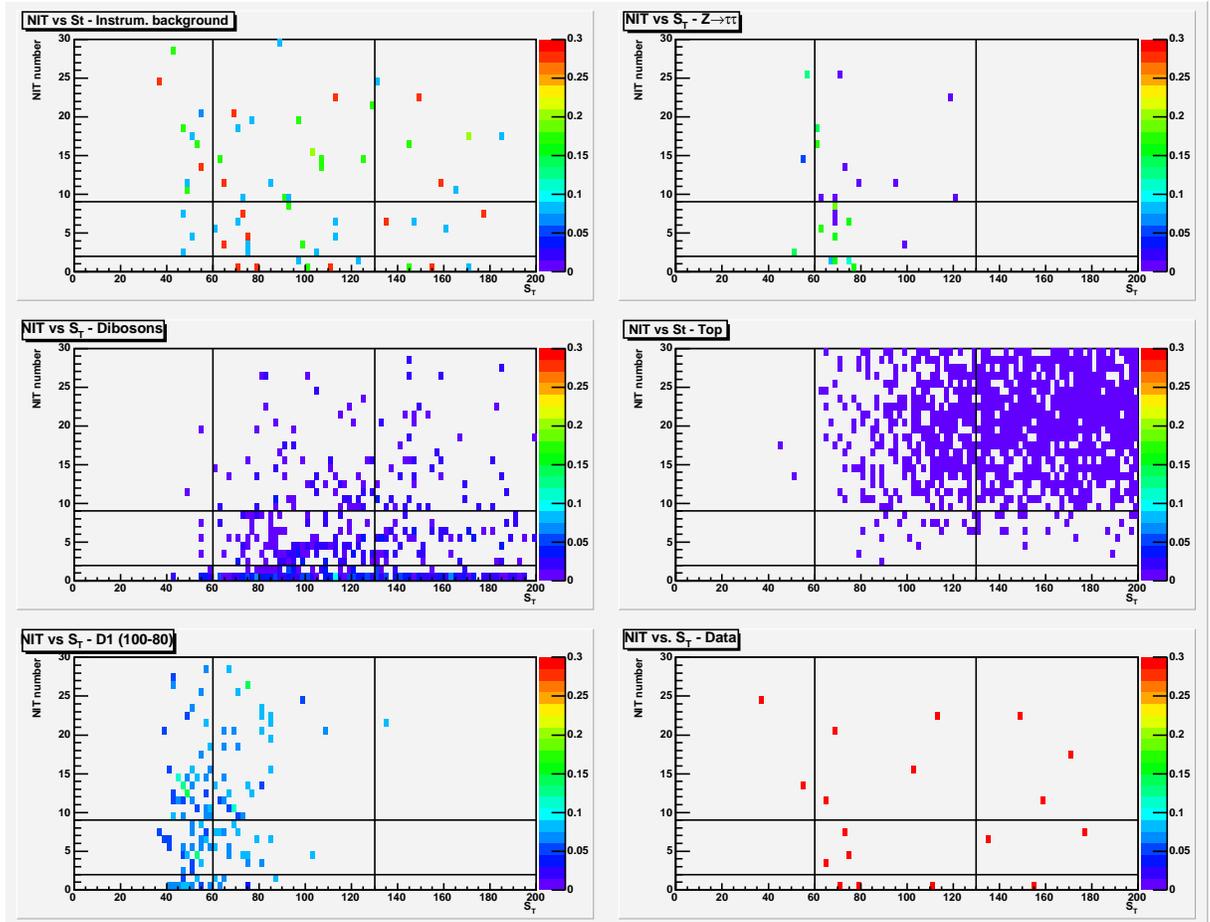


FIG. 3.15 – Distributions de la variable TNI en fonction de la variable S_T après les coupures de la sélection finale ($20 \leq \Delta m \leq 40$ GeV), pour chacun des bruits de fond, les données et le signal D_1 .

Etant donnés les comportements très différents des signaux, une coupure fixe sur chacune des variables S_T et TNI serait inappropriée. Une coupure glissante (variée en fonction de la valeur de Δm) serait déjà plus pertinente, seulement une autre solution encore plus optimale a été choisie.

Elle consiste à découper le plan (S_T, TNI) , en un certain nombre de régions, à calculer dans chacune de ces régions la limite supérieure de la section efficace de chacun des points de signal¹, et pour chaque point de signal de combiner l'information obtenue dans chacune des régions.

Ces régions sont définies selon deux critères : 1) qu'il y ait une statistique (données et BdF) au moins non nulle, 2) qu'elles permettent autant que possible de séparer le BdF du signal. C'est pourquoi 3 régions de S_T , $20 \leq S_T \leq 60$ GeV, $60 < S_T \leq 130$ GeV, et $S_T > 130$ GeV, et 3 régions de TNI, $0 \leq \text{TNI} \leq 1$, $2 \leq \text{TNI} \leq 8$ et $\text{TNI} > 8$, ont été définies, aboutissant ainsi à 9 régions dans le plan (S_T, TNI) , représentées sur les figures 3.14 et 3.15.

Pour chacune de ces neuf régions, on dispose alors d'un nombre de signal attendu, d'un nombre de bruit de fond attendu et d'un nombre de données observées qui permettent pour chaque point de signal et dans chacune des neuf régions d'établir une limite supérieure sur sa section efficace qui ensuite sont combinées pour obtenir la limite supérieure finale de la section efficace.

Cette approche a le double avantage d'utiliser les corrélations entre S_T et TNI et d'utiliser le spectre complet de ces deux distributions pour chaque point de signal et ceci grâce à une combinaison optimale de l'information recueillie dans chaque région.

Les tableaux 3.14, 3.15 et 3.16 présentent pour les trois Δm ² les nombres d'événements de bruit de fond et signal D2, D4 et A8 attendus et de données observés et ceci dans les neuf régions du plan (S_T, TNI) .

bin →	1	2	3	4	5	6	7	8	9
data	0	3	1	0	3	2	3	4	5
Backgrounds	0.14	3.30	1.80	0.43	3.83	1.74	1.91	4.59	5.51
signal (110-80)	0.14	0.81	0.05	1.03	3.50	0.32	1.55	8.25	0.78

TAB. 3.14 – Nombre d'événements observés dans les données et attendus dans le bruit de fond et le signal D_2 après les coupures des sélections initiale, intermédiaire et finale 1 dans chacune des 9 régions représentées sur la figure 3.14.

¹grâce à la détermination dans chaque région du nombre d'événements de bruit de fond, de données et de signal.

² $\Delta m \in [20, 40]$ GeV, $\Delta m \in [50, 60]$ GeV and $\Delta m \geq 70$ GeV

bin→	1	2	3	4	5	6	7	8	9
data	1	7	2	1	5	2	4	7	5
Backgrounds	0.55	5.65	2.62	1.02	6.30	2.09	2.88	7.02	6.96
signal (130-80)	0.01	0.33	0.20	0.08	2.52	1.21	0.58	9.17	4.18

TAB. 3.15 – Nombre d'événements observés dans les données et attendus dans le bruit de fond et le signal D_4 après les coupures des sélections initiale, intermédiaire et finale 2 dans chacune des 9 régions représentées sur la figure 3.14.

bin→	1	2	3	4	5	6	7	8	9
data	1	7	3	1	8	3	5	9	5
Backgrounds	0.64	6.29	3.18	1.60	7.70	2.41	3.65	7.98	7.74
signal (145-50)	0	0.01	0.11	0	0.23	1.62	0.02	3.31	11.40

TAB. 3.16 – Nombre d'événements observés dans les données et attendus dans le bruit de fond et le signal A_8 après les coupures des sélections initiale, intermédiaire et finale 3 dans chacune des 9 régions représentées sur la figure 3.14.

Cependant avant d'exposer les résultats de cette méthode, il faut au préalable étudier les effets systématiques de l'analyse.

