ORSAY
n° d'ordre :

LAL 01-72
Octobre 2001

UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE
PARIS VI

THESE *présentée*

pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS VI

par

Abdelouahab ABDESSELAM

Recherche de production résonante de sleptons au Run I de DØ
&
Identification et mesure des électrons au Run II

Soutenue le 25 Octobre 2001 devant la Commission d'examen

MM.	M.	BAUBILLIER	
	A.	DJOUADI	Rapporteur
	M.	JAFFRÉ	
	E.	NAGY	Rapporteur
	S.	PROTOPOPESCU	
	F.	RICHARD	Président

A *Si Ahmed* et *Fatiha*

Remerciements

Je remercie François Richard de m'avoir accuelli au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire et d'avoir accepté de faire partie du jury.

Je tiens à remercier Michel Baubillier et Serban Protopopescu pour m'avoir fait l'honneur de faire partie du jury ainsi que Abdelhak Djouadi et Elemer Nagy pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse.

Je remercie Pierre Petroff de m'avoir bien accuelli dans le groupe DØ-LAL. Je le remercie chaleureusement pour ses conseils, son soutien et son amitié tout au long de ce travail.

Je remercie Michel Jaffré pour avoir accépté de superviser cette thèse et pour sa disponibilité.

Je suis très reconnaissant à Jean Baptiste qui m'a beaucoup aidé. Je le remercie aussi pour sa disponibilité pour maintes discusions. Je remercie également Samira pour son aide, son soutien et ses conseils.

Je ne peux pas oublier de remercier vivement Monsieur Jean Iliopoulos pour ses aides pendant le DEA de physique théorique à l'ENS de Paris et après le DEA pour trouver le financement de cette recherche. Je dois dire que sans ses aides, cette thèse était tout simplement impossible.

Un très grand merci à ma famille ici en France et là-bas en Algérie pour leur soutien et leurs encouragements. Mes remerciments et ma reconnaissance à Rachid Medjaoui pour son aide et sa sympathie.

Enfin, je remercie mes collegues de la colloboration DØ et plus particulièrement ceux qui m'ont aidé pour la réalisation de ce travail.

Table des matières

1 Aspects Théoriques **1**
1.1 Introduction . . . 1
1.2 Le Modèle Standard . . . 1
1.3 Les faiblesses du Modèle Standard . . . 4
1.4 La supersymétrie . . . 5
1.4.1 Un modèle simple . . . 6
1.4.2 Superchamps et Lagrangiens supersymétriques . . . 8
1.4.3 Théories de jauge supersymétriques . . . 10
1.4.4 Brisure de supersymétrie . . . 10
1.5 Le Modèle Supersymétrique Standard Minimal (MSSM) . . . 11
1.6 mSUGRA . . . 13
1.6.1 Spectre de masse des particules supersymétriques . . . 15

2 Production du sneutrino muonique et du smuon par R-parité violée **19**
2.1 Introduction . . . 19
2.2 Production de sparticules . . . 21
2.2.1 Désintégration du slepton par couplage violant la R-parité . . . 22
2.2.2 Désintégration du slepton par couplage de jauge . . . 22
2.2.3 Désintégration du chargino et du neutralino . . . 24
2.3 L'état final à deux muons et deux jets . . . 27
2.3.1 Les sections efficaces . . . 28
2.3.2 Sensibilité attendue . . . 31

3 Dispositif Expérimental **33**
3.1 Le Tevatron . . . 33
3.1.1 Run I . . . 33
3.1.2 Run II . . . 35
3.2 Détecteur de DØ au Run I . . . 36
3.2.1 Détecteur de traces . . . 37
3.2.2 Calorimètre . . . 43
3.2.3 Système à muons . . . 48
3.3 Déclenchement et aquisition des données . . . 50
3.3.1 Niveau 0 . . . 50
3.3.2 Niveau 1 . . . 51
3.3.3 Niveau 2 . . . 52
3.4 Détecteur de DØ au Run II . . . 53

3.4.1 Détecteur de traces . . . 53
3.4.2 Système à muons . . . 58
3.4.3 Système de déclenchement . . . 59

4 Recherche de la production de sleptons par $\not R_p$ 61
4.1 Identification des particules . . . 61
4.1.1 Identifications des jets . . . 61
4.1.2 Identification des muons . . . 64
4.1.3 Efficacités de déclenchement . . . 66
4.2 Sélection des données . . . 66
4.3 Traitement du signal . . . 67
4.4 Traitement de bruit de fond . . . 67
4.4.1 Z $\rightarrow \mu\mu$ . . . 68
4.4.2 $t\bar{t} \rightarrow \mu\mu\ X$ . . . 68
4.4.3 WW $\rightarrow \mu\nu_\mu\ \mu\nu_\mu$ . . . 69
4.4.4 Z$\rightarrow\ \tau\tau\ \rightarrow\ \mu\mu$, Drell-Yan $\rightarrow\ \mu\mu$ . . . 69
4.5 Simulation de la réponse du détecteur . . . 70

5 Analyses 77
5.1 Analyse séquentielle . . . 77
5.1.1 Niveau de confiance . . . 81
5.2 Analyse par réseau de neurones . . . 82
5.3 Erreurs systématiques . . . 89
5.4 Résultats . . . 91
5.4.1 Contours d'exclusion dans le plan $(m_0,\ m_{1/2})$ . . . 91
5.4.2 Contours d'exclusion dans le plan des masses . . . 92
5.4.3 Comparaison avec d'autres analyses . . . 96
5.5 Perspectives au Run II . . . 97
5.5.1 La signature en trois muons . . . 97
5.5.2 Simulation et coupures d'analyse . . . 98
5.5.3 Résultats attendus . . . 98
5.5.4 Etat final à deux muons de même signe . . . 100

6 Identification de l'électron au Run II 103
6.1 Introduction . . . 103
6.2 Identification de l'électron isolé . . . 104
6.3 Identification des électrons mous . . . 105
6.4 Matrice de covariance (Matrice H) . . . 106
6.4.1 Principe de la méthode . . . 106
6.4.2 Détermination des matrices H . . . 108
6.4.3 Rejection e/π . . . 110

Conclusion 115

A Réseaux de neurones 117

A.1 Définition . . . 117

A.2 Entraînement d'un réseau de neurones . . . 118

A.3 Exemple . . . 118

B Optimisation d'une analyse 123

Chapitre 1

Aspects Théoriques

1.1 Introduction

“Au début était la symétrie” [1]. Ce dernier siècle est vraisemblablement celui qui a le plus incarné cette pensée. Cela a commencé avec la mécanique classique où les lois sont symétriques par rapport à des transformations d'espace (transformations dites de Galilé). Cette symétrie s'est étendue, ensuite, pour inclure des transformations de temps. On parle de transformation d'espace-temps (transformations dites de Lorentz). Toutes les lois physiques doivent être invariantes par rapport à ces transformations, stipule le principe de relativité . D'un autre coté, la mécanique quantique a introduit un autre type de symétrie; une invariance par rapport à un changement de phase de la fonction d'onde. Cette symétrie est appelée symétrie interne par rapport aux symétries externes de l'espace-temps. Ce type de symétrie bientôt évolua et devint ce qu'on appelle maintenant une symétrie de jauge. A l'heure actuelle, les symétries de jauge jouent un rôle fondamental dans la description et l'unification des interactions des particules élémentaires.

1.2 Le Modèle Standard

La symétrie par rapport aux transformations de Lorentz et aux transformations locales de jauge constitue la base du Modèle Standard [1]. Ce modèle décrit les interactions électromagnétiques, faibles et fortes. Les deux premières sont unifiées dans le sens où leurs constantes de couplages sont liées l'une à l'autre. Le groupe de jauge est un produit de trois groupes simples: $G_{SM} = SU(3)_C \otimes SU(2)_I \otimes U(1)_Y$ où l'indice C désigne la couleur, I l'isospin et Y l'hypercharge. Les différentes particules du Modèle Standard (fermions et bosons) appartiennent à différentes représentations de ce groupe. D'un autre coté, pour tenir compte de l'observation expérimentale de la violation de parité dans l'interaction faible, le Modèle Standard traite d'une manière différente les états de chiralité gauche et les états de chiralité droite. Ainsi, seuls les états de chiralité gauche sont sensibles

[1] Platon

à l'interaction faible. Le contenu en particules du Modèle Standard est donné dans le tableau 1.1.

Particule	Masse (MeV)	Charge (e)
Quarks (spin 1/2)		
d	~ 7.5	-1/3
u	~ 4.2	2/3
s	~ 150	-1/3
c	$\sim 1\,100$	2/3
b	$\sim 4\,200$	-1/3
t	$\sim 174\,000$	2/3
Leptons (spin 1/2)		
e	0.511	-1
ν_e	$< 15eV$	0
μ	105	-1
ν_μ	< 0.17	0
τ	1 777	-1
ν_τ	< 24	0
Bosons de jauge (spin 1)		
γ	0	0
g	0	0
W	80 200	1
Z	91 200	0
Scalaire fondamental (spin 0)		
H	> 114.1[2]	0

Table 1.1: Particules du Modèle Standard.

On distingue trois familles dont chacune contient:

- un doublet de $SU(2)$ de quarks $Q = (u, d)_L$, où L indique que seulement les chiralités gauches des quarks u et d forment le doublet. Chaque composante de ce doublet est un triplet de $SU(3)$ et porte une hypercharge de 1/3. Cela est résumé en disant que Q se transforme comme $(3, 2, 1/3)$ sous G_{SM}.
- un doublet de leptons $L = (\nu, e)_L$ se transformant comme (1,2,-1).
- un quark singlet u_R (chiralité droite de u) se transformant comme (3,1,4/3).
- un quark singlet d_R se transformant comme (3,1,-2/3).
- un lepton singlet e_R se transformant comme (1,1,-2).

Le fait que les chiralités gauches et droites des fermions se transforment différemment sous le groupe de jauge ne leur autorise pas des termes de masse dans le Lagrangien. En effet, un terme de la forme $mf\bar{f} = m(\bar{f}_L f_R + \bar{f}_R f_L)$ n'est pas invariant sous $SU(2)$. De même l'exigence de l'invariance de jauge ne permet pas des termes de masse pour les bosons de jauge (introduit dans la théorie pour rendre la symétrie de jauge locale). Or l'expérience montre que certains fermions et les bosons de jauge de l'interaction faible sont massifs. Ce problème est résolu dans le Modèle Standard par le mécanisme de Higgs. Celui-ci consiste en l'introduction d'un doublet complexe de champs scalaires se transformant comme (1,2,1). Ce doublet apparaît dans le Lagrangien, en plus des termes cinétiques et d'interactions, dans un potentiel de la forme suivante:

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^+ \Phi + \lambda(\Phi^+ \Phi)^2. \tag{1.1}$$

L'intérêt de ce potentiel est que son minimum est obtenu pour une valeur non nulle du champ Φ. Effectivement, toute configuration vérifiant $< \Phi^+ \Phi >= \mu^2/2\,\lambda = v^2$ minimise la fonction (1.1), et donc l'état de vide (correspondant à une énergie nulle) est dégénéré. Parmi tous ces états, le système physique en choisit un et un seul et, ainsi, la symétrie $SU(2) \otimes U(1)$ est spontanément brisée. D'une manière générale Φ peut être paramétrisé par [3]:

$$\Phi = U(x) \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}, \tag{1.2}$$

où $U(x)$ est une transformation de $SU(2)$ et $h(x)$ un champ scalaire réel tel que $< h(x) >= 0$. $h(x)$ représente le champs de Higgs. Le Lagrangien étant invariant de jauge, on peut effectuer une transformation de jauge pour éliminer $U(x)$. Cela réduit Φ à un seul degré de liberté physique (correspondant à $h(x)$). Les trois autres degrés sont absorbés par les trois bosons de jauge de l'interaction faible $W^\pm, Z$. Le photon γ et les gluons g, associés aux interactions électromagnétiques et fortes, restent sans masse.Il est à noter que les bosons Z et γ, états propres de masse sont combinaisons linéaires d'états propres de jauge. Les fermions aussi acquièrent une masse à travers ce même mécanisme. En effet, des termes invariants de jauge combinant le champ Φ et les champs de fermions peuvent être écrits:

$$\lambda_d \bar{Q} \Phi \, d_R + \lambda_u \bar{Q} \epsilon \Phi^* \, u_R + \bar{L} \Phi \, e_R \,, \tag{1.3}$$

où ϵ est le tenseur à deux indices totalement antisymétrique invariant de $SU(2)$ $(U \epsilon U^T = \epsilon,\ U \in SU(2))$. Le remplacement de Φ par son expression de l'eq. (1.2) dans ces termes, en éliminant $U(x)$, donne des termes de masse aux quarks et aux leptons. Toutes les masses résultant de ce mécanisme de brisure de symétrie sont reliées à l'échelle de brisure " v "par une relation de la forme: $m = \alpha\, v$, où α est égale à $\lambda_f/\sqrt{2}$ pour les fermions, $g/2$ pour $W^\pm$, $\sqrt{g^2 + g'^2}/2$ pour Z et $\sqrt{\lambda/2}$ pour le champ de Higgs. La valeur expérimentale de v est de $174\,GeV$. On voit que le Modèle Standard paramétrise les valeurs des masses des différentes particules, mais ne les prédit pas.

Notons que dans cette construction les neutrinos sont volontairement supposés non massifs, fait qui ne semble plus être en accord avec des expériences récentes [4].

1.3 Les faiblesses du Modèle Standard

Il est important de noter que le Modèle Standard donne une description complète des interactions élémentaires des particules aux énergies atteintes expérimentalement. Mais que se passera-t-il au delà de ces énergies? Cette théorie, continuera-t-elle d'être valide?

Les équations du groupe de renormalisation montrent que les constantes de couplage évoluent en fonction de l'énergie. En outre, on s'aperçoit qu'elles atteignent un même ordre de grandeur à une énergie de l'ordre de 10^{16} GeV (fig 1.2-a). Cependant, la constante de couplage gravitationnelle évolue aussi et un peu plus loin que l'échelle de la grande unification devient de l'ordre 1. Donc, à une telle énergie on ne peut plus négliger la gravitation et le Modèle Standard est certainement incomplet.

D'un autre côté, un autre problème apparaît dès qu'on considère une grande échelle d'énergie. Ce problème est relié à la masse du boson de Higgs. La masse d'une particule scalaire[2] reçoit des corrections radiatives, dues au diagramme de la figure 1.1-a, additives et quadratiques en échelle d'énergie:

(a) (b)

Figure 1.1: Corrections radiatives dues à un fermion (a) et à un scalaire (b) à la masse du boson de Higgs.

$$\Delta m_H^2 = \frac{\lambda^2}{16\pi^2}[-2\Lambda^2 + 6m_f^2 \ln(\frac{\Lambda}{m_f}) + \cdots] \tag{1.4}$$

Λ est vue comme l'échelle d'énergie au delà de laquelle le Modèle Standard n'est plus valable. N'importe quel fermion du Modèle Standard peut jouer le rôle du fermion de la boucle. L'équation 1.4 montre que la masse du Higgs peut être aussi grande que Λ, ce qui déstabiliserait l'échelle électrofaible du fait que les masses des autres particules sont liées directement ou indirectement à la masse du boson de Higgs. Par exemple:

$$M_W = \frac{g}{\sqrt{2\lambda}} m_H. \tag{1.5}$$

C'est ce qu'on appelle le problème de hiérarchie. Néanmoins, on peut rendre les corrections radiatives petites en choisissant la masse de Higgs nue de l'ordre de Λ^2. Mais pour que cette compensation ait lieu, λ^2 doit être connu à plusieurs ordres de grandeur (~ 34).

[2] Si le champ de Higgs n'était pas scalaire, le vide ne serait pas invariant de Lorentz et donc une direction serait privilégiée. Aussi le potentiel (1.1) ne décrirait pas une théorie renormalisable.

Ce fait est appelé le problème "d'ajustement fin" ou de naturalité. Une théorie est dite naturelle, pour ces paramètres p (dans notre cas la masse du boson Higgs) petits devant l'échelle fondamentale Λ, si la limite $p \to 0$ augmente la symétrie du système [5]. Le Modèle Standard n'est naturel que pour Λ de l'ordre de l'échelle de la brisure de la symétrie électrofaible v.

Il résulte de ce qui a précédé qu'à grande énergie une autre théorie devrait succéder au Modèle Standard. On peut dès maintenant remarquer que le problème des divergences quadratiques peut être éliminé si on remarque que la divergence quadratique du diagramme 1.1-b est, à un facteur près de -2, similaire à celle du diagramme 1.1-a:

$$\Delta m_H^2 = \frac{\lambda^2}{16\pi^2}[\Lambda^2 + 2m_{\tilde{f}}^2 \ln(\frac{\Lambda}{m_{\tilde{f}}}) + \cdots]. \tag{1.6}$$

Donc il suffirait d'associer à chaque fermion deux scalaires pour que les divergences quadratiques disparaissent. On note que même les divergences logarithmiques se compensent (il faudrait tenir compte d'un troisième graphe) si les bosons et le fermion des boucles ont la même masse . Ce résultat constitue l'une des motivations théoriques de la supersymétrie.

1.4 La supersymétrie

Avant de présenter la supersymétrie, donnons une autre motivation pour cette théorie. On a déjà mentionné que les constantes de couplage des interactions fondamentales dans le Modèle Standard évoluent avec l'échelle d'énergie, et qu'elles atteignent un même ordre de grandeur vers une échelle d'énergie de l'ordre de 10^{16} GeV. Cette convergence vers une constante de couplage unique est d'autant meilleure dans le cadre de la supersymétrie (fig 1.2-b). L'amélioration est due à la contribution des nouvelles particules, introduites dans cette théorie, dans les équations du groupe de renormalisation. Par conséquent, la supersymétrie permet un cadre meilleur pour une grande unification.

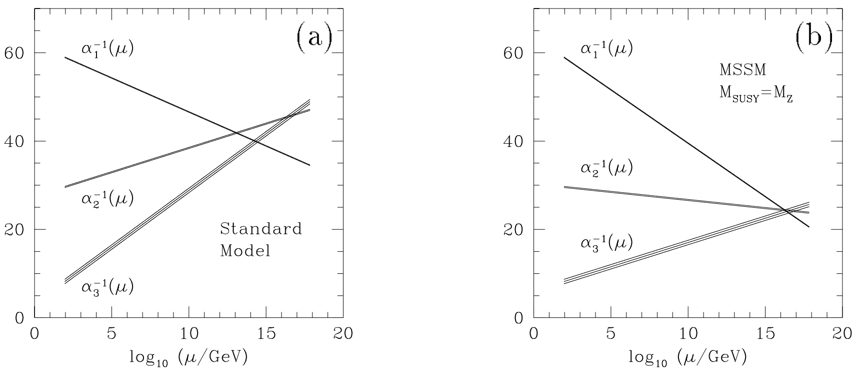


Figure 1.2: Évolution des constantes de couplage en fonction de l'échelle d'énergie dans le Modèle Standard (a) et le MSSM (b).

1.4.1 Un modèle simple

Soit le Lagrangien de Wess-Zumino [6]:

$$L_0 = \partial_\mu \phi^+ \partial^\mu \phi + i\bar{\psi}_L \gamma_\mu \partial^\mu \psi_L \,, \tag{1.7}$$

décrivant un champ scalaire et un champ de fermion (de chiralité gauche) libres. Il est facile de montrer que ce Lagrangien est invariant (modulo une dérivée totale) par les transformations suivantes:

$$\delta\phi = \sqrt{2}\bar{\epsilon}_R \psi_L, \quad \delta\psi_L = -i\sqrt{2}\gamma^\mu \partial_\mu \phi \epsilon_R \,, \tag{1.8}$$

où ϵ_R est le paramètre *spinoriel* (de chiralité droite) infinitésimal de ces transformations. La nouveauté de cette symétrie, dite *supersymétrie*, par rapport aux symétries déjà connues est qu'elle change le spin du champ sur lequel elle agit. Donc, le *supermultiplet* représentant cette symétrie contient sur un même pied d'égalité des états bosoniques et des états fermioniques. Les transformations (1.8) vérifient les relations de commutation suivantes:

$$\begin{aligned} [\delta_{\epsilon 1}, \delta_{\epsilon 2}]\, \phi &= -2i\, (\bar{\epsilon}_{2R}\gamma^\mu \epsilon_{1R} - \bar{\epsilon}_{1R}\gamma^\mu \epsilon_{2R})\, \partial_\mu \phi \,; \\ [\delta_{\epsilon 1}, \delta_{\epsilon 2}]\, \psi_L &= -2i\, (\bar{\epsilon}_{2R}\gamma^\mu \epsilon_{1R} - \bar{\epsilon}_{1R}\gamma^\mu \epsilon_{2R})\, (\partial_\mu \psi_L + \tfrac{1}{2}\gamma_\mu \gamma^\nu \partial_\nu \psi_L). \end{aligned} \tag{1.9}$$

Ces équations montrent que le commutateur de deux transformations supersymétriques n'est rien d'autre qu'une autre symétrie de la théorie (translation). Cependant, cela n'est vrai pour le champ ψ que si on prend en compte son équation de mouvement. On dit alors que l'algèbre supersymétrique (contenant les transformations supersymétriques et les transformations du groupe de Poincaré) est fermée *on-shell*. Cela est un petit peu embarrassant, car de cette façon l'algèbre dépend de la forme du Lagrangien. On peut remédier à cela en élargissant l'espace des champs par l'introduction d'un champ scalaire complexe F. Le Lagrangien et les transformations des champs deviennent, alors:

$$L = L_0 + F^* F \tag{1.10}$$

$$\begin{aligned} \delta\phi &= \sqrt{2}\bar{\epsilon}_R \psi_L \\ \delta\psi_L &= -i\sqrt{2}\gamma^\mu \partial_\mu \phi \epsilon_R - \sqrt{2} F \epsilon_L \\ \delta F &= i\sqrt{2}\bar{\epsilon}\gamma^\mu \partial_\mu \psi_L \end{aligned} \tag{1.11}$$

Remarquons que le champ F étant de dimension 2 ne peut pas avoir de terme cinétique. Donc il ne se propage pas et est dit auxiliaire. On peut vérifier maintenant que:

$$[\delta_{\epsilon 1}, \delta_{\epsilon 2}]\, X = -2i\, (\bar{\epsilon}_{2R}\gamma^\mu \epsilon_{1R} - \bar{\epsilon}_{1R}\gamma^\mu \epsilon_{2R})\, \partial_\mu X \tag{1.12}$$

où X est n'importe quel champ du modèle. Dans ce que cas, on dit que l'algèbre est fermée *off-shell*. Notons que l'équation du mouvement de F est $F = 0$. En remplaçant cette équation dans (1.10) et (1.11) on retrouve le Lagrangien et les transformations supersymétriques du départ. Cela est toujours vrai; l'élimination des champs auxiliaires au moyen de leurs équations du mouvement conduit à l'algèbre *on-shell*.

On peut réécrire les relations (1.12) en terme des générateurs de la supersymétrie Q définit par:

$$\delta_\epsilon X = i\bar{\epsilon} Q X \tag{1.13}$$

On obtient:

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = 2\gamma^\mu_{\alpha\beta} P_\mu \tag{1.14}$$

où $P_\mu = -i\partial_\mu$. En plus des générateurs Q_α, l'algèbre supersymétrique contient aussi les générateurs du groupe de Poincaré :

$$\begin{aligned} &[M^{\mu\nu}, Q] = \tfrac{i}{2}\gamma^{\mu\nu} Q\,, \\ &[P_\mu, Q] = 0\,, \end{aligned} \tag{1.15}$$

où $\gamma^{\mu\nu} = \frac{1}{4}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$.

Trois conséquences peuvent être tirées de cette algèbre:

- Un *supermultiplet* contient le même nombre de degrés de liberté bosoniques et fermioniques. On peut voir cela sur notre exemple. Le supermultiplet contient le champ de fermion de chiralité gauche ψ (4 degrés de liberté), le champ scalaire de boson ϕ (2 degrés de liberté) et le champ scalaire auxiliaire F (2 degrés de liberté).

- de $[P_\mu, Q] = 0$ on déduit $[P^2, Q] = 0$. Ainsi, si ϕ et ψ sont deux champs appartenant au même supermultiplet (copartenaires) de masse m_ϕ et m_ψ, on a:

  $$\begin{aligned} &P^2 Q_\alpha\, \phi = Q_\alpha P^2\, \phi \\ &P^2 \psi = m_\phi Q_\alpha \phi \\ &m_\psi \psi = m_\phi \psi \end{aligned} \tag{1.16}$$

  d'où $m_\phi = m_\psi$. Donc les particules appartenant à un même supermultiplet possèdent la même masse.

- de $\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = 2\gamma^\mu_{\alpha\beta} P_\mu$ on obtient $P_0 = \frac{1}{4}\Sigma Q^2_\alpha$. Par conséquent, dans une théorie supersymétrique, les énergies des états sont positives ou nulles.

Le modèle considéré plus haut fait intervenir un supermultiplet dit *chiral*, contenant un fermion de chiralité gauche et son partenaire scalaire. On peut, aussi, écrire un Lagrangien supersymétrique avec un champ vectoriel et son partenaire fermionique:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + i\bar{\lambda}\gamma^\mu \partial_\mu \lambda + \frac{1}{2} D^2\,, \tag{1.17}$$

où $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ est le potentiel de force et D un champ scalaire réel auxiliaire. Ce Lagrangien est invariant sous les transformations suivantes:

$$\begin{aligned} &\delta A_\mu = \bar{\epsilon}\gamma_\mu \lambda \\ &\delta\lambda = \tfrac{1}{4}\sigma^{\mu\nu} \epsilon F_{\mu\nu} + \epsilon D \\ &\delta D = \bar{\epsilon}\gamma^\mu \partial_\mu \lambda \end{aligned} \tag{1.18}$$

où $\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{4}[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$. L'ensemble des champs (A_μ, λ, D) constitue un *supermultiplet vectoriel.*

Les supermultiplets chiraux et vectoriels sont les éléments de base de l'extension supersymétrique du Modèle Standard .

1.4.2 Superchamps et Lagrangiens supersymétriques

L'écriture d'un Lagrangien supersymétrique est plus simple en terme de *superchamps* [7]. Ce sont des fonctions sur un *superespace* qui est une extension de l'espace de Minkowski par l'introduction de quatre variables anticommutantes $\theta_\alpha,\ \alpha = 1, 2$ et $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}},\ \dot{\alpha} = 1, 2$. De ce fait, le développement en série suivant ces variables est fini et s'arrête au terme de degré quatre. Ainsi, le superchamp le plus général prend la forme suivante:

$$\begin{aligned} S(x,\theta,\bar{\theta}) = &\ \phi(x) + \theta\psi(x) + \bar{\theta}\bar{\chi}(x) + \theta^2 m(x) \\ &+\theta\sigma^\mu\bar{\theta}v_\mu(x) + \theta^2\bar{\theta}\bar{\lambda}(x) \\ &+\bar{\theta}^2\theta\xi(x) + \theta^2\bar{\theta}^2 d(x) \end{aligned} \tag{1.19}$$

où ϕ, m, d décrivent des champs complexes de spin 0, ψ, χ, λ, ξ des champs de spin $\frac{1}{2}$ et v_μ un champ vectoriel de spin 1. Toutefois, le contenu en champs de ce superchamp est beaucoup plus large que le contenu des supermultiplets introduits dans le paragraphe précédent et ne peut donc pas les représenter. Pour se faire, on doit imposer des contraintes pour réduire cette redondance de champs.

Le superchamp chiral

Le superchamp chiral est obtenu à partir de S en imposant la contrainte suivante:

$$\bar{D}^{\dot{\alpha}} S = 0 \tag{1.20}$$

où D^α est la dérivée covariante construite de façon à commuter avec les transformations supersymétriques (comme c'était le cas pour la dérivée covariante de jauge et les transformations de jauge). Son expression est donnée par $\bar{D}^{\dot{\alpha}} = \frac{\partial}{\partial\theta_{\dot{\alpha}}} + i\bar{\sigma}^{\mu\dot{\alpha}\alpha}\theta_\alpha\partial_\mu$. Cette forme implique que seuls $\bar{D}_{\dot{\alpha}}\theta = 0$ et $\bar{\mathrm{D}}^{\dot{\alpha}}(\mathrm{y}^\mu = \mathrm{x}^\mu - \mathrm{i}\theta\sigma^\mu\bar{\theta}) = 0$. Donc, le superchamps chiral ne dépend que de θ et y. On trouve:

$$\Phi(y,\theta) = \phi(y) + \sqrt{2}\theta\psi(y) + \theta^2 F(y) \tag{1.21}$$

On voit que ce superchamp décrit bien le supermultiplet chiral, où $\phi(x)$ est le champ scalaire complexe, $\psi(x)$ le champ spinoriel de chiralité gauche et F le champ auxiliaire complexe.