3.4 Estimation des effets systématiques

Outre l'erreur sur la mesure de la luminosité qui s'élève à 6.5% [76], les sources d'erreurs systématiques dans cette analyse sont les suivantes :

- incertitudes sur les efficacités utilisées quelles soient de triggers ou d'identification des muons et électrons,
- incertitudes sur les sections efficaces des bruits de fond simulés essentiellement causées par les incertitudes sur les PDF des protons et antiprotons,
- incertitudes sur les corrections apportées aux impulsions transverses des muons, électrons et jets pour en corriger les résolutions,
- incertitudes sur la correction d'échelle de l'énergie des jets¹,
- incertitudes sur la correction appliquée aux impulsions des bosons Z pour les processus $Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^-$,
- incertitudes sur la détermination du bruit de fond instrumental,

¹communément appelée JES : *Jet Energy Scale*.

- désaccords entre données et la simulation dans la distribution de la variable TNI.

Les erreurs systématiques provenant des incertitudes citées dans les trois premiers items ont été obtenues en faisant varier de $\pm 1\sigma$ les quantités considérées, σ étant les erreurs sur ces quantités, et ceci avant même d'avoir appliqué les coupures d'optimisation. Les valeurs de ces erreurs systématiques apparaissent dans le tableau 3.17, tant pour le bruit de fond que pour le signal.

La JES concerne toute quantités faisant intervenir directement ou indirectement les jets. Bien que dans cette analyse les jets ne soient pas explicitement utilisés, ils se manifestent malgré tout au travers de la \cancel{E}_T . On se doit donc à ce titre de considérer la propagation de l'erreur liée à la correction de l'énergie des jets au sein de la \cancel{E}_T . Or, on ne peut procéder exactement comme décrit précédemment puisque la \cancel{E}_T n'intervient que pendant la phase d'optimisation de l'analyse. Il faut donc mesurer l'impact de la variation de $\pm 1\sigma$ de la JES non plus avant les coupures d'optimisation mais après. La \cancel{E}_T intervenant alors jusque dans la quantité S_T , il s'agit donc d'en mesurer l'impact dans chacune des neuf régions du plan (S_T, TNI).

Les moyennes des erreurs dans les 9 régions pour le bruit de fond et les points de signal A_8 et D_2 présentées dans le tableau 3.17 donne un aperçu de la contribution de cette erreur systématique dans l'analyse.

Concernant l'erreur due à la correction de l'impulsion transverse du Z , les erreurs sur cette correction n'étant pas disponibles, la différence en terme de nombre d'événements, entre l'application ou non de cette correction, constituera l'erreur systématique.

Qu'en est-il de l'erreur systématique sur la détermination du bruit de fond instrumental? Les *fakes rates* sont définis comme étant les probabilités qu'un jet imite un électron (f_e) ou un muon (f_μ).

Sachant qu'un *fake rate* s'exprime schématiquement par $f_{e,\mu} = \frac{G_{e,\mu}}{L_{e,\mu}}$, on comprend que pour que $f_{e,\mu}$ ait un sens, il faut que les multiplicités moyennes de jets dans les lots d'événements au numérateur ($G_{e,\mu}$) et au dénominateur ($L_{e,\mu}$) soient semblables. $G_{e,\mu}$ étant fixé par l'analyse, seule la variation de la définition de $L_{e,\mu}$ le permet et c'est sur cet argument que les définitions de L_e et L_μ ont été choisies pour le calcul du BfI.

L'erreur systématique liée à la détermination du BfI a donc été déterminée en modifiant les définitions de L_e et L_μ de sorte à dégrader l'accord numérateur/dénominateur :

$$L_e : |ID| = 10 \text{ ou } 11 + p_T > 12 \text{ GeV} + f_{iso} < 0.25 + f_{EMF} > 0.7$$

$$L_\mu : \text{Medium} + \text{Central} + \text{!cosmic} + p_T > 8 \text{ GeV} \\ + \text{TrkCone} < 10 \text{ GeV} + \text{Halo} < 10 \text{ GeV}$$

Le résultat, différence relative du nombre d'événements de BfI obtenus avec les deux définitions, est retenu pour représenter la systématique liée à l'estimation du

bruit de fond instrumental et figure dans le tableau 3.17.

Les erreurs systématiques liées à la variable TNI, ont quant à elles, été déterminées en mesurant les différences (de nombre d'événements) entre des données 2MU et une simulation $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$ dans chacune des trois régions définies pour le calcul de limite supérieure de section efficace. Les comparaisons de ces distributions apparaissent dans l'Annexe A et les résultats sont référencés dans le tableau 3.17, où l'on peut constater que l'une des motivations de l'utilisation de cette variable est qu'elle engendre peu d'erreurs systématiques.

	Erreurs Systématiques (%) sur		
	bruits de fond physiques et instrumental	Signal	
		A8	D2
JES	1	1.5	0.2
Bruit de fond Instrumental	3.3		
Efficacités Triggers + e et μ Id	2.0	1.7	2.5
Sections efficaces SM (PDF)	2		
e and μ MC résolution p_T	$\ll 1$	$\ll 1$	$\ll 1$
Correction p_T $Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^-$	1		
≤ 1	1.4		1.4
TNI : $\epsilon [2, 8]$	3.5		3.5
> 8	0.7		0.7

TAB. 3.17 – Recensement des valeurs des erreurs systématiques (en %) pour chacune des contributions considérées et ceci séparément pour le bruit de fond et les deux signaux A_8 et D_2 .

Les erreurs systématiques liées aux sections efficaces du signal (choix d'échelle de renormalisation, μ) sont quant à elles prises en compte lors de la comparaison entre sections efficaces observées et théoriques.

3.5 Résultats

Maintenant que l'on dispose, après toutes les coupures de l'analyse, du nombre d'événements de signal, de bruit de fond et de données, ainsi que de leurs erreurs correspondantes, statistiques et systématiques, on est en mesure de calculer la limite supérieure de la section efficace à 95% de niveau de confiance de tous les points de signal. Cette opération a été réalisée grâce au programme TLimit [77] dont l'approche statistique est dite "semi-frequentiste". Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 3.16 et ??.