A ce niveau, on peut remarquer que la composante du terme de degré le plus élevé dans le développement en série d'un superchamp chiral ou vectoriel se transforme comme une dérivée totale. Cela est vrai, particulièrement, pour la composante F de Φ (voir eq.(1.11)). Cette remarque est très importante pour la construction des Lagrangiens invariants sous les transformations supersymétriques. Ainsi, $\Phi^+\Phi$ est un superchamp vectoriel[3] et sa composante $\theta^2\bar{\theta}^2$, obtenue en remplaçant y par sa valeur et en développant autour de x, donne le Lagrangien (1.10).

$$\mathcal{L} = \Phi^+\Phi|_{\theta^2\bar{\theta}^2} = \partial_\mu\phi^+\partial^\mu\phi + i\bar{\psi}_L\gamma_\mu\partial^\mu\psi_L \ + F^*F\,.$$

[3]voir le paragraphe suivant

On peut aussi noter que, par suite des propriétés de la dérivée covariante, le produit de superchamps chiraux est un superchamp chiral. Cela signifie qu'on peut obtenir un terme invariant en prenant la composante $\theta\theta$ d'un polynôme en Φ. Toutefois, pour des raisons de renormalisabilté, ce polynôme, noté W, ne peut pas être de degré supérieur à trois. En outre, dans un cas réaliste tel que le Modèle Standard, on ne peut pas prendre un terme linéaire en Φ. Donc W s'écrit dans un cas général, c'est à dire lorsqu'on a plusieurs champs chiraux, comme suit:

$$W = \frac{1}{2}M^{ij}\Phi_i\Phi_j + \frac{1}{6}y^{ijk}\Phi_i\Phi_j\Phi_k \tag{1.22}$$

Alors, $W|_{\theta\theta}$ est un terme invariant (modulo une dérivée totale) sous les transformations supersymétriques. Ce terme peut s'écrire aussi sous la forme suivante:

$$W|_{\theta\theta} = \sum |\frac{\partial W}{\partial \phi_i}|^2 + \frac{\partial^2 W}{\partial\phi_i\partial\phi_j}\psi_i\psi_j + \text{h.c.} \tag{1.23}$$

où ϕ_i et ψ_i sont le champ scalaire et son partenaire appartenant au superchamp Φ_i. Notons que le premier terme correspond à un potentiel scalaire et le deuxième terme à des interactions de Yukawa. Cela justifie l'appellation de la fonction W par *superpotentiel*.

Le superchamp vectoriel

Le superchamp vectoriel est obtenu en imposant une contrainte de réalité sur le superchamp S: $S^* = S$. En se plaçant dans la jauge de Wess-Zumino, on trouve:

$$V(x) = \theta\sigma^\mu\bar{\theta}A_\mu(x) + i\theta\theta\bar{\theta}\bar{\lambda}(x) - i\bar{\theta}\bar{\theta}\theta\lambda(x) + \frac{1}{2}\theta^2\bar{\theta}^2 D(x) \tag{1.24}$$

Donc, ce superchamp peut représenter le supermultiplet vectoriel où A_μ sera le champ vectoriel, λ le spineur de Majorana et D le champ auxiliaire réel.

Pour réécrire le Lagrangien (1.17) en terme de ce superchamp, remarquons que les quantités:

$$\begin{aligned} W_\alpha &= -\tfrac{1}{4}\bar{D}^2 D_\alpha V \\ W_{\dot\alpha} &= -\tfrac{1}{4}D^2 \bar{D}_{\dot\alpha} V \end{aligned} \tag{1.25}$$

sont des superchamps chiraux, puisque $\bar{D}_{\dot\alpha}W_\alpha = D_\alpha \bar{W}_{\dot\alpha} = 0$. Par conséquent, la composante $\theta\theta$ de leur produit donne un terme invariant. On trouve:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{4}W^\alpha W_\alpha|_{\theta\theta} + \bar{W}_{\dot\alpha}\bar{W}^{\dot\alpha}|_{\bar\theta\bar\theta} \\ &= -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + i\bar{\lambda}\gamma^\mu\partial_\mu\lambda + \frac{1}{2}D^2 \end{aligned} \tag{1.26}$$

1.4.3 Théories de jauge supersymétriques

Pour se rapprocher du Modèle Standard, on considère dans ce paragraphe le cas où les superchamps appartiennent à des représentations de certains groupes de jauge. Toutefois pour éviter des complications d'ordre mathématique inutiles pour ce travail, on va abandonner momentanément le formalisme du superchamp. Le fait que les transformations supersymétriques commutent avec les transformations de jauge implique que les champs d'un supermultiplet possèdent les mêmes nombres quantiques mis à part le spin bien sûr.

Supposons que le supermultiplet chiral se transforme sous le groupe de jauge dans une représentation avec des matrices hermitiennes T^a satisfaisant $[T^a, T^b] = if^{abc}T^c$. (Par exemple, pour la représentation fondamentale de $SU(2)$ $f^{abc} = \epsilon_{abc}$ et $\mathrm{T^a}$ sont $\frac{1}{2}$ fois les matrices de Pauli.) Les seuls changements qu'on doit apporter au Lagrangien du supermultiplet chiral (Eq.1.10) pour qu'il devienne invariant sous les transformations locales de jauge sont de remplacer les dérivées normales par les dérivées covariantes et de rajouter le Lagrangien supersymétrique pour les champs de jauge (Eq.1.17). Néanmoins, on doit se demander s'il n'existe pas d'autres termes permis par les symétries considérées. En fait, il y a trois possibilités et le Lagrangien supersymétrique total peut s'écrire:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \;&=\; \mathcal{L}_{chiral} + \mathcal{L}_{gauge} && (1.27)\\ &-\sqrt{2}g[(\phi^* T^a \psi)\lambda^a + \lambda^{+a}(\psi^+ T^a \phi)] && (1.28)\\ &+g(\phi * T^a \phi) D^a && (1.29) \end{aligned}$$

où $\mathcal{L}_{chiral}$ est le Lagrangien (1.10) plus les termes d'interactions et de masse (1.23) et $\mathcal{L}_{gauge}$ le Lagrangien (1.17), mais avec les dérivées normales remplacées par des dérivées covariantes.

Notons que les équations de mouvement des champs auxiliaires F et D sont données par:

$$\begin{aligned} F &= \frac{\partial W}{\partial \phi} \\ D^a &= -g\, \phi^* T^a \phi \end{aligned} \qquad (1.30)$$

montrant que ce ne sont que des expressions algébriques des champs scalaires. En reportant les Eqs.(1.30) dans le Lagrangien supersymétrique total, on trouve que le potentiel scalaire s'écrit:

$$\begin{aligned} V(\phi, \phi*) \;&= |\frac{\partial W}{\partial \phi}|^2 + \frac{1}{2}\sum_a g_a^2 (\phi^* T^a \phi)^2 && (1.31)\\ &= F^* F + \frac{1}{2}\sum_a D^a D^a. && (1.32) \end{aligned}$$

Les deux termes apparaissant dans ce potentiel s'appellent "F-term"et "D-term"respectivement. Puisque $V(\phi, \phi^*)$ est une somme de carrés, il est toujours positif ou nul.

1.4.4 Brisure de supersymétrie

L'expérience montre que la supersymétrie, si elle existe, doit être brisée à basse énergie. Cela veut dire que le modèle décrivant la physique à ces énergies doit avoir un Lagrangien invariant sous la supersymétrie, mais un état de vide non-invariant. De cette façon, la supersymétrie serait cachée, d'une manière analogue à la symétrie électrofaible dans le Modèle Standard.

En absence d'un mécanisme expérimentalement satisfaisant de brisure de la supersymétrie, on se contente de paramétriser notre ignorance par l'introduction de termes supplémentaires dans le Lagrangien. Toutefois, en agissant ainsi, il ne faut pas détruire la bonne propriété de la supersymétrie, à savoir l'absence des divergences quadratiques dans les corrections radiatives des masses des scalaires. De tels termes, dits *doux*, ont été classifiés, et sont de la forme suivante:

- des termes de masse pour les scalaires:

$$m_{ij}^2 \phi^{i\,*} \phi^j \tag{1.33}$$

$$m_{ij}'^2 \phi^i \phi^j \quad + \quad \text{h.c.} \tag{1.34}$$

- des termes de masse pour les jauginos:

$$M\lambda\lambda + \text{h.c.} \tag{1.35}$$

- des termes d'interaction trilinéaires en champs scalaires:

$$A_{ijk}\phi^i\phi^j\phi^k + \text{h.c.} \tag{1.36}$$

Remarquons que les termes (1.34) et (1.36) apparaissent aussi dans le potentiel scalaire. Dans un modèle plus réaliste, tel que le MSSM [4], les symétries de jauge peuvent restreindre d'avantage le contenu en champs des termes de brisure douce. La masse des jauginos M est toujours autorisée par les symétries de jauge. Le terme m_{ij}^2 est permis pour des ϕ^i et ϕ^j se transformant dans des représentations conjuguées l'une à l'autre. En particulier, cela est vrai pour $i = j$. Donc, M et m_{ij}^2 permettent de rehausser la masse des jauginos et des scalaires de telle sorte que la supersymétrie soit brisée. Les termes $m_{ij}^{'}$ et A_{ijk} seront permis par les symétries de jauge si leurs correspondants dans le potentiel scalaire sont permis.

1.5 Le Modèle Supersymétrique Standard Minimal (MSSM)

Dans ce paragraphe, nous allons utiliser les ingrédients présentés dans les sections précédentes pour construire l'extension supersymétrique la plus simple du Modèle Standard. Il est utile de noter que des tentatives pour réunir les particules connues dans un même supermultiplet ont été vouées à l'echec [8]. On serait tenté, par exemple, de regrouper le neutrino et le photon dans un supermultiplet vectoriel. Cependant, comme on l'a déjà

[4] voir paragraphe suivant

remarqué, les particules d'un multiplet jouissent des mêmes nombres quantiques (mis à part le spin). Or, le neutrino et le photon ont des nombres quantiques différents. Donc l'extension supersymétrique du Modèle Standard fait appel à de nouvelles particules. On associe à chaque état de chiralité d'un fermion du Modèle Standard un partenaire scalaire appelé *sfermion*. De même pour chaque boson de jauge est associé un partenaire fermionique appelé *jaugino*. Une exception a lieu dans le secteur de Higgs où, pour plusieurs raisons[5], on a besoin de deux doublets. Ici, on se contentera de mentionner une seule raison. Rappelons que pour donner une masse aux quarks d'une famille dans le Modèle Standard , on avait besoin des termes: $\lambda_d \bar{Q} H \, d_R + \lambda_u \bar{Q} \epsilon H^* \, u_R$. Or le dernier terme n'est pas supersymétrique et il n'existe pas de terme qui pourrait le compenser. On est donc obligé pour donner une masse aux quarks de type haut, d'introduire un deuxième doublet de Higgs qui portera les propriétés de H^*. Les partenaires fermioniques des champs de Higgs sont appelés *higgsinos*. Les différentes particules du MSSM sont résumées dans le tableau 1.2

superchamp	spin 0	spin $\frac{1}{2}$	spin 1	représentation
Q	$\begin{pmatrix} \tilde{\mathrm{u}} \\ \tilde{\mathrm{d}} \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \mathrm{u} \\ \mathrm{d} \end{pmatrix}_L$	-	$(3, 2, \frac{1}{6})$
U^c	$\tilde{\mathrm{u}}^*_R$	$(\mathrm{u}_R)^c$	-	$(\overline{3}, 1, -\frac{2}{3})$
D^c	$\tilde{\mathrm{d}}^*_R$	$(\mathrm{d}_R)^c$	-	$(\overline{3}, 1, \frac{1}{3})$
L	$\begin{pmatrix} \tilde{\nu} \\ \tilde{\mathrm{e}}_L \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu \\ \mathrm{e} \end{pmatrix}_L$	-	$(1, 2, -\frac{1}{2})$
E^c	$\tilde{\mathrm{e}}^*_{LR}$	$(\mathrm{e}_R)^c$	-	$(1, 1, 1)$
H_1	$\begin{pmatrix} \mathrm{H}_1^0 \\ \mathrm{H}_1^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{\mathrm{h}}_1^0 \\ \tilde{\mathrm{h}}_1^- \end{pmatrix}$	-	$(1, 2, -1)$
H_2	$\begin{pmatrix} \mathrm{H}_2^+ \\ \mathrm{H}_2^0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{\mathrm{h}}_2^+ \\ \tilde{\mathrm{h}}_2^0 \end{pmatrix}$	-	$(1, 2, 1)$
B	-	$\tilde{\mathrm{B}}$	B^0_μ	$(1, 1, 0)$
W	-	$\tilde{\mathrm{W}}^a$	W^a_μ	$(1, 3, 0)$
G	-	$\tilde{\mathrm{G}}^a$	G^a_μ	$(8, 1, 0)$

Table 1.2: Contenu en champs du MSSM.

Le Lagrangien décrivant la cinématique et la dynamique de ces champs se construit de la manière suivante: des termes cinétiques de la forme de ceux de l'Eq.1.28 couplent les bosons de jauge aux différents champs du MSSM. Les jauginos, par supersymétrie, aussi se couplent aux (quark, squark), (lepton, slepton) et (higgs, higgsinos) à travers des termes analogues à ceux de l'Eq.1.29. Les constantes de couplage, dans ces termes, sont imposées par la supersymétrie à être proportionnelles aux couplages de jauge.

Le superpotentiel est un polynôme de degré trois en superchamps chiraux. Dans le MSSM les termes compatibles avec le groupe de jauge, la renormalisabilité et la R-parité

[5]il existe au moins deux raisons

sont:

$$W_{MSSM} = \lambda_d \mathrm{Q}.\mathrm{H}_1\mathrm{D}^c + \lambda_u \mathrm{Q}.\mathrm{H}_2\mathrm{U}^c + \lambda_e \mathrm{L}.\mathrm{H}_1\mathrm{E}^c + \mu \mathrm{H}_1.\mathrm{H}_2. \tag{1.37}$$

où les λ's sont des matrices 3×3 dans l'espace des familles et μ un paramètre dimensionné. Les λ's, généralisant les couplages de Yukawa, déterminent les masses et les angles de mélange des quarks et leptons. Il est à noter que souvent ce ne sont pas ces interactions qui sont phénoménologiquement les plus importantes. Ceci est dû au fait que les couplages de Yukawa sont très faibles, sauf ceux de la troisième famille. Ce sont plutôt les interactions de jauge qui sont dominantes dans la production et la désintégration des particules.

Si on considère que la R-parité[6] est non conservée, d'autres termes peuvent être rajoutés au superpotentiel:

$$W_{\not R_p} = \lambda \mathrm{L}.\mathrm{L}\mathrm{E}^c + \lambda^{'} \mathrm{L}.\mathrm{Q}\mathrm{D}^c + \lambda^{''} \mathrm{U}^c\mathrm{U}^c\mathrm{D}^c. \tag{1.38}$$

Finalement, pour tenir compte de la brisure douce de la supersymétrie dans le MSSM, on rajoute au Lagrangien les termes suivants:

- termes de masse pour les squarks et les sleptons:

$$m^2_{\tilde{\mathrm{Q}}}\ \tilde{\mathrm{Q}}^+\tilde{\mathrm{Q}} + m^2_{\tilde{U}}\ (\tilde{\mathrm{u}}_R)^*\tilde{\mathrm{u}}_R + m^2_{\tilde{D}}\ (\tilde{\mathrm{d}}_R)^*\tilde{\mathrm{d}}_R + m^2_{\tilde{L}}\ \tilde{\mathrm{L}}^+\tilde{\mathrm{L}} + m^2_{\tilde{E}}\ (\tilde{\mathrm{e}}_R)^*\tilde{\mathrm{e}}_R \tag{1.39}$$

- termes de masse pour les bosons de Higgs:

$$m^2_1\ \mathrm{H}^+_1\mathrm{H}_1 + m^2_2\ \mathrm{H}^+_2\mathrm{H}_2 + (m^2_{12}\ \mathrm{H}_1.\mathrm{H}_2 + h.c.) \tag{1.40}$$

- termes de masse pour les jauginos:

$$M_1\ \tilde{\mathrm{B}}\tilde{\mathrm{B}} + M_2\ \tilde{\mathrm{W}}^a\tilde{\mathrm{W}}^a + M_3\ \tilde{\mathrm{G}}^a\tilde{\mathrm{G}}^a + h.c. \tag{1.41}$$

- termes d'interactions trilinéaires:

$$A^u\lambda^u\ \tilde{\mathrm{u}_R}\mathrm{H}_2.\tilde{\mathrm{Q}} + A^d\lambda^d\ \tilde{\mathrm{d}_R}\mathrm{H}_1.\tilde{\mathrm{Q}} + A^e\lambda^e\ \tilde{\ell_r}\mathrm{H}_2.\tilde{\mathrm{L}} + h.c. \tag{1.42}$$

En introduisant ces termes, le nombre de paramètre a considérablement augmenté. En effet, 105 paramètres viennent se rajouter aux 19 paramètres du Modèle Standard.

1.6 mSUGRA

Dans le but d'obtenir des modèles de brisure de supersymétrie phénoménologiquement acceptables, il est nécessaire de promouvoir la supersymétrie globale à une supersymétrie locale. Il s'avère qu'en agissant ainsi on trouve la supergravité. En effet, le fait de rendre le paramètre ϵ dépendant de la position nous force à introduire d'autres champs pour

[6] voir le chapitre suivant

maintenir l'invariance par rapport à la supersymétrie. Ces champs sont le graviton (s=2) et le gravitino (s=3/2), qui donc définissent le supermultiplet de la supergravité.

Le couplage du multiplet de la supergravité aux multiplets de la matière, en préservant la supersymétrie est très compliqué. Il est difficile d'en faire une exposition claire dans ce travail. On se contentera de donner seulement quelques caractéristiques des modèles combinant la supergravité et la grande unification.

La supersymétrie locale permet d'achever la brisure spontanée de la supersymétrie comme conséquence des interactions gravitationnelles. Cela peut induire un problème de hiérarchie. Puisque la valeur moyenne dans le vide (vev) du champ responsable de cette brisure (super Higgs) est de l'ordre de la masse de Plank M_{pl} ($\sim 10^{19}\,GeV$), il y a un danger à ce que la brisure de la supersymétrie communique cette échelle aux masses des particules observables. La solution à ce problème est de supposer que:

1. le super Higgs z est un singlet de jauge.
2. le superpotentiel s'écrit: $\tilde{W}(z_i) = W(z_a) + W_h(z)$,

où z_a sont les champs observables. La condition (1) garantie le fait qu'il n'y a pas de couplage de jauge entre z et les champs observables z_a. Les autres couplages sont proportionnels à $1/M_{pl}$ et sont donc gravitationnellement supprimés. Ainsi la brisure de la supersymétrie se passe dans un secteur "caché" par la gravitation.

D'un autre coté, l'unification des constantes de couplage suggère l'existence d'un groupe de symétrie G plus large que celui du Modèle Standard G_{SM}. Le passage de G au G_{SM} se produit spontanément lorsqu'un des champs z_a développe une valeur moyenne non nulle dans le vide.

Ce qui nous intéresse est qu'il existe des modèles qui obéissent aux conditions suivantes:

1. il existe un secteur "caché " singlet de jauge qui brise la supersymétrie. Ce secteur ne communique que gravitationnellement avec le secteur observable.
2. il existe un secteur de jauge qui brise, à l'échelle de grande unification M_G, le groupe G en un groupe plus petit, notamment le groupe du Modèle Standard .
3. en découplant les particules très lourdes, il ne reste que les particules du MSSM.

Dans ces modèles, les interactions renormalisables (c-à-d qui survivent à la limite $M_{pl} \to \infty$) sont décrites par un superpotentiel effectif avec des termes quadratiques et cubiques, $W = W^{(1)} + W^{(2)}$, un potentiel effectif V tel que:

$$V = \sum_a |\frac{\partial W}{\partial z_a}|^2 + V_D + m_0^2 z_a z_a^+ + (A_0 W^{(3)} + B_0 W^{(2)} + h.c.), \tag{1.43}$$

et un terme de masse universel pour les jauginos,

$$\mathcal{L} = -m_{1/2}\bar{\lambda}^\alpha \lambda^\alpha. \tag{1.44}$$

où V_D est le D-term usuel.

Si on suppose que la R-parité est conservée, le groupe du Modèle Standard restreint W à une forme unique donnée par (1.37).

Les équations 1.43 et 1.44 montrent que la théorie effective au-dessous de l'échelle M_G est une supersymétrie globale avec seulement quatre paramètres doux: m_0 la masse universelle des scalaires, $m_{1/2}$ la masse universelle des jauginos. A et B des coefficients pour les termes bilinéaires et trilinéaires. Ces quatre constantes sont déterminées par la nature du secteur caché. Elles paramétrisent notre ignorance de ce secteur où la brisure de la supersymétrie a lieu. Finalement, un cinquième paramètre μ_0, décrivant le mélange des Higgs, vient se rajouter à ces quatre paramètres.

Il est important de signaler la simplicité de ce résultat en le comparant avec celui de la supersymétrie globale où il y avait une centaine de paramètres.

Le modèle mSUGRA, utilisé dans cette thèse, contient aussi cinq paramètres qu'on donne a l'échelle de la grande unification M_G ($\sim 10^{16}$):

$$m_0,\ m_{1/2},\ \tan\beta,\ A_0,\ sign(\mu), \tag{1.45}$$

où $\tan\beta =< H_u > / < H_d >$ et $sign(\mu)$ sont des paramètres du secteur de Higgs. Dans ce modèle $|\mu|$ est déterminé par la condition de la brisure radiative de la symétrie électrofaible et donc calculable à partir de $m_0, m_{1/2}$, et $\tan\beta$ [9].

On note que les paramètres $M_1,\ M_2,\ M_3$ du paragraphe (1.5), donnés à l'échelle électrofaible, sont liés au paramètre $m_{1/2}$ par les équations du groupe de renormalisation à une boucle:

$$m_{1/2} = (1 - \beta_a t) M_a(t), \tag{1.46}$$

où $t = \log(\frac{M_G^2}{Q^2})$ et $\beta_a = g_G^2 b_a/(4\pi)^2$. Q est l'échelle courante et $b_a = [3, -1, -11]$, $a = [1, 2, 3]$ correspondent aux facteurs des groupes de jauge $SU(3)_C, SU(2)_I$ et $\mathrm{SU(1)_Y}$.

Les masses des particules à l'échelle électrofaible ($Q = m_Z$) sont obtenues en utilisant les équation du groupe de renormalisation relatives à ces paramètres.

1.6.1 Spectre de masse des particules supersymétriques

Charginos et neutralinos

Après brisure de la symétrie électrofaible, les termes d'interaction trilinéaire comprenant un champ de Higgs et deux autres champs différents donnent des termes de mélange pour ces deux champs. Le terme $\mu\,\mathrm{H}_1.\mathrm{H}_2$, apparaissant dans le superpotentiel, donne aussi des termes de mélange. Il faut donc faire un changement de base dans l'espace des champs (rotation) pour se ramener aux états propres de masse.

Dans le secteur chargé, les higgsinos et les winos se mélangent et donnent une matrice de masse qui peut s'écrire dans la base $(-i\tilde{\mathrm{W}}^{+}, \tilde{\mathrm{H}}_2^{+}, -i\tilde{\mathrm{W}}^{-}, \tilde{\mathrm{H}}_1^{-})$ comme suit:

$$M = \begin{pmatrix} 0 & X \\ X^T & 0 \end{pmatrix} \tag{1.47}$$

où

$$X = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2} m_{\mathrm{W}} \sin\beta \\ \sqrt{2} m_{\mathrm{W}} \cos\beta & \mu \end{pmatrix} \tag{1.48}$$

Le passage aux états propres de masse, appelés *charginos* et notés $\chi_i^{\pm}$, $i = 1, 2$ du plus léger au plus lourd, s'effectue au moyen d'une matrice unitaire. Les masses des charginos, qui représentent les valeurs propres de la matrice M, sont données par:

$$\begin{aligned} m^2_{\chi_1^{\pm}, \chi_2^{\pm}} &= \frac{1}{2}(M_2^2 + \mu^2 + 2m_W^2 \\ &\pm[(M_2^2 - \mu^2)^2 + 4m_W^4 \cos 2\beta \\ &+4m_W^2(M_2^2 + \mu^2 + 2M_2\mu \sin 2\beta)]^{1/2}) . \end{aligned} \tag{1.49}$$

Dans le cas où $|\mu| >> M_2,\ m_z$, ces expressions donnent:

$$\begin{aligned} m_{\chi_1^{\pm}} &\simeq M_2 - \frac{m_W^2}{\mu^2}(M_2 + \mu \sin 2\beta) , \\ m_{\chi_2^{\pm}} &\simeq |\mu| + \ \mathrm{sign}\,(\mu)\frac{\mathrm{m_W^2}}{\mu^2}(\mathrm{M}_2\ \sin 2\beta + \mu) . \end{aligned} \tag{1.50}$$

Par conséquent, pour $|\mu| \to \infty$ le chargino le plus léger est purement wino avec une masse $m_{\chi_1^{\pm}} = M_2$, tandis que le chargino le plus lourd est purement higgsino avec une masse $m_{\chi_2^{\pm}} = |\mu|$.

La figure 1.3 illustre la composition du chargino le plus léger en wino. Une valeur de $\tan\beta = 2$ et un signe de μ négatif ont été considérés lors du balayage du plan $(m_0,\ m_{1/2})$.

Dans le secteur neutre, en prenant la base $(-i\tilde{\mathrm{B}}, -i\tilde{\mathrm{W}}_3, \tilde{\mathrm{H}}_1^0, \tilde{\mathrm{H}}_2^0)$, la matrice de masse s'écrit:

$$\begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_{\mathrm{Z}}\sin\theta_W\cos\beta & m_{\mathrm{Z}}\sin\theta_W\sin\beta \\ 0 & M_2 & m_{\mathrm{Z}}\cos\theta_W\cos\beta & -m_{\mathrm{Z}}\cos\theta_W\sin\beta \\ -m_{\mathrm{Z}}\sin\theta_W\cos\beta & m_{\mathrm{Z}}\cos\theta_W\cos\beta & 0 & -\mu \\ m_{\mathrm{Z}}\sin\theta_W\sin\beta & -m_{\mathrm{Z}}\cos\theta_W\sin\beta & -\mu & 0 \end{pmatrix} . \tag{1.51}$$

Cette matrice peut être diagonalisée avec une matrice réelle [10], mais les expressions des masses des états propres, appelés *neutralinos* et notés χ_i^0, $(i = 1 \ldots 4)$, sont trop compliquées pour être rapportées ici. Notons, toutefois, que dans la limite des grands $|\mu|$, ces expressions donnent:

$$\begin{aligned} m_{\chi_1^0} &\simeq M_1 - \tfrac{M_W^2}{\mu^2}(M_1 + \mu \sin 2\beta)\sin^2{\theta_W}^2 , \\ m_{\chi_2^0} &\simeq M_2 - \tfrac{m_W^2}{\mu^2}(M_2 + \mu \sin 2\beta)\cos^2{\theta_W}^2 , \\ m_{\chi_3^0} &\simeq |\mu| + \tfrac{1}{2}\mathrm{sign}(\mu)\tfrac{\mathrm{m_W^2}}{\mu^2}(1 - \sin 2\beta)(\mu + \mathrm{M}_2\sin^2{\theta_W}^2 + \mathrm{M}_1\cos^2{\theta_W}^2) , \\ m_{\chi_4^0} &\simeq |\mu| + \tfrac{1}{2}\mathrm{sign}(\mu)\tfrac{\mathrm{m_W^2}}{\mu^2}(1 + \sin 2\beta)(\mu - \mathrm{M}_2\sin^2{\theta_W}^2 - \mathrm{M}_1\cos^2{\theta_W}^2) . \end{aligned} \tag{1.52}$$

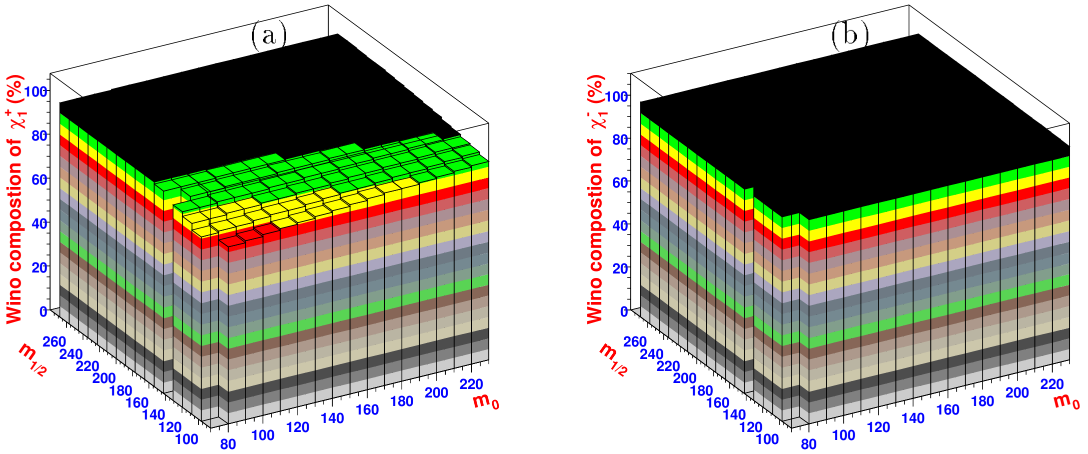


Figure 1.3: Composition du χ_1^+ (a) et du χ_2^+ (b) en Wino. On voit que le chargino est majoritairement wino dans la region du plan $(m_0, m_{1/2})$ considérée. On a pris $\tan\beta = 2$, sign$\mu = -1$ et $A_0 = 0$.

Ce qui montre que pour $|\mu| \to \infty$, les deux neutralinos les plus légers sont des purs jauginos avec une masse $m_{\chi^0_{1,2}} \simeq M_{1,2}$, tandis que les deux plus lourds sont des higgsinos purs avec une masse $m_{\chi^0_{3,4}} \simeq |\mu|$.

La composition du neutralino le plus léger en photino, zino et higgsinos est montrée sur la figure 1.4. On a supposé que $\tan\beta = 2$ et sign$\mu = -1$.