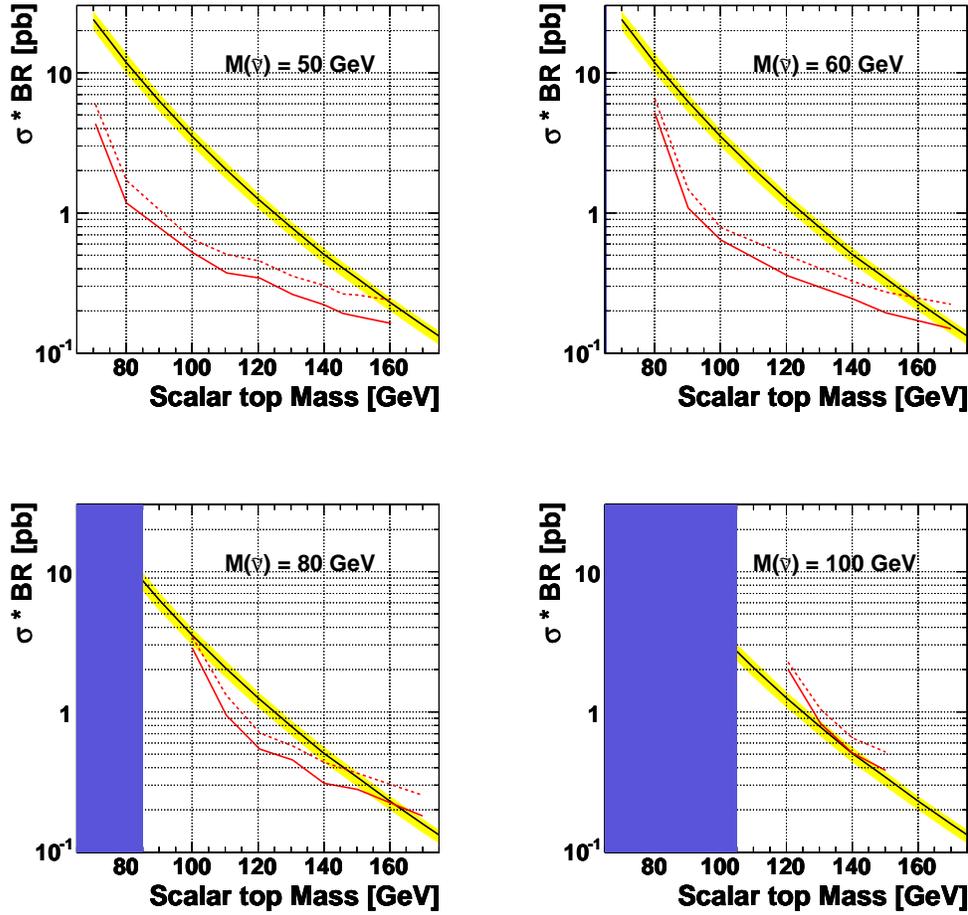


FIG. 3.16 – Limites supérieures des sections efficaces expérimentales (trait plein) et attendues déterminées avec un niveau de confiance de 95%, et présentées comme des fonctions de la masse du stop et ceci pour 4 valeurs différentes de la masse du sneutrino, 50, 60, 80 et 100 GeV. Ces sections efficaces sont à chaque fois comparées à la section efficace théorique obtenue grâce à PROSPINO (NLO). La bande bleue représente la limite cinématique et la bande jaune la variation de la section efficace théorique lorsque l'échelle de renormalisation varie entre $\mu = m_{\tilde{t}_1}/2$ et $2m_{\tilde{t}_1}$.

Sur la figure 3.16, apparaissent comme fonctions de la masse du *stop* pour chacune des 4 masses de *sneutrino* simulées¹, les sections efficaces théoriques, les limites supérieures des sections efficaces observée ainsi qu'attendues², respectivement en trait noir, trait rouge plein et trait rouge pointillé. Y apparaissent aussi les limites cinématiques, en bleu, et les erreurs sur les sections efficaces théoriques (correction d'échelle de renormalisation μ), en jaune.

Enfin ces 4 diagrammes nous permettent de construire le schéma final de l'analyse, dit d'exclusion. En effet, dès que la limite supérieure observée d'un point de signal est inférieure à la limite inférieure de la section efficace théorique³, alors ce point est exclu à 95% de niveau de confiance. Autrement, il ne l'est pas. Grâce à ces règles on obtient le schéma de la figure 3.17, où sont représentées tous les points de signal exclus, délimitant ainsi ce qu'on appelle le contour d'exclusion, frontière entre les points exclus et non exclus. Cette limite s'étend jusqu'à des masses du *stop* d'environ 168 GeV pour une masse de *sneutrino* de 50 GeV, et jusqu'à des masses du *sneutrino* d'environ 94 GeV pour une masse de *stop* de 140 GeV, améliorant ainsi notablement les résultats précédemment obtenus au TeVatron au cours du RunI⁴.

¹en réalité 5 puisque dans un souci de clarté le cas d'une masse de *sneutrino* de 70 GeV a été écarté.

²valeur moyenne des limites supérieures des sections efficaces de chacun des points de signal dans l'hypothèse où seul le bruit de fond existe et suit une statistique poissonnienne.

³comprendre par là, inférieure à l'erreur jaune inférieure

⁴qui étaient aussi des résultats de DØ.

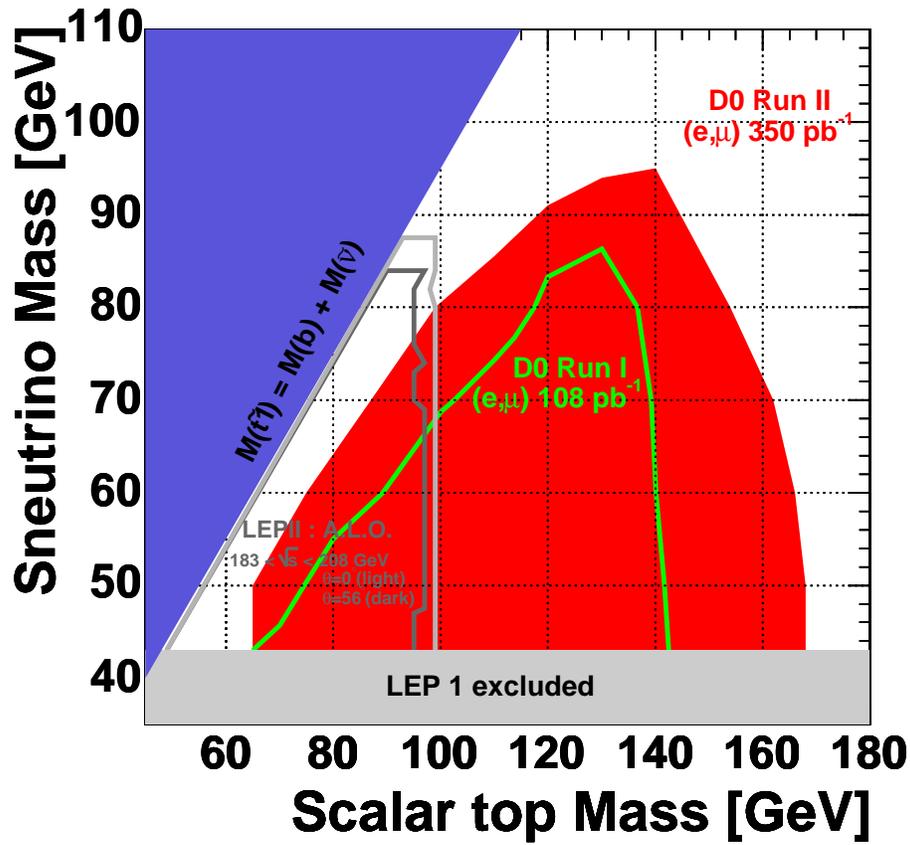


FIG. 3.17 – Régions des masses de stop et de sneutrino exclues par l'analyse précédemment décrite (rouge), ainsi que celles exclues par DØ au Run I et par LEP I et LEP II, et en bleu la limite cinématique.

Conclusion

Pour la recherche du partenaire supersymétrique le plus léger du quark top, \tilde{t}_1 , la production de l'état final à un électron, un muon, deux jets et de l'énergie transverse manquante a été étudié. Pour cela, les données collectées par le détecteur DØ (350 pb^{-1}), issues de collisions protons-antiprotons dans le TeVatron à $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$, ont été analysées.

Aucun signe de supersymétrie n'a été découvert. Cependant, des limites à 95% de niveau de confiance ont été établis sur les sections efficaces de production du stop en interprétant les résultats dans le cadre du modèle MSSM, et ceci dans 34 cas de figures correspondant aux combinaisons $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\nu}}$) pour $m_{\tilde{t}_1} \in [70, 170] \text{ GeV}$ et $m_{\tilde{\nu}} \in [50, 100] \text{ GeV}$, permettant d'exclure les points de l'espace paramétrique MSSM considérés. Tous ces résultats ont été approuvés par la collaboration DØ et présentés lors des conférences d'hiver 2006 [62, 63].

La zone d'exclusion a largement étendu celles obtenues par les expériences antérieures, le stop étant exclu jusqu'à des masses de 168 GeV pour une masse de sneutrino de 50 GeV, et jusqu'à des masses du sneutrino de 94 GeV pour une masse de stop de 140 GeV.

Enfin, des résultats concernant la combinaison de ce canal comprenant un électron et un muon avec le canal comprenant deux muons [74] sont déjà disponibles et ont aussi été présentés aux conférences d'hiver 2006 [78], puisque cette combinaison améliore encore notablement les résultats obtenus avec le canal électron-muon seul.

D'autre part, j'ai pu poursuivre les travaux démarrés par des membres du groupe DØ du CPPM sur la calibration d'échelle de l'énergie mesurée par le calorimètre électromagnétique du détecteur de DØ. Ainsi, grâce à une statistique importante et donc une segmentation fine du calorimètre, la mesure de l'énergie des particules électromagnétiques s'en est trouvée améliorée notamment grâce à l'amélioration de la résolution avec laquelle on mesure cette énergie [56].

De plus, ces travaux auront aussi permis de déceler des anomalies de fonctionnement du calorimètre (carte de lecture électronique endommagées) permettant ainsi à la collaboration d'y remédier.

Enfin d'un point de vue plus personnel, cette thèse m'aura été très enrichissante autant personnellement que professionnellement, car j'ai pu travailler dans une très grande collaboration et sur l'accélérateur le plus puissant en activité actuellement, et par conséquent participer au bon fonctionnement de la prise de données ou apprendre à traiter, gérer et analyser des quantités massives de données notamment par l'utilisation de programmation en langages orientés-objets, C++, ROOT ou Python.

Troisième partie

Annexes

A

Étude des TNI

Cette annexe a pour objectif de présenter les distributions de TNI lorsque l'on change les valeurs des coupures qui ont servi à définir cette variable.

Les figures A.1, A.2, A.3, A.4 and A.5 montrent les distributions de la variable TNI au cut0 pour les données et la somme de tous les bruits de fond. Les 5 distributions ont été obtenues en utilisant un cône de rayon égal à 0.3 rad et en variant le seuil sur le p_T des traces qui entrent en compte dans le cône. On a respectivement $p_T > 0$, $p_T > 0.5$, $p_T > 1$, $p_T > 1.5$ et $p_T > 2$ GeV.

Sur le même principe, la figure A.6 a été obtenue avec un cône de rayon égal à 0.5 rad et une coupure sur le p_T des traces de 2 GeV (à comparer avec la distribution présentée dans l'analyse où le rayon du cône est 0.5 rad et un seuil de 0 GeV sur le p_T des traces).

D'autre part, ces mêmes variation ont été effectuées cette foi-ci pour des données MUMU et un Monte Carlo $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$. Les résultats sont dans les figures A.7, A.8, A.9, A.10, A.11 et A.12.

On constate qu'il y a un bon accord entre les données (EMMU et MUMU) et Monte Carlo pour toutes les définitions de TNI.

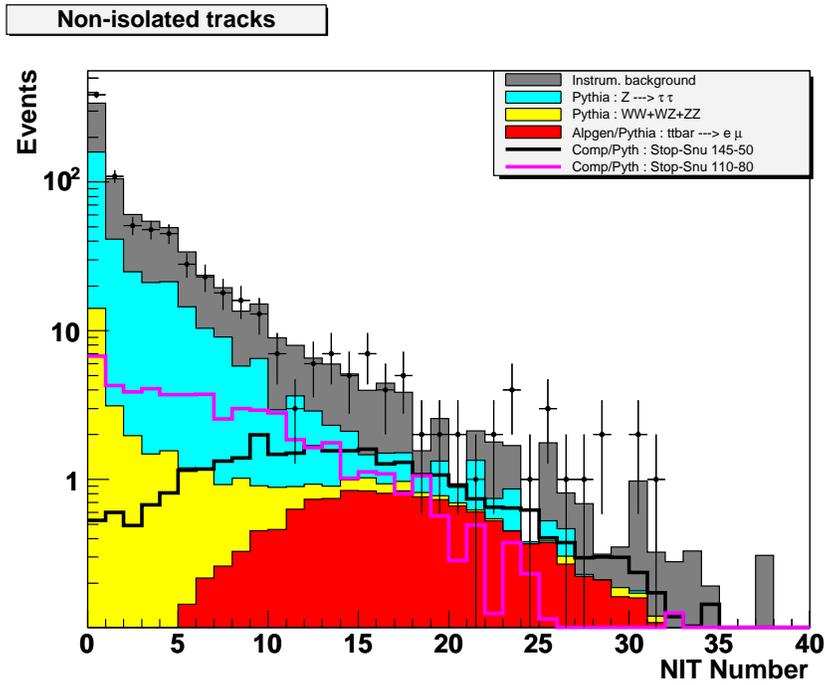


FIG. A.1 – Distribution au cut0 du nombre de traces non isolées, en utilisant la définition, rayon du cône égal à 0.3 rad et pas de seuil de p_T , pour les données EMMU et la somme de tous les bruits de fond ainsi que les points de signal A_8 et D_2 (en superposition).

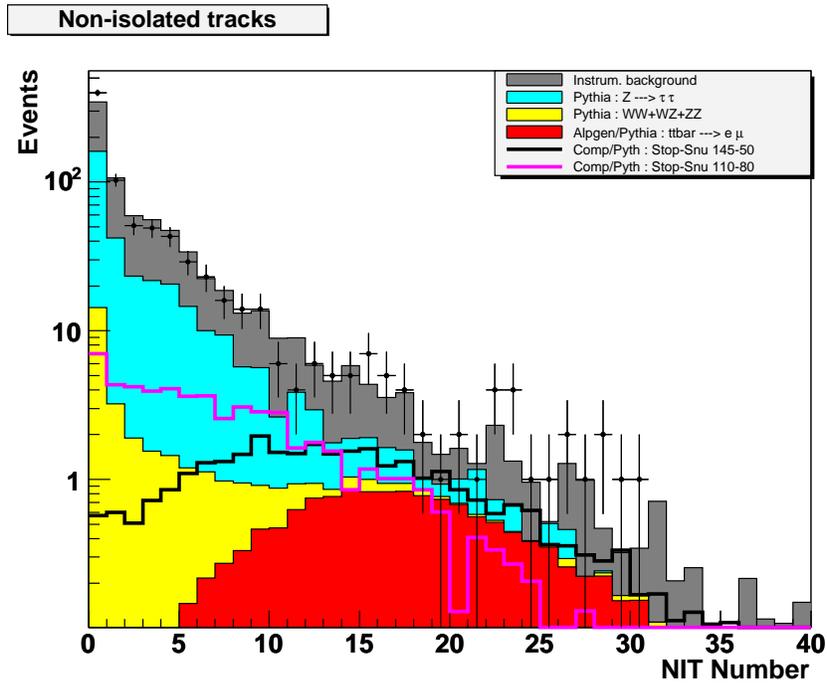


FIG. A.2 – Distribution au cut0 du nombre de traces non isolées, en utilisant la définition, rayon du cône égal à 0.3 rad et un seuil sur le p_T de 0.5 GeV, pour les données EMMU et la somme de tous les bruits de fond ainsi que les points de signal A_8 et D_2 (en superposition).