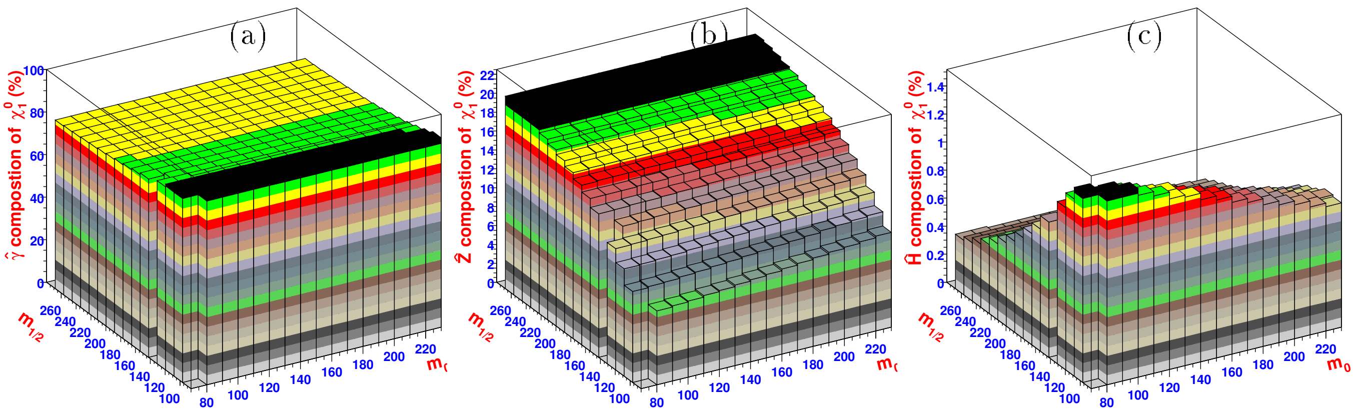


Figure 1.4: Composition du neutralino le plus léger: (a) en photino, (b) en zino et (c) en higgsinos. Les valeurs de $\tan\beta = 2$ et sign$\mu = -1$ ont été considérées.

Secteur des sfermions

Les masses des sfermions sont aussi liées aux paramètres de mSUGRA, donnés à l'échelle M_G. Ces masses sont obtenues en utilisant les équations du groupe de renormalisation à une boucle [11]:

$$
\begin{array}{lclclclcl}
m^2_{\tilde{u}_L} & = & m_0^2 & + & 6.28 m^2_{1/2} & + & 0.35 m_Z^2 \cos(2\beta) & & \\
m^2_{\tilde{d}_L} & = & m_0^2 & + & 6.28 m^2_{1/2} & - & 0.42 m_Z^2 \cos(2\beta) & & \\
m^2_{\tilde{u}_R} & = & m_0^2 & + & 5.87 m^2_{1/2} & + & 0.16 m_Z^2 \cos(2\beta) & & \\
m^2_{\tilde{d}_R} & = & m_0^2 & + & 5.82 m^2_{1/2} & - & 0.08 m_Z^2 \cos(2\beta) & & \\
m^2_{\tilde{\nu}_L} & = & m_0^2 & + & 0.52 m^2_{1/2} & + & 0.50 m_Z^2 \cos(2\beta) & & \\
m^2_{\tilde{e}_L} & = & m_0^2 & + & 0.52 m^2_{1/2} & - & 0.27 m_Z^2 \cos(2\beta) & & \\
m^2_{\tilde{e}_R} & = & m_0^2 & + & 0.15 m^2_{1/2} & - & 0.23 m_Z^2 \cos(2\beta) & & \\
m^2_{\tilde{b}_R} & = & m^2_{\tilde{d}_R} & & & & & & \\
m^2_{\tilde{b}_L} & = & m^2_{\tilde{d}_L} & - & 0.49 m_0^2 & - & 1.21 m^2_{1/2} & & \\
m^2_{\tilde{t}_R} & = & m^2_{\tilde{u}_R} & + & m_t^2 & - & 0.99 m_0^2 & - & 2.42 m^2_{1/2} \\
m^2_{\tilde{t}_L} & = & m^2_{\tilde{u}_L} & + & m_t^2 & - & 0.49 m_0^2 & - & 1.21 m^2_{1/2}
\end{array}
\tag{1.53}
$$

Il faut noter qu'à cause des couplages non négligeables de la troisième famille, les sfermions droits et gauches se mélangent et donnent d'autres états de masses. Donc les quatre dernières équations sont des approximations.

Chapitre 2

Production du sneutrino muonique et du smuon par R-parité violée

2.1 Introduction

La R-parité est le reste, après la brisure de la supersymétrie et de la symétrie électrofaible, d'une symétrie continue (plus grande) appelée "R-symétrie". On peut lui associer un nombre quantique multiplicatif valant +1 pour les particules du Modèle Standard et -1 pour leurs partenaires supersymétriques. Elle peut être définie par l'opérateur $(-1)^{B+L+2S}$, où B est le nombre baryonique, L le nombre leptonique et S le spin de la particule considérée. Beaucoup de recherches supposent sa conservation. Cela implique que les nouvelles particules supersymétriques sont produites par paires et que leur cascade de désintégration s'arrête sur la plus légère d'entre elles. Dans la plupart des modèles la particule la plus légère, appelée LSP (pour Lightest Supersymmetric Particle), est le plus léger des quatre neutralinos: χ_1^0. Par conséquent cette particule est difficile à détecter et, comme elle doit être produite par paire, la signature expérimentale de tels événements est une grande énergie manquante.

Cependant, il n'y a pas de raison théorique pour supposer la conservation de la R-parité et des termes de la forme suivante dans le superpotentiel sont tout à fait légitimes [12]:

$$\lambda_{ijk}\mathrm{L}^i.\mathrm{L}^j\bar{\mathrm{E}}^k + \lambda'_{ijk}\mathrm{L}^i.\mathrm{Q}^j\bar{\mathrm{D}}^k + \lambda''_{ijk}\bar{\mathrm{U}}^i\bar{\mathrm{U}}^j\bar{\mathrm{D}}^k. \tag{2.1}$$

Les différents superchamps entrant dans cette équation ont été définis dans le tableau 1.2 du chapitre précédent et i, j, k sont des indices de familles. Les couplages de Yukawa λ_{ijk} et λ''_{ijk} sont antisymétriques par rapport à deux de leurs indices et ne représentent donc que 18 paramètres. Ainsi, les termes d'interactions du superpotentiel 2.1 introduisent 45 nouveaux paramètres. Si les couplages λ, λ' et λ'' sont simultanément non nuls, ils peuvent induire des effets indésirables, tel que la désintégration rapide du proton dont un diagramme typique est illustré Fig.2.1. Pour remédier à ce problème il n'est cependant pas nécessaire de renoncer à la violation de la R-parité, mais seulement de supposer que

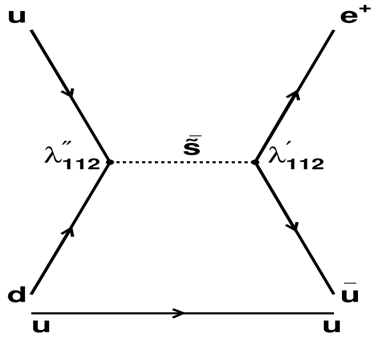


Figure 2.1: Désintégration du proton via λ''_{112} et λ'_{112}: $p \to \pi^0 e^+$

les couplages violant le nombre leptonique et les couplages violant le nombre baryonique ne sont pas simultanément non nuls:

- λ_{ijk} et/ou $\lambda'_{ijk} \neq 0$ et $\lambda''_{ijk} = 0$. Le nombre baryonique est conservé mais le nombre leptonique est violé.
- $\lambda''_{ijk} \neq 0$ et λ_{ijk}, $\lambda'_{ijk} = 0$. Dans ce cas le nombre baryonique est violé et le nombre leptonique est conservé.

Pour simplifier l'étude expérimentale, des hypothèses supplémentaires sont en général introduites:

- seulement un des couplages λ domine. Cette supposition se justifie, entre autres, par le cas similaire du Modèle Standard où le couplage de Yukawa du top domine.
- le couplage considéré est suffisamment grand pour que la particule supersymétrique la plus légère se désintègre dans le détecteur. Une valeur de $\lambda > 0.004$ entraîne une désintégration de la LSP à $\approx 1\,\mathrm{cm}$ du vertex primaire. Les limites expérimentales actuelles sur les couplages violants la R-parité sont données en fonction de la masse du sfermion [13]. Le tableau 2.1 résume ces limites pour une valeur de la masse du sfermion de $100\,GeV$. Dans cette thèse on ne considère non nul que le couplage λ'_{211}. D'après la référence ci-dessus la limite sur ce couplage, provenant des processus rares, est de la forme $\lambda'_{211} < 0.059\,\frac{m_{\tilde{d}}}{100GeV}$. Or, dans la région qui nous intéresse du plan (m_0, $m_{1/2}$), la plus faible valeur du $m_{\tilde{d}}$ est de l'ordre de $270\,GeV$. Ce qui donne $\lambda'_{211} < 0.15$. Les valeurs considérées dans cette thèse (0.09-0.07) sont bien au dessous de cette limite.
- seule la LSP peut se désintégrer par couplage violant la R-parité. Les désintégrations des autres sparticules par R-parité violée sont négligeables devant celles des autres modes [14]. Cela vient du fait que les couplages λ sont petits par rapport aux couplages du modèle standard.

ijk	λ_{ijk}	ijk	λ'_{ijk}	ijk	λ'_{ijk}	ijk	λ'_{ijk}	ijk	λ''_{ijk}
121	0.049	111	0.0005	211	0.059	311	0.11	112	10^{-6}
122	0.049	112	0.021	212	0.059	312	0.11	113	10^{-4}
123	0.049	113	0.021	213	0.059	313	0.11	123	1.23
131	0.062	121	0.043	221	0.18	321	0.52	212	1.23
132	0.062	122	0.043	222	0.21	322	0.52	213	1.25
133	0.006	123	0.043	223	0.21	323	0.52	223	1.23
231	0.07	131	0.019	231	0.18	331	0.45	312	0.50
232	0.07	132	0.28	232	0.56	332	0.45	313	0.50
233	0.07	133	0.0014	233	0.15	333	0.45	323	0.50

Table 2.1: Les limites sur les couplages violant la R-parité (en unité de $\frac{m_{\tilde{f}}}{100\,GeV}$).

Plusieurs recherches de la supersymétrie avec la R-parité violée ont été menées auprès du Tevatron à FNAL [15]-[18]. Il est difficile d'isoler un signal impliquant un couplage de type λ'', du fait du bruit de fond de QCD trop important. Par conséquent, la majorité des recherches portent sur un couplage de type λ et λ'. La totalité de ces recherches suppose la production de la LSP par paire (R-parité conservée) et sa désintégration par un coulage λ (λ'), ce qui donne un état final de plusieurs leptons et jets.

Dans ce travail on suppose, qu'en plus de son rôle dans la désintégration, la violation de la R-parité joue aussi un rôle dans la production: on étudie la production résonante d'un $\tilde{\nu}_\mu$ ou $\tilde{\mu}$ à travers le couplage λ'_{211}.

2.2 Production de sparticules

Le terme LQD du superpotentiel correspond au Lagrangien suivant:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{LQD} &= \lambda'_{ijk}[\tilde{\nu}^i_L d^j_L \bar{d}^k_R + \nu^i_L \tilde{d}^j_L \bar{d}^k_R + (\bar{\nu}^i_L)^c d^j_L \tilde{d}^{k*}_R \\ &\quad -\tilde{e}^i_L u^j_L \bar{d}^k_R - e^i_L \tilde{u}^j_L \bar{d}^k_R - (\bar{e}^i_L)^c u^j_L \tilde{d}^{k*}_R] + h.c. \end{aligned} \tag{2.2}$$

où c dénote le conjugué de charge. Les diagrammes de Feynman associés à ces termes sont représentés dans la figure 2.2. Les diagrammes (a) et (b) montrent qu'un $\tilde{\mu}$ ou un $\tilde{\nu}_\mu$ peut être produit via le couplage λ'_{211} à partir des quarks de type u et d. Une fois produit, le slepton [1] peut se désintégrer selon deux modes:

- désintégration par R-parité violée suivant le seul couplage λ'_{211};
- désintégration par couplage de jauge en conservant la R-parité.

[1]Par slepton nous désignons le $\tilde{\mu}$ et le $\tilde{\nu}_\mu$. Notons aussi que, par construction, le smuon considéré ici est le smuon "gauche"

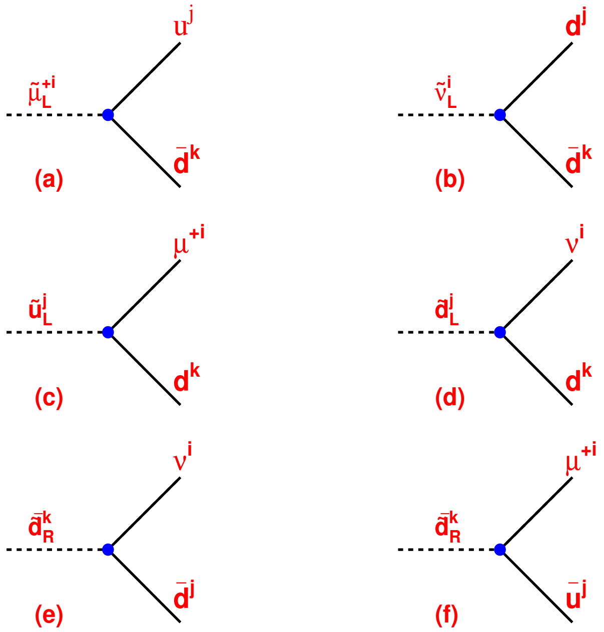


Figure 2.2: vertex d'interactions associés aux couplages λ'_{ijk}, représentés sur la figure par un point.

2.2.1 Désintégration du slepton par couplage violant la R-parité

Dans le cas où le slepton se désintègre par le couplage λ'_{211} (voir figure 2.2), on obtient un état final à deux jets difficile à exploiter au Tevatron à cause du grand bruit de fond QCD. La largeur de désintégration du slepton par R-parité violée est donnée par:

$$\Gamma_{\tilde{l} \to \not{R}_p} = \frac{1}{16\pi} \lambda'^{2}_{211} M_{\tilde{l}}.$$

Donc, étant donnée la limite sur λ'_{211}, cette largeur est la plupart du temps petite devant la largeur de désintégration par couplage de jauge.

La figure 2.3 illustre le rapport d'embranchement de désintégration du smuon et du sneutrino par R-parité violée.

2.2.2 Désintégration du slepton par couplage de jauge

On a vu, dans le chapitre précédent, que la supersymétrisation des couplages de jauge du Modèle Standard donne des couplages entre les superpartenaires des bosons de jauge (jauginos), les sfermions et les fermions. On a vu aussi que les jauginos et les higgsinos se mélangent pour donner les états propres de masse appelés charginos et neutralinos. Par conséquent, un slepton peut se désintégrer en un chargino ou neutralino et un lepton.