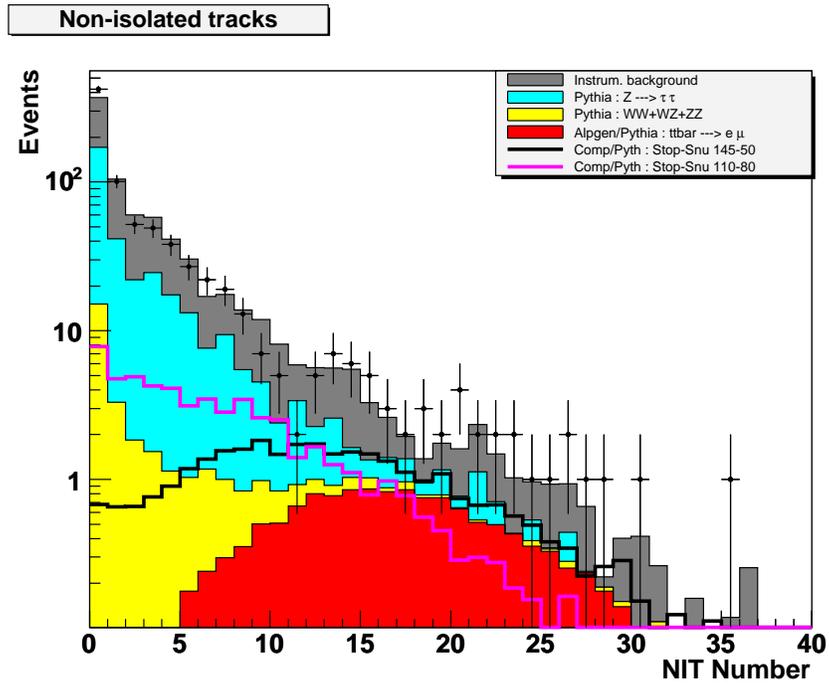


FIG. A.3 – Distribution au cut0 du nombre de traces non isolées, en utilisant la définition, rayon du cône égal à 0.3 rad et un seuil sur le p_T de 1.0 GeV, pour les données EMMU et la somme de tous les bruits de fond ainsi que les points de signal A_8 et D_2 (en superposition).

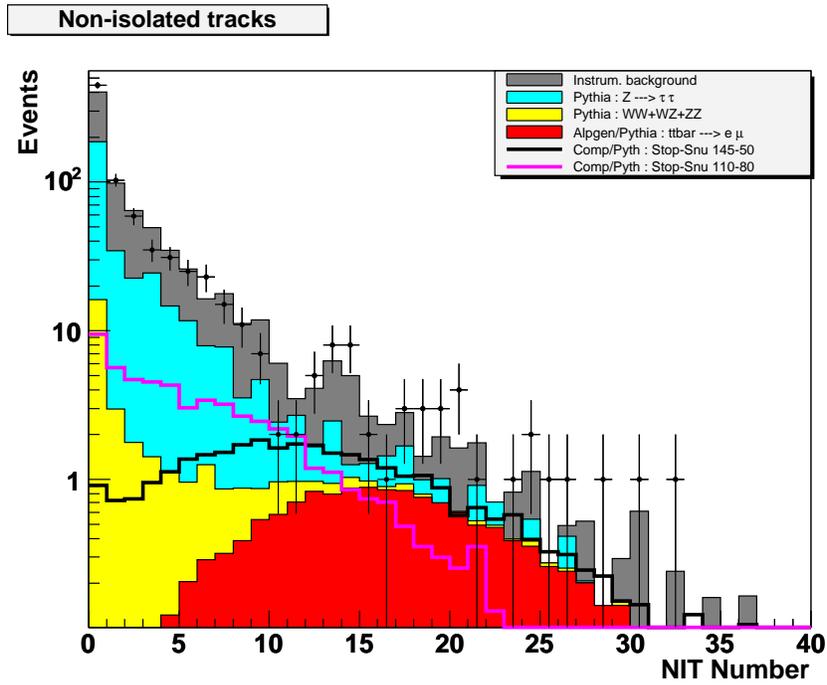


FIG. A.4 – Distribution au cut0 du nombre de traces non isolées, en utilisant la définition, rayon du cône égal à 0.3 rad et un seuil sur le p_T de 1.5 GeV, pour les données EMMU et la somme de tous les bruits de fond ainsi que les points de signal A_8 et D_2 (en superposition).

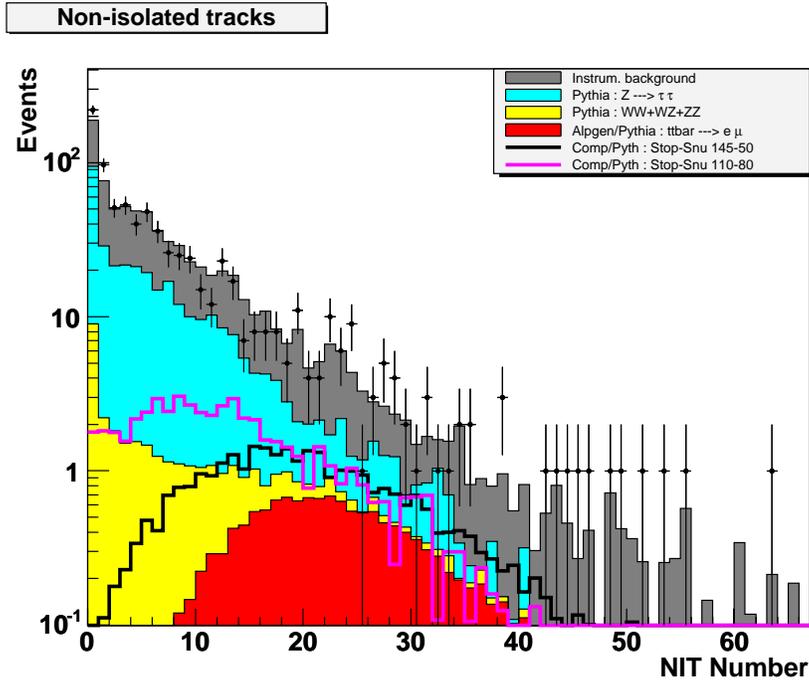


FIG. A.5 – Distribution au cut0 du nombre de traces non isolées, en utilisant la définition, rayon du cône égal à 0.3 rad et un seuil sur le p_T de 2.0 GeV, pour les données EMMU et la somme de tous les bruits de fond ainsi que les points de signal A_8 et D_2 (en superposition).

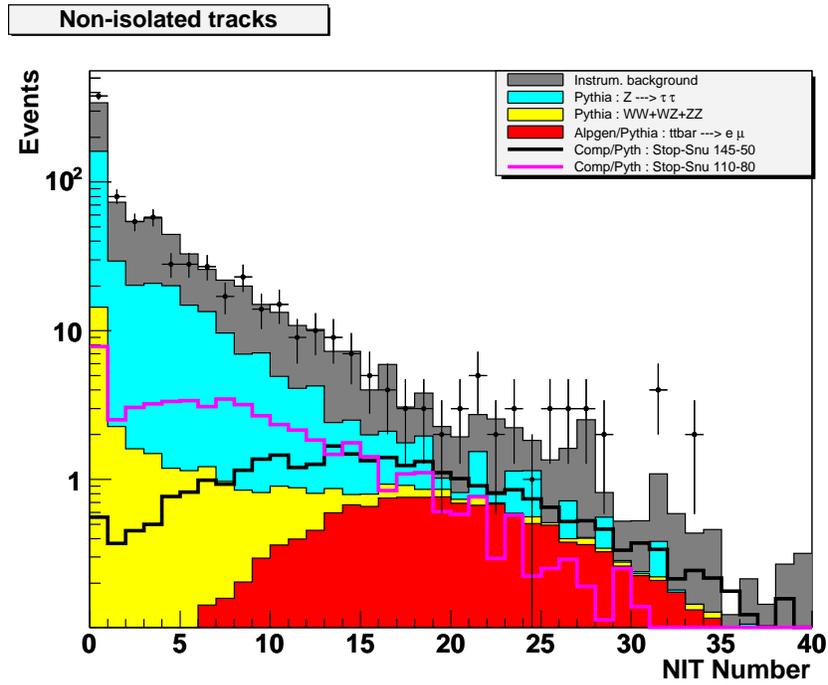


FIG. A.6 – Distribution au cut0 du nombre de traces non isolées, en utilisant la définition, rayon du cône égal à 0.5 rad et un seuil sur le p_T de 2.0 GeV, pour les données EMMU et la somme de tous les bruits de fond ainsi que les points de signal A_8 et D_2 (en superposition).