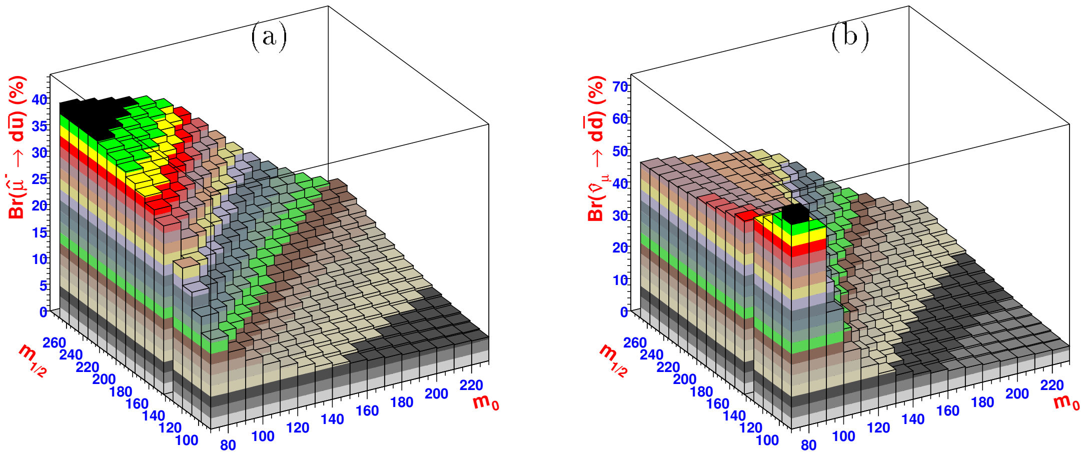


Figure 2.3: Rapport d'embranchement de $\tilde{\mu} \to \bar{u}d$ (a) et $\tilde{\nu}\mu \to d\bar{d}$ (b). Une valeur de $\tan(\beta) = 2$ et un signe de μ négatif sont utilisés lors du balayage du plan $(m_0, m_{1/2})$.

Cette désintégration dépend beaucoup de la composition en $\tilde{\gamma}$, $\tilde{Z}$, et $\tilde{\mathrm{H}}$ des neutralinos et charginos (fig 2.4). Si, par exemple, le chargino ou le neutralino est un higgsino pur, la constante de couplage au lepton et slepton est proportionnel à la masse du lepton (dans notre cas le muon). Le rapport d'embranchement sera donc très petit.

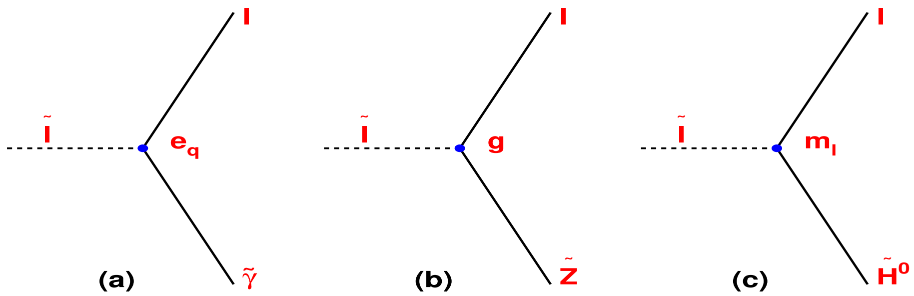


Figure 2.4: Couplage du neutralino au lepton et slepton. Le neutralino est photino dans (a), zino dans (b) et higgsino dans (c).

Les largeurs de désintégration en charginos et neutralinos sont données par les formules suivantes [19]:

$$
\begin{aligned}
\Gamma_{\tilde{l} \to l\chi_i^0} &= \tfrac{1}{8\pi} g^2 (A^2 + B^2) M_{\tilde{l}} \Big(1 - \tfrac{M^2_{\chi_i^0}}{M^2_{\tilde{l}}}\Big)^2, \\
\Gamma_{\tilde{l} \to l\chi_i^\pm} &= \tfrac{1}{8\pi} (A'^2 + B'^2) g^2 M_{\tilde{l}}.
\end{aligned}
$$

Les facteurs A, B, A' et B' dépendent des éléments de matrices de passage de la base jauginos-higgsinos à la base charginos-neutralinos. Ces largeurs sont d'autant grandes que la différence entre les masses du slepton et du chargino ou neutralino est grande.

Ce mode de désintégration du slepton est très intéressant pour les collisioneurs hadroniques où les signatures par des leptons, notamment des muons, sont très convoitées.

L'intérêt de ce mode augmente encore plus lorsque le chargino ou le neutralino produit donne d'autres leptons.

2.2.3 Désintégration du chargino et du neutralino

On ne considère que les plus légers des neutralinos et des charginos: χ_1^0 et $\chi_1^\pm$. Dans le MSSM, comme on l'a déjà mentionné, le neutralino le plus léger (LSP) est une particule stable et doit être produite par paire. Ceci n'est pas le cas lorsque des couplages qui violent la R-parité sont permis. La LSP peut se désintégrer en un fermion et un sfermion virtuel[2]. Le sfermion se désintègre alors par R-parité violée. Dans cette thèse les voies de désintégration possibles pour le χ_1^0 sont représentées par les diagrammes de la figure 2.5. Là aussi la composition du neutralino est importante. Par exemple lorsqu'il est

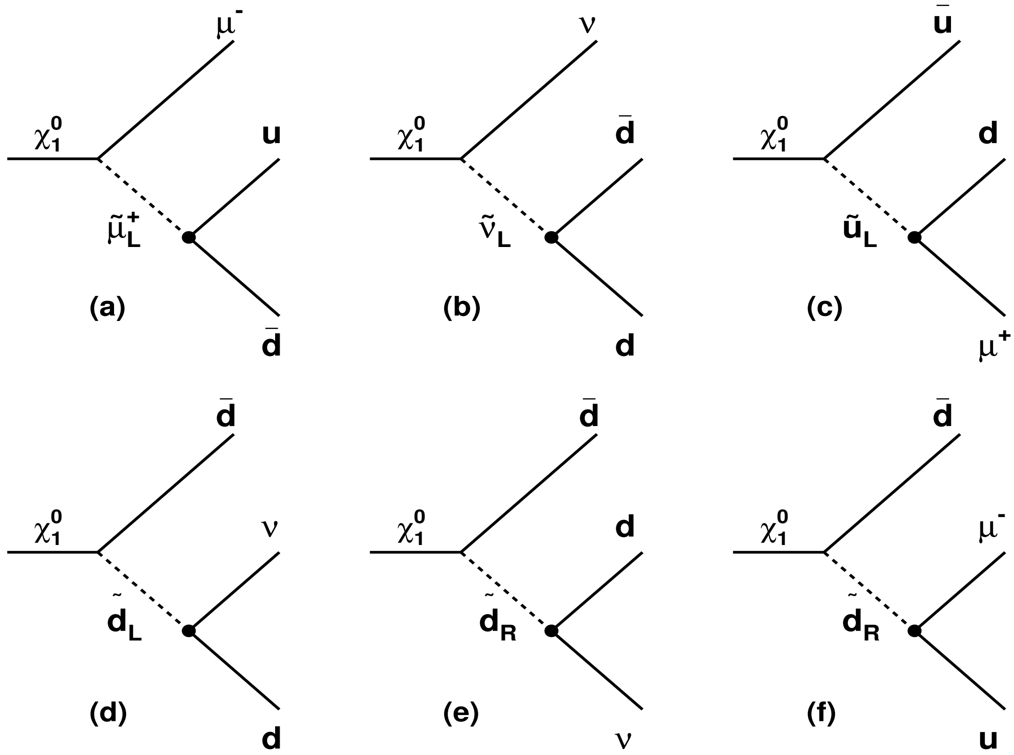


Figure 2.5: Désintégration du neutralino. Seul λ'_{211}, représenté sur la figure par un point, est supposé non nul.

$\tilde{\gamma}$ le rapport d'embranchement d'un état final à un muon et deux jets est de 88% [20]. Ce même rapport est très faible lorsque le χ_1^0 est un higgsino pur [21]. Particulièrement intéressant pour nous sont les diagrammes générant un muon.

La figure 2.6 montre la variation du rapport d'embranchement $\mathrm{Br}(\chi_1^0 \to \mu^- u\bar{d}, \mu^+ d\bar{u})$ dans le plan $(m_0, m_{1/2})$.

[2] puisque le sfermion est plus lourd

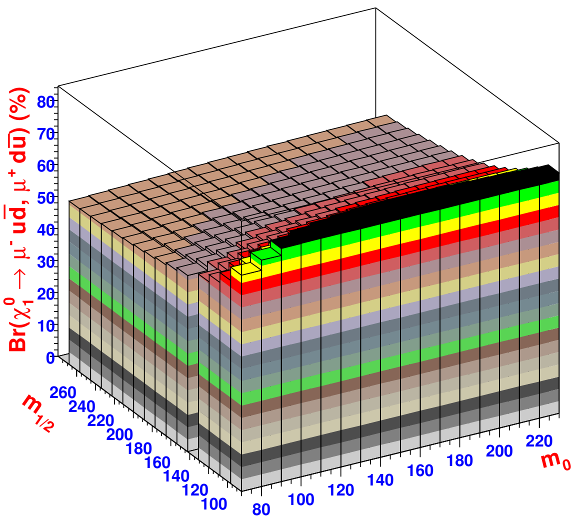


Figure 2.6: Rapport d'embranchement $\mathrm{Br}(\chi_1^0 \to \mu^- u\bar{d}, \mu^+ d\bar{u})$. Le balayage du plan $(m_0, m_{1/2})$ est réalisé pour une valeur de $\tan(\beta) = 2$ et un signe de μ négatif.

Le cas du chargino $\chi_1^\pm$ est un peu différent: il peut se désintégrer par couplage de jauge pour donner la LSP (χ_1^0) qui, ensuite, se désintègre comme expliqué ci-dessus, ou peut se désintégrer par $\not{R}_p$ (c'est à dire sans passer par la LSP). Les diagrammes schématisant les deux voies sont donnés dans les figure 2.7 et 2.8, respectivement.

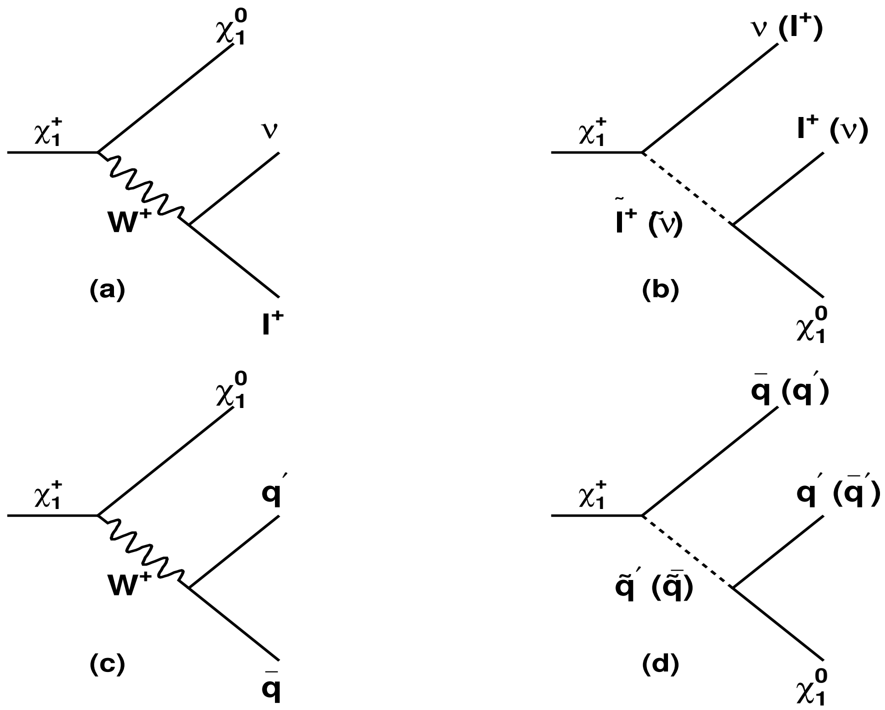


Figure 2.7: Désintégrations indirectes du chargino (avec production de la LSP).

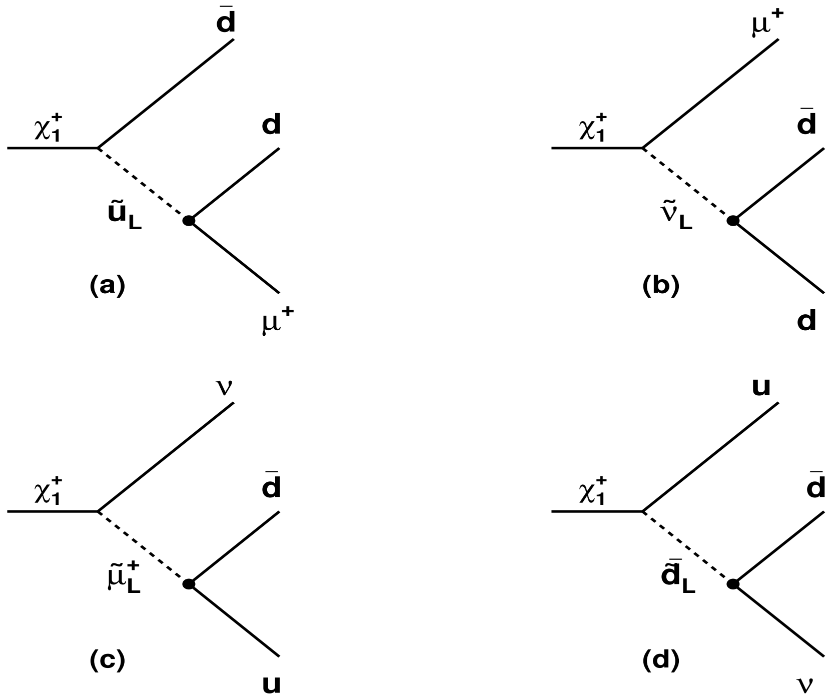


Figure 2.8: Désintégrations directes du chargino (sans production de la LSP).

Les rapports d'embranchement des differentes voies sont représentés sur la figure 2.9.