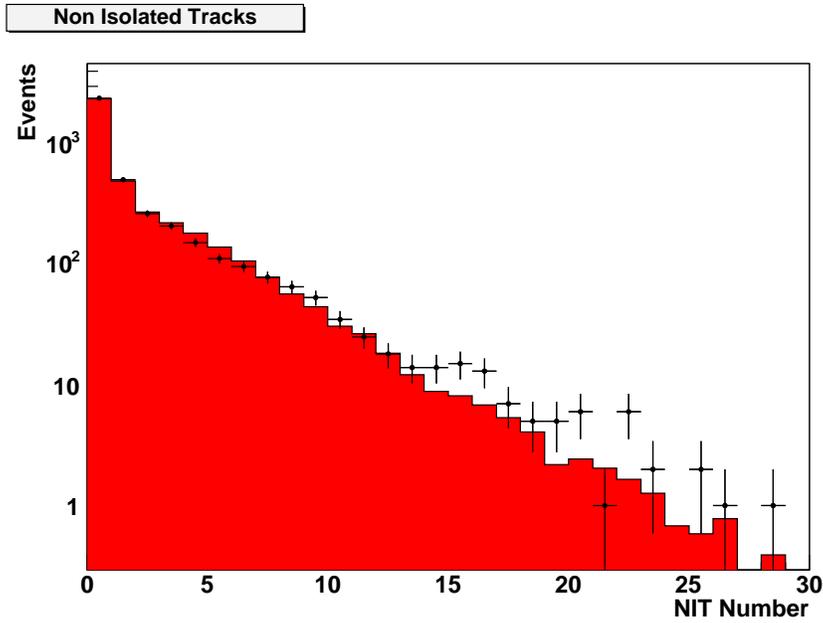


FIG. A.7 – Distribution du nombre de traces non isolées, en utilisant la définition rayon du cône égal à 0.3 rad et pas de seuil de p_T , pour des données MUMU comparées à du Monte Carlo $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$.

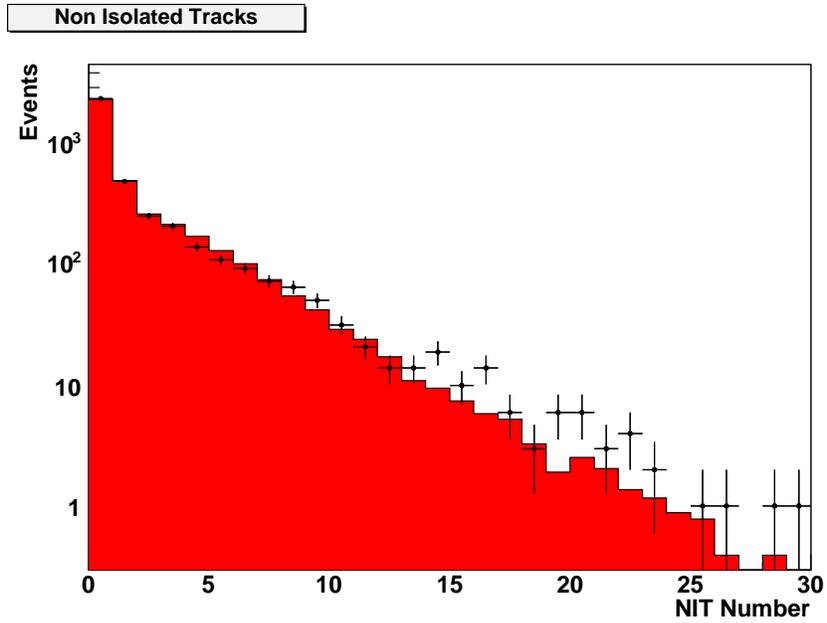


FIG. A.8 – Distribution du nombre de traces non isolées, en utilisant la définition rayon du cône égal à 0.3 rad et un seuil sur le p_T de 0.5 GeV, pour des données MUMU comparées à du Monte Carlo $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$.

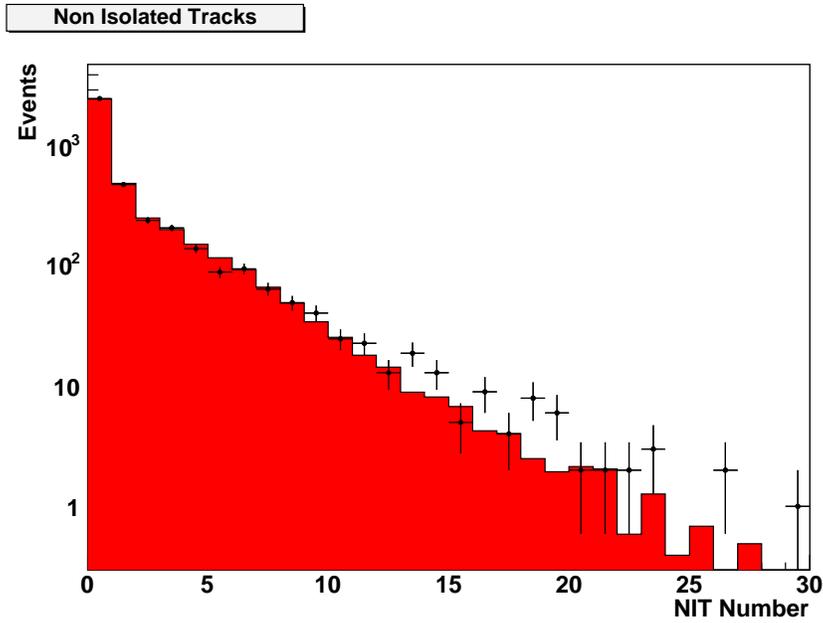


FIG. A.9 – Distribution du nombre de traces non isolées, en utilisant la définition rayon du cône égal à 0.3 rad et un seuil sur le p_T de 1.0 GeV, pour des données MUMU comparées à du Monte Carlo $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$.

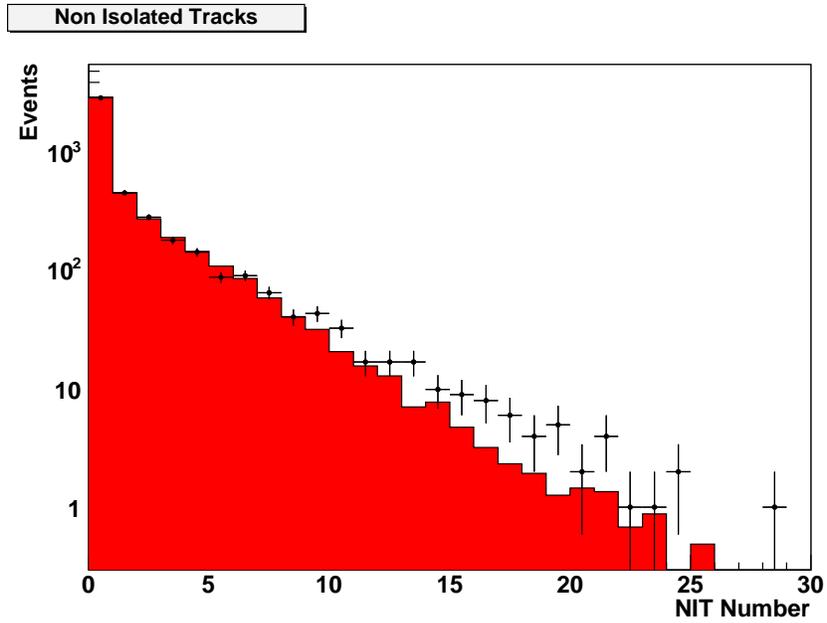


FIG. A.10 – Distribution du nombre de traces non isolées, en utilisant la définition rayon du cône égal à 0.3 rad et un seuil sur le p_T de 2.0 GeV, pour des données MUMU comparées à du Monte Carlo $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$.

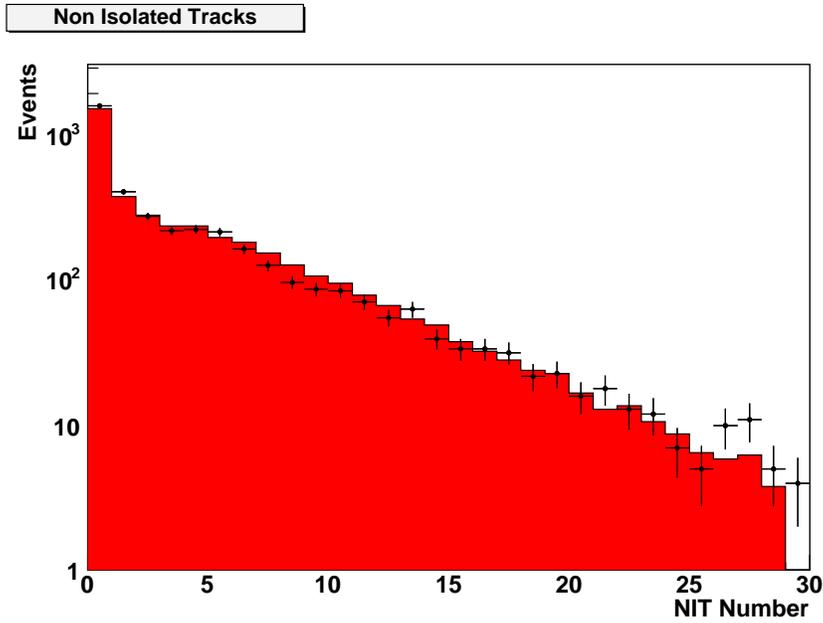


FIG. A.11 – Distribution du nombre de traces non isolées, en utilisant la définition rayon du cône égal à 0.5 rad et pas de seuil de p_T , pour des données MUMU comparées à du Monte Carlo $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$.

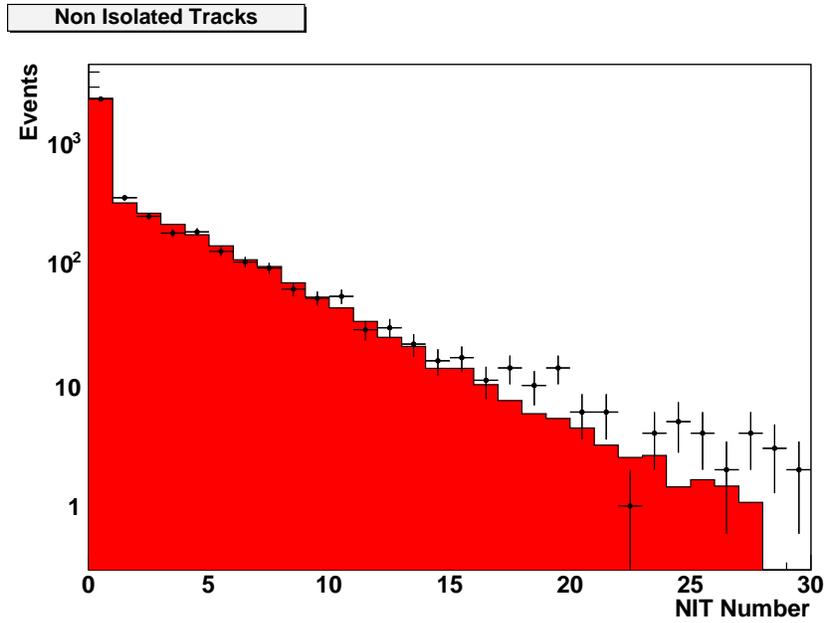


FIG. A.12 – Distribution du nombre de traces non isolées, en utilisant la définition rayon du cône égal à 0.5 rad et un seuil sur le p_T de 2.0 GeV, pour des données MUMU comparées à du Monte Carlo $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Bibliographie

- [1] J. Ellis, J. Welzel, and D. Gherson. hep-ph/0506163, June 2005. v1.
- [2] S. Weinberg. The quantum theory of field., volume Vol. 2 : Modern applications. Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 1996.
- [3] S. Weinberg. The quantum theory of field., volume Vol. 3 : Supersymmetry. Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 2000.
- [4] S. P. Martin. A supersymmetry primer. hep-ph/9709356.
- [5] J. Ellis. Limits of the standard model. hep-ph/0211168.
- [6] J. Ellis. Beyond the standard model for hillwalkers. hep-ph/9812235.
- [7] J. Ellis. Supersymmetry for alp hikers. hep-ph/0203114.
- [8] <http://www.lpta.univ-monpt2.fr/users/djouadi/GDR/latex/susy/susy.html>.
- [9] Particle Data Group. Review of particle properties. Phys. Rev., D 66(010001), 2002.
- [10] G. Altarelli. The electroweak interactions in the standard model and beyond. hep-ph/0406270.
- [11] W. J. Marciano. Precision electroweak measurements and the higgs mass. hep-ph/0411179.
- [12] S. Coleman and J. Mandula. Phys. Rev., 159 :1251, 1967.
- [13] Yu. A. Gol'fand and E. P. Likhtman. JETP Letters, 13 :323, 1971. Article republié dans *Supersymmetry*, Ref. 10.
- [14] M. Grisaru and W. Siegel. Nucl. Phys., B 201 :292, 1982.
- [15] T. Plehn. Production of supersymmetric particles at high energy colliders. hep-ph/9809319, Sept 1998. v1.
- [16] W. Beenakker, M. Kramer, T. Plehn, M. Spira, and P.M. Zerwas. Nucl. Phys., B 515 :3, 1998.
- [17] W. Beenakker, M. Spira, and R.Hoepker. Prospino, a program for the production of supersymmetric particles in next-to-leading order qcd. hep-ph/9611232.

- [18] J. Ellis *et al.* Nucl. Phys., B 238 :453, 1984.
- [19] T. Hebbeker. Phys. Lett., B 470 :259, 1999.
- [20] C. Boehm, A. Djouadi, and Y. Mambrini. Decay of the lightest top squark. Physical Review, D 61(095006), 2000.
- [21] A. Djouadi and Y. Mambrini. Three body decays of top and bottom squarks. Physical Review, D63(115005), 2001.
- [22] M. Acciarri *et al.* L3 Collaboration. Phys. Lett., B471 :308, 1999.
- [23] G. Abbiendi *et al.* OPAL Collaboration. Phys. Lett., B 545 :272, 2002.
- [24] P. Heister *et al.* ALEPH Collaboration. Phys. Lett., B 537 :5, 2002.
- [25] P. Abreu *et al.* DELPHI Collaboration. Phys. Lett., B 496 :59, 2000.
- [26] ALEPH Collaboration. Phys. Lett., B 449 :53, 2001.
- [27] CDF Collaboration. Phys. Rev. Lett., 86 :4472, 2001.
- [28] G. Belanger, F. Boudjema, A. Cottrant, A. Pukhov, and S. Rosler-Lees. Lower limit on the neutralino mass in the general mssm, howpublished =.
- [29] P. Bargassa. DØ Note 4721.
- [30] <http://www.fnal.gov>.
- [31] S.W. Herb *et al.* Phys. Rev. Lett., 39 :252–255, 1977.
- [32] B. Baller *et al.* DONUT Collaboration. Nucl. Phys., B 98 :43, 2001.
- [33] F. Abe *et al.* CDF Collaboration. Phys. Rev. Lett., 74 :2626, 1995.
- [34] S. Abachi *et al.* DØ Collaboration. Phys. Rev. Lett., 74 :2632, 1995.
- [35] <http://www-d0.fnal.gov>.
- [36] <http://www-cdf.fnal.gov>.
- [37] Operations rookie book. http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/rbooks.html.
- [38] S. Abachi *et al.* DØ Collaboration. The detector. Nucl. Instr. and Methods, A338 :185, 1994.
- [39] V. M. Abazov *et al.* DØ Collaboration. The upgraded detector. hep-ph/0507191 soumis à Nucl. Instr. and Methods, 2005.
- [40] R. Zitoun. Study of the non-linearity of the electromagnetic calorimeter. DØ Note 3997.
- [41] S. Beauceron. Thèse de doctorat. Master's thesis, Université Paris VI, LPNHE, 2004.
- [42] M. Ridet. Thèse de doctorat. Master's thesis, Université Paris XI, LAL, 2002.