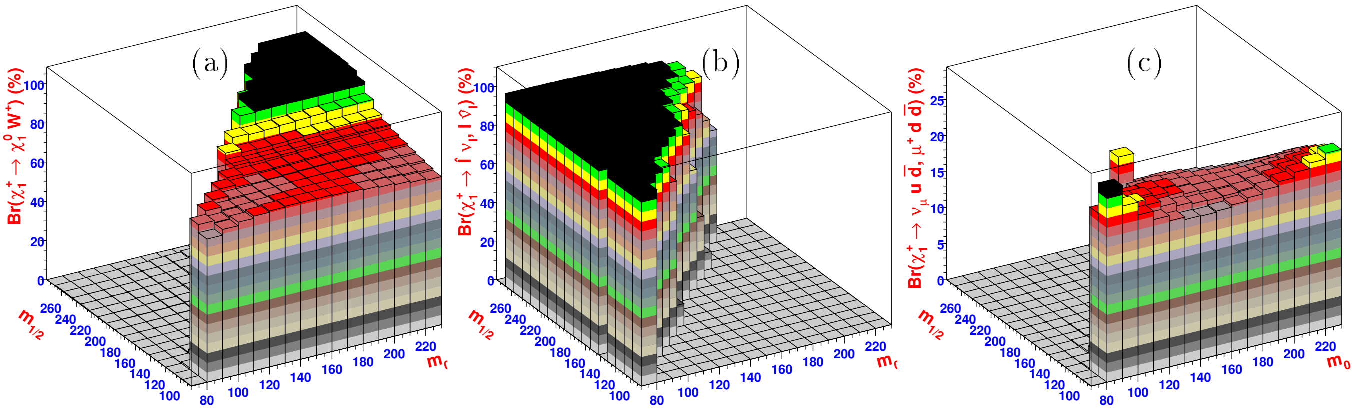


Figure 2.9: Rapports d'embranchement du χ_1^+: (a) $\text{Br}(\chi_1^+ \to \chi_1^0 X)$, (b) $\text{Br}(\chi_1^+ \to \tilde{l}\nu_l,\ \tilde{\nu}_l l)$ et (c) $\text{Br}(\chi_1^+ \to \nu_\mu u\bar{d},\ \mu^+ d\bar{d})$. $\lambda'_{211} = 0.09$, $\tan(\beta) = 2$, $\text{sign}(\mu) = -1$.

2.3 L'état final à deux muons et deux jets

Dans cette thèse on s'est intéressé à la signature deux muons et deux jets provenant de la production résonante d'un slepton. Puisque les particules supersymétriques mises en jeu sont massives ces muons et ces jets doivent être très énergiques. Dans la plupart des cas le premier muon vient directement de la désintégration du slepton, tandis que le deuxième peut venir de la désintégration du neutralino le plus léger en trois corps ou de celle d'un W. Les deux jets viennent de la désintégration du neutralino (un des deux jets peut venir du W). La figure 2.10 donne deux exemples de graphes qui mènent à l'état final considéré.

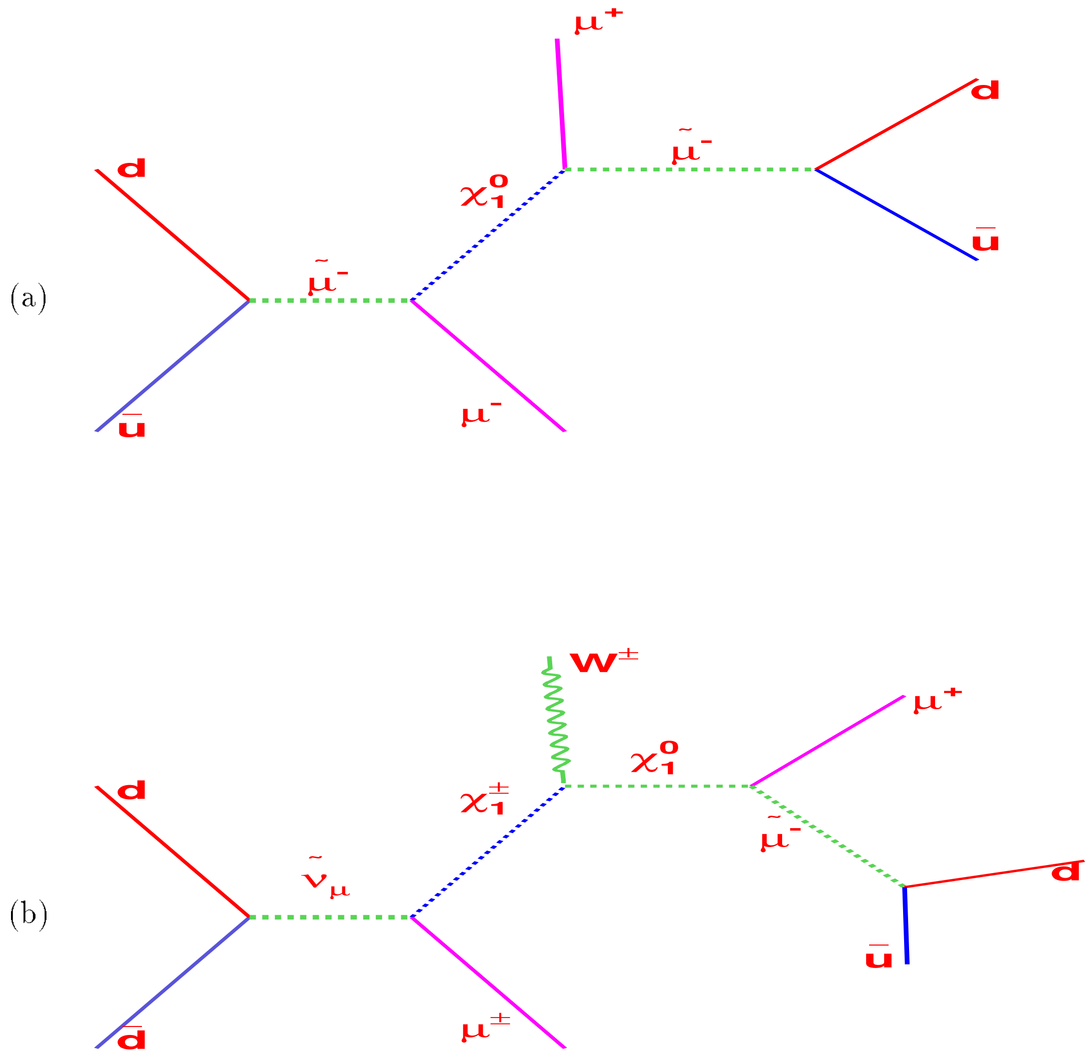


Figure 2.10: Exemples de l'état final à deux muons et deux jets. (a): production du smuon et (b): production du sneutrino.

Il faut noter que dans certains cas trois muons peuvent être produits et on serait tenté de chercher cette signature. Malheureusement, imposer la présence d'un troisième muon diminue dramatiquement le rapport d'embranchement.

2.3.1 Les sections efficaces

La section efficace dépend de l'énergie des collisions des particules initiales et des masses des particules finales. Dans mSUGRA les masses des particules dépendent de cinq paramètres: m_0, $m_{1/2}$, $\tan\beta$, A_0, $sign(\mu)$. L'influence de A_0 est négligeable sauf peut être pour les particules de la troisième famille. Dans cette thèse on prend $A_0 = 0$. Ce paragraphe discute de la dépendance de la section efficace, multipliée par les rapports d'embranchement, de production du slepton en fonction des paramètres de mSUGRA. Pour étudier la dépendance en μ on se place en dehors de la condition de brisure radiative de la symétrie électrofaible supposée par ce modèle, qui fixe $|\mu|$ en fonction des quatre autres paramètres.

La dépendance en $tan\beta$

La section efficace de production du slepton ne dépend pas beaucoup de la valeur de $tan\beta$ sauf pour des petites valeurs ($tan\beta < 5$). En effet, elle est pratiquement constante pour les grandes valeurs de $\tan\beta$. Ceci est illustré dans la figure 2.11 où on a représenté pour deux valeurs de μ (200 et 500 GeV) les sections efficaces des processus $p\bar{p} \to \tilde{\nu}_\mu \to \chi_1^- \mu^+$ et $p\bar{p} \to \tilde{\mu}^+ \to \chi_1^+ \nu$, $\chi_1^0 \mu^+$. Une valeur de λ'_{211} de 0.09, largement au dessous de la limite expérimentale a été choisie. Les valeurs des autres paramètres sont indiquées sur la figure. On remarque que la section efficace de production du $\tilde{\mu}$ est, à peu près, trois fois plus grande que celle de la production de $\tilde{\nu}_\mu$.

A ce niveau quelques remarques s'imposent. Les valeurs des sections efficaces rapportées dans la figure 2.11 doivent être multipliées par 2 pour tenir compte de la conjugaison de charge qui est pour le sneutrino, par exemple, $p\bar{p} \to \tilde{\nu}_\mu \to \chi_1^+ \mu^-$. De plus, ces sections efficaces ont été évaluées en utilisant les fonctions de structure CTEQ4L. Le choix d'autres paramétrisations n'altère pas les résultats puisque dans le domaine cinématique considéré ici ces fonctions sont bien mesurées.

On anticipe, toutefois, pour dire que la faible dépendance en $\tan\beta$ des sections efficaces à grand $\tan\beta$, ne veut pas dire que les limites que nous établirons auront le même comportement. Cela est due au fait que l'efficacité, elle, dépend fortement de ce paramètre.

La dépendance en μ

Les sections efficaces (multipliées par les rapports d'embranchement) sont représentées sur la figure 2.12 en fonction de μ. On remarque que la dépendance en μ est faible pour $|\mu| > m_{1/2}$. Cela est dû au fait que, dans ce domaine, la dépendance en μ des masses du $\chi_1^\pm$ et χ_1^0 est faible. Cependant, les sections efficaces diminuent rapidement dans la région $|\mu| < m_{1/2}$ où le $\chi_1^\pm$ et le χ_1^0 sont composés principalement de higgsinos. On remarque aussi que la section efficace du sneutrino est plus petite pour les valeurs négative de μ que

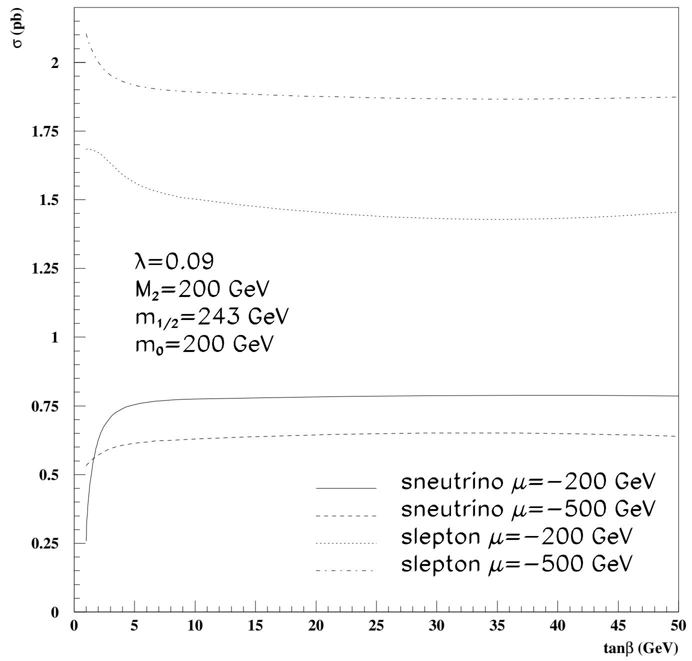


Figure 2.11: Sections efficaces (en pb) de production du $\tilde{\mu}$ et du $\tilde{\nu}_\mu$, multipliées par le rapport d'embranchement, en fonction de $\tan\beta$ pour deux valeurs de μ: $\mu = -200\ GeV, -500\ GeV$. Les valeurs des autres paramètres sont: $\sqrt{s} = 1.8\,TeV$, $\lambda'_{211} = 0.09$, $M_2 = 200\ GeV$ $(m_{1/2} = 243\,GeV)$, $m_0 = 200\,GeV$.

pour les valeurs positives, alors que c'est l'inverse qui est vrai pour le smuon. On note que dans cette thèse, due à la faible efficacité pour les μ positifs, on ne considère que les μ négatifs.

La dépendance en m_0 et $m_{1/2}$

La section efficace de production du slepton dépend principalement des paramètres m_0 et $m_{1/2}$. En effet, comme on l'a vu au chapitre précédent, les masses des $\chi_1^\pm$ et χ_1^0 et du slepton dépendent fortement de ces paramètres. La figure 2.13 montre la dépendance de la section efficace du processus $p\bar{p} \to \tilde{\nu}_\mu \to \chi_1^- \mu^+$ en fonction de m_0 et $m_{1/2}$, tandis que la figure 2.14 montre celle du processus $p\bar{p} \to \tilde{\mu}^+ \to \chi_1^+ \nu,\ \chi_1^0 \mu^+$.

La section efficace décroît dans la direction des grands m_0 parce que le slepton devient plus lourd et donc difficile à produire à partir d'une énergie au centre de masse fixe. Elle décroît dans la direction $m_{1/2}$ du fait que la masse du slepton augmente aussi dans cette direction et du fait que le chargino et le neutralino deviennent plus lourds ce qui réduit l'espace de phase.

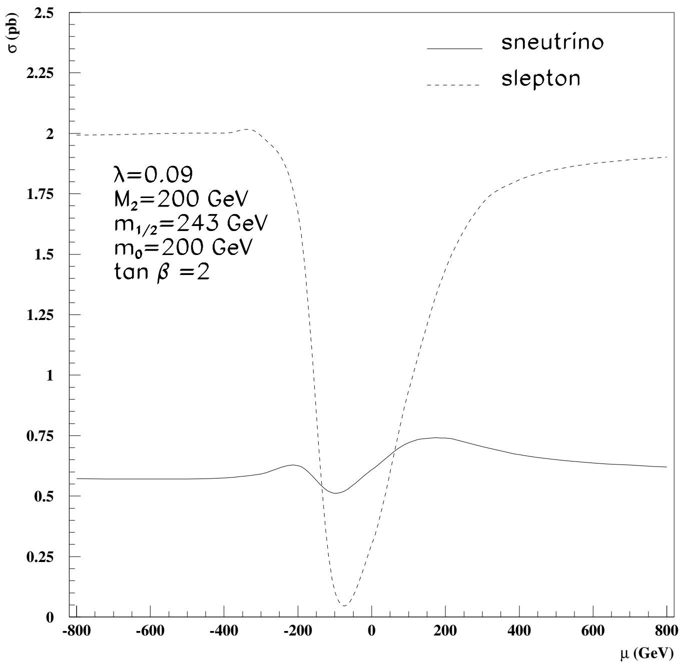


Figure 2.12: Sections efficaces (en pb) de production du $\tilde{\mu}$ et du $\tilde{\nu}_\mu$, multipliées par le rapport d'embranchement, en fonction de μ (en GeV), pour $\sqrt{s} = 1.8\,TeV$, $\lambda'_{211} = 0.09$, $M_2 = 200\,GeV$ ($m_{1/2}$ =243 GeV), $m_0 = 200\,GeV$,.