- [43] D. McGinnis. Présentation en séminaire joint expérimental et théorique, *TeVatron Collider Luminosity Upgrade*. http://www-ad.fnal.gov/runII/wc_run2b.pdf, Mars 2001.
- [44] http://www-d0.fnal.gov/phys_id/luminosity/presentations/tutorial.ps.
- [45] <http://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/verification.htm>.
- [46] R. Brun *et al.* Geant - detector description and simulation. CERN Program Library Long Writeup, W 5013, 1994.
- [47] H. Greenlee. DØ Note 4303, 2003.
- [48] A. Garcia-Bellido, S. Lager, F. Rizatdinova, A. Schwartzman, and G. Watts. DØ Note 4320, 2004.
- [49] A. Schwartzman and M. Narain. DØ Note 4042, 2002.
- [50] G. Bernardi *et al.* Nada : A new event by event hot cell killer. DØ Note 3687, 1999.
- [51] G. Bernardi *et al.* Improvement of the nada algorithm : Hot cell killing in runii data. DØ Note 4457, 2002.
- [52] J.-R. Vlimant *et al.* Technical description of the t42 algorithm for the calorimeter noise suppression. DØ Note 4146, 2003.
- [53] G. Bernardi *et al.* Improvements from the t42 algorithm on calorimeter objets reconstruction. DØ Note 4335.
- [54] J. Gardner *et al.* Electron likelihood in p14. DØ Note 4449, 2004.
- [55] C. Clement, F. Deliot, T. Golling, K. Haganaki, B. Leonhardt, M. Mulders, E. Nurse, S. Soldner-Remboldt, and J. Stark. DØ Note 4350, 2004.
- [56] A. Cothenet, M.C. Cousinou, S. Kermiche, and A. Mendes. DØ Note 4945, 2005.
- [57] S. Crépé-Renaudin. Energy corrections for geometry effets for electron in runii. DØ Note 4023.
- [58] A. Cothenet. Thèse de doctorat. Master's thesis, Université de Provence, CPPM, 2004.
- [59] S. Negroni. Thèse de doctorat. Master's thesis, Université de Provence, CPPM, 2000.
- [60] The LEP Collaboration, ALEPH, OPAL, L3, and DELPHI. A combinaison of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model. hep-ph/0112021, 2001.
- [61] <http://www.slac.stanford.edu/comp/unix/package/cernroot/22312/html/TMinuit.html>.
- [62] P. Bargass, A. Mende, E. Nagy, and M. Talby. <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/NP/N40>, 2006.

- [63] P. Bargassa, A. Mendes, E. Nagy, and M. Talby. <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/NP/N43>.
- [64] S. Anderson *et al.* Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section at $\sqrt{s} = 1.96$ tev in dilepton final states. DØ Note 4683, 2005.
- [65] J. M. Campbell and R. K. Ellis. Phys. Rev., D 60 :113006, 1999. hep-ph/9905386.
- [66] T. Nunnemann. http://www-clued0.fnal.gov/~nunne/cross-sections/dy_cross-sections.html.
- [67] T. Sjostrand. Comp. Phys., Comm 82 :74, 1994.
- [68] <http://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/generators/alpgen.html>.
- [69] B. Tille and T. Nunnemann. DØ Note 4660.
- [70] A. Pukhov *et al.* Comphep- a package for evaluation of feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. hep-ph/9908288.
- [71] J. Hays, J. Mitrevski, C. Schwanenberger, and T. Toole. em_cert package. DØ Note 4783.
- [72] F. Deliot and E. Nurse. muo_cert package. DØ Note.
- [73] T. S. Toole. DØ Note 4872 (Ancienne version) - Pas de nouvelles version éditée (communications privées).
- [74] P. Bargassa. <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/NP/N35>, 2005.
- [75] S. Calvet, P. Verdier, and E. Kajfasz. Towards missinget certification and unclustered energy studies. DØ Note 4927, 2005.
- [76] T. Edwards, S. Yacoob, T. Andeen, J. Park, B. Casey, M. Begel, R. Partridge, H. Shellman, and A. Sznajder. The updated luminosity determination - short summary. DØ Note 4328, 2004.
- [77] T. Junk. NIM A434, 435, 1999.
- [78] P. Bargassa, A. Mendes, E. Nagy, and M. Talby. DØ Note 5050, 2006.

Title : *Recherche du partenaire supersymétrique du quark top dans le canal $\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \longrightarrow e^\pm\mu^\mp\tilde{\nu}b\bar{b}$ au sein de l'expérience DØ auprès du TeVatron. Calibration du calorimètre électromagnétique de DØ.*

La supersymétrie semble être l'extension du Modèle Standard la plus naturelle. À basse énergie elle peut consister au Modèle Standard Supersymétrique Minimal qui ici est le cadre de la recherche du squark top, grâce à 350 pb^{-1} de données récoltées par l'expérience DØ lors du RunIIa du TeVatron. Nous avons sélectionné les événements avec un électron, un muon, de l'énergie transverse manquante et des traces non isolées, signature de la désintégration du stop en 3 corps ($\tilde{t} \rightarrow b\tilde{\nu}$).

En l'absence d'un excès significatif d'événements de ce signal, les résultats ont été interprétés en terme de limites de section efficace de production du stop permettant d'étendre la région d'exclusion dans l'espace des paramètres $(m_{\tilde{t}}, m_{\tilde{\nu}})$ existante jusqu'à des masses de stop de 168 (140) GeV pour une masse de sneutrino de 50 (94) GeV.

En raison du rôle majeur du calorimètre électromagnétique dans beaucoup de recherches effectuées dans DØ, une calibration fine de celui-ci a été effectuée en utilisant des événements avec des désintégrations $Z \rightarrow e^+e^-$, améliorant notablement la résolution de l'énergie mesurée.

Mots-clé : *DØ, TeVatron, supersymétrie, stop, calibration, calorimétrie, analyse de données.*

Title : *Search for the supersymmetric partner of the top quark in the channel $\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \longrightarrow e^\pm\mu^\mp\tilde{\nu}b\bar{b}$ in the DØ experiment at the TeVatron. Calibration of the DØ electromagnetic calorimeter.*

Supersymmetry is one of the most natural extensions of the Standard Model. At low energy it may consist in the Minimal Supersymmetric Standard Model which is the framework chosen to perform the search of the stop with 350 pb^{-1} of data collected by DØ during the RunIIa period of the TeVatron. We selected the events with an electron, a muon, missing transverse energy and non isolated tracks, signature for the stop decay in 3-body ($\tilde{t} \rightarrow b\tilde{\nu}$).

Since no significant excess of signal is seen, the results are interpreted in terms of limit on the stop production cross-sections, in such a way that we extend the existing exclusion region in the parameter space $(m_{\tilde{t}}, m_{\tilde{\nu}})$ up to stop masses of 168 (140) GeV for sneutrino masses of 50 (94) GeV.

Finally, because of the crucial role of the electromagnetic calorimeter, a fine calibration was performed using $Z \rightarrow e^+e^-$ events, which improved significantly the energy resolution.

Keywords : *DØ, TeVatron, supersymmetry, stop, calibration, calorimeter, data analysis.*