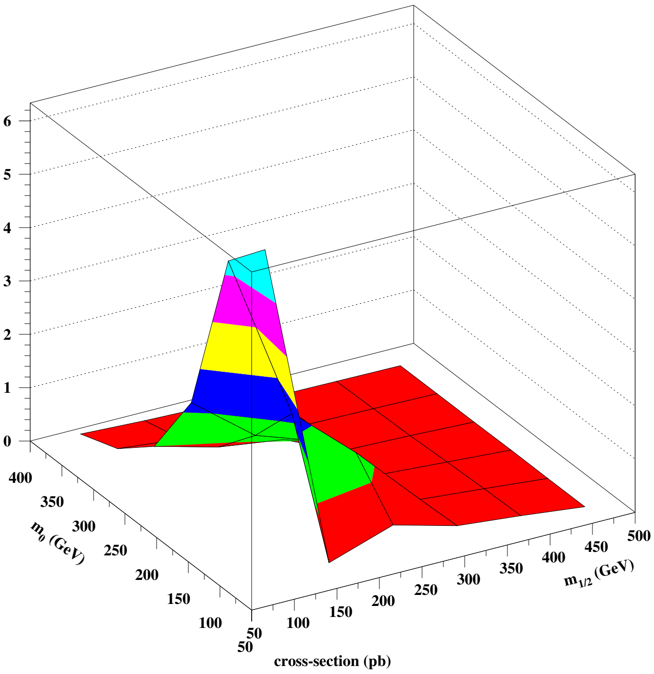


Figure 2.13: Section efficace (en pb) de production du sneutrino en fonction de m_0 (en GeV) et $m_{1/2}$ (en GeV). L'énergie au centre de masse est de $1.8\,TeV$. Les autres paramètres sont: $\lambda'_{211} = 0.09$, $\tan\beta = 2$ et $\mu = -200\ GeV$.

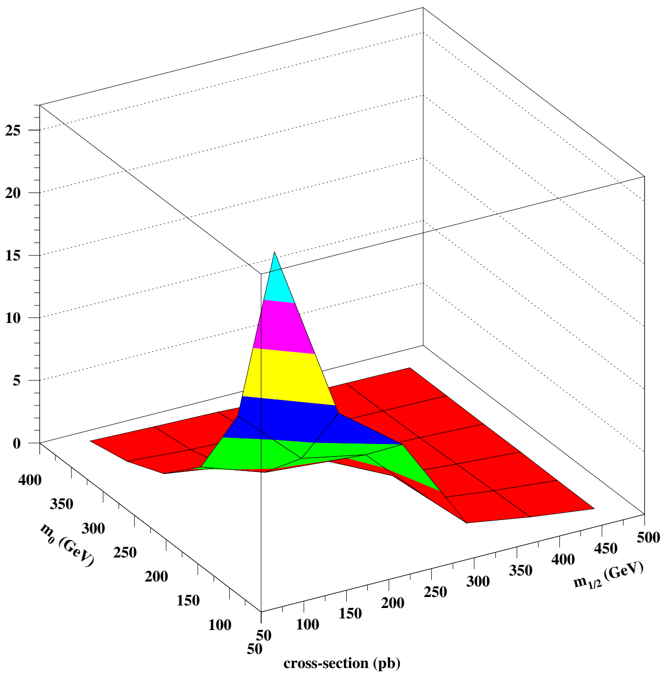


Figure 2.14: Section efficace (en pb) de production du smuon en fonction de m_0 (en GeV) et $m_{1/2}$ (en GeV). L'énergie au centre de masse est de $1.8\,TeV$. Les autres paramètres sont: $\lambda'_{211} = 0.09$, $\tan\beta = 2$ et $\mu = -200\,GeV$.

2.3.2 Sensibilité attendue

Le nombre d'événements attendus pour un signal produit avec une section efficace σ dans une analyse d'efficacité ϵ est donné par

$$n = \mathcal{L}\,\sigma\,\epsilon$$

où $\mathcal{L}$ est la luminosité intégrée enregistrée par l'expérience considérée. Plus ce nombre est grand, par rapport au bruit de fond, plus il est facile de voir ce signal ou de mettre des limites.

Dans la présente recherche, n est limité dans toutes les directions du plan $(m_0, m_{1/2})$. Il est limité dans la direction des grandes valeurs de m_0 et $m_{1/2}$ parce que la section efficace diminue rapidement dans ces directions (voir figure 2.15). Il est aussi limité dans la direction des petites valeurs du fait d'une baisse des efficacités. Les particules mises en jeu ($\tilde{l}$, $\tilde{\chi}^0_1$, $\tilde{\chi}^\pm_1$) deviennent plus légères et, par conséquent, les énergies des jets et des muons deviennent trop faibles pour passer les coupures d'analyse. On s'attend donc à ce que les contours des exclusions soient fermés dans toutes les directions du plan $(m_0, m_{1/2})$.

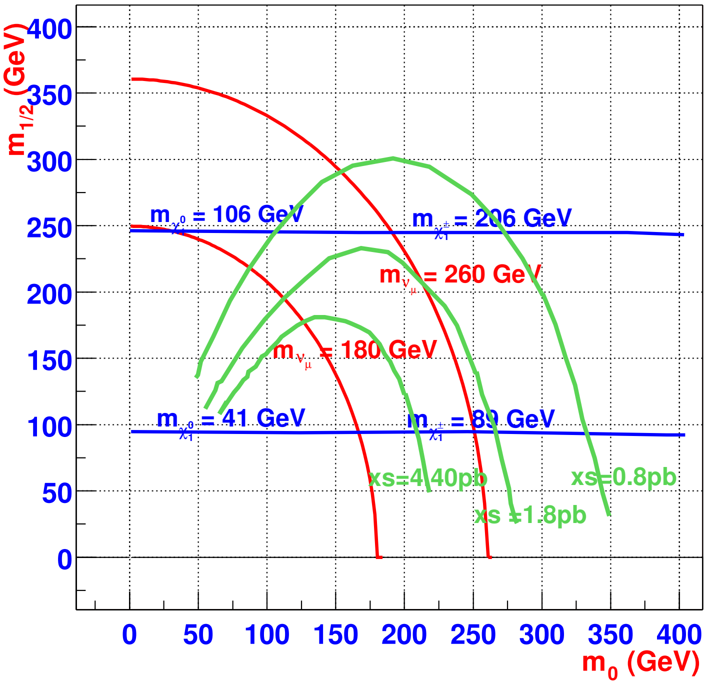


Figure 2.15: Comportement de la section efficace et des masses des particules, pertinentes pour notre analyse, dans le plan $(m_0, m_{1/2})$.

Chapitre 3

Dispositif Expérimental

Dans ce chapitre, nous allons présenter le dispositif expérimental utilisé pendant le Run I du Tevatron. Cet accélérateur qui se trouve dans le laboratoire Fermilab, près de Chicago, met en jeu une énergie dans le centre de masse de l'ordre du TeV (1.8 TeV au Run I et 2 TeV au Run II). Cette énergie restera la plus grande énergie disponible aux physiciens du monde jusqu'au démarrage du LHC (énergie dans le centre de masse de l'ordre de 14 TeV). Sur le site du Tevatron il existe deux points de collision nommés DØ et BØ où les expériences DØ et CDF sont installées, respectivement.

Nous discuterons de la création des faisceaux et des performance des accélérateurs ainsi que du détecteur de l'expérience qui nous intéresse, en l'occurence l'expérience DØ. Nous donnerons aussi les différentes améliorations effectuées pour le prometteur Run II.

3.1 Le Tevatron

3.1.1 Run I

Le Tevatron [22] est constitué de plusieurs parties montrées sur la figure 3.1. La création du faisceau de protons commence par accélérer des ions H^-, obtenus par l'ionisation de l'hydrogène par un gaz d'électron, dans un accélérateur de type Crockroft-Walton jusqu'à une énergie de 0.75 MeV. Les ions traversent ensuite le Linac (accélérateur linéaire long de 150 m) où ils sont accélérés jusqu'à 200-400 MeV, et envoyés contre une feuille de carbone pour obtenir des protons. Un petit synchroton à base d'aimants conventionnels "Booster" (500 m de circonférence) est utilisé pour accélérer les protons jusqu'à 8 GeV. Le faisceau obtenu est injecté dans un grand synchroton "Main Ring" (6.28 km de circonférence) pour atteindre une énergie de 120 GeV. Les protons sont alors mis dans des paquets d'environ 2.10^{12} protons. Ces paquets sont soit injectés dans le Tevatron (synchroton, à base d'aimants supraconducteurs, occupant le même tunnel que le Main Ring) pour être accélérés jusqu'à 900 GeV et préparés pour une collision, soit envoyés sur une cible de nickel (localisée dans le "Target Hall") Fig.3.1 pour produire environ 2.10^7 antiprotons par paquet.

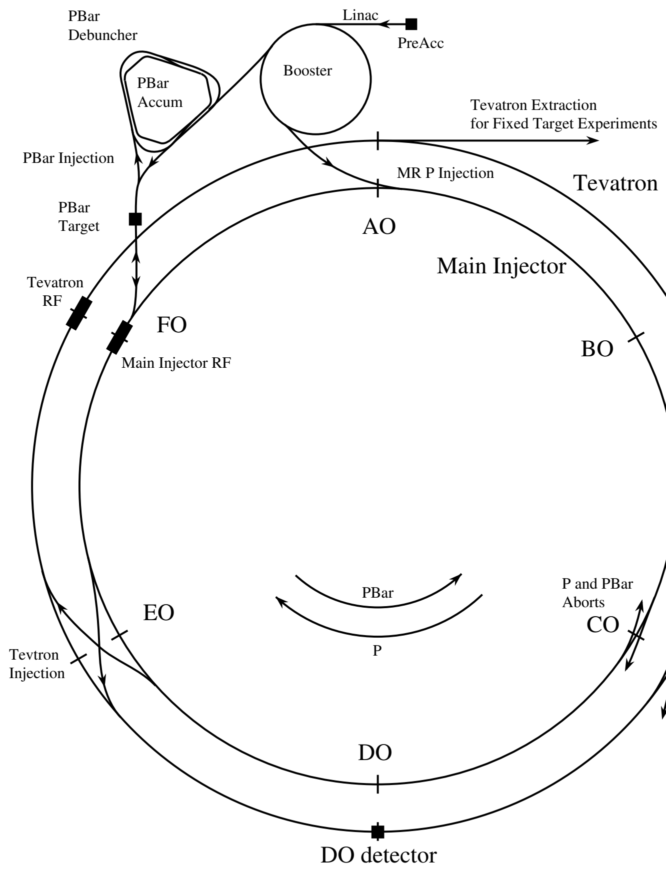


Figure 3.1: L'ensemble des accélérateurs installés pour le Run I du Tevatron.

Les antiprotons ainsi produits ont une large dispersion en angle et en impulsion. L'étape suivante consiste donc à les focaliser avec une lentille de lithium et les injecter dans un anneau (Debuncher) pour égaliser leurs énergies. Ce processus dit de "refroidissement" produit un faisceau monochromatique compact d'environ 2.10^6 antiprotons qui sera ensuite injecté dans le deuxième anneau (Accumulator). Les antiprotons sont refroidis d'avantage et leur densité augmentée. Lorsque environ 4.10^{11} antiprotons sont accumulés dans l'Accumulateur (entre 8 et 12 heures), ils sont transférés dans le Main Ring, accélérés et injectés dans le Tevatron dans la direction opposée à celle des protons.

Lorsque le remplissage du Tevatron par des protons et des antiprotons est achevé, six paquets de protons et six d'antiprotons d'environ 10^{11} et 5.10^{10} particules respectivement sont formés et accélérés jusqu'à $900\,GeV$. Les deux faisceaux sont gardés séparément sauf dans les deux points de croisement BØ (CDF) et DØ (DØ). La durée de vie des faisceaux est typiquement de 12 à 18 heures. Durant ce temps de nouveaux antiprotons sont accumulés dans l'Accumulateur pour permettre un fonctionnement continu du Tevatron.

3.1.2 Run II

La principale amélioration du Tevatron pour le Run II est l'installation en retrait du "Main Injector" (synchroton deux fois plus petit que le Tevatron) et du "Recycler"dans un même tunnel Fig.3.2. La suppression du Main Ring permet de diminuer une partie du bruit expérimental et du temps mort [1] pour les deux expériences CDF et DØ.

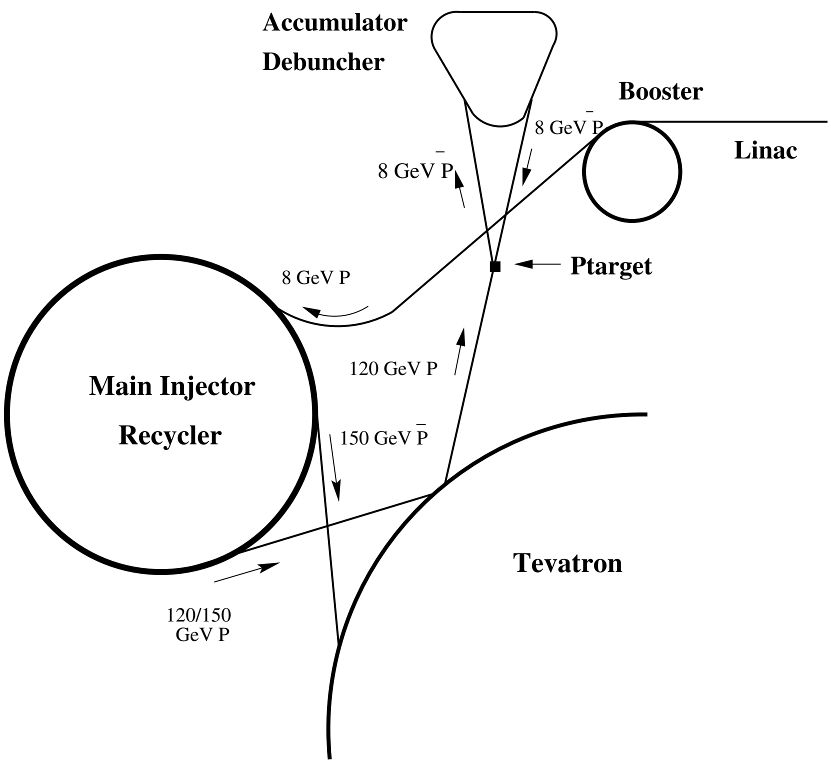


Figure 3.2: L'ensemble des accélérateurs installés pour le Run II du Tevatron. Le Main Injector est construit en retrait.

Le rôle du Main Injector[2] est d'accélérer les protons et les antiprotons à $150\,GeV$ et les injecter dans le Tevatron pour être accélérer jusqu'à $1000\,GeV$. Le Recycler permet l'augmentation par un facteur 2 de la luminosité obtenu par le Main Injector seul. Cela est réalisé en permettant le stockage de $2\ 10^{11}$ antiprotons/heure et le recyclage par refroidissement de $1.5\ 10^{12}$ antiprotons du cycle précédent du Tevatron.

D'autres améliorations ont été réalisées sur la source d'antiprotons, le Booster et le Tevatron. Plus de détails peuvent être trouvés dans la Ref.[23]. Les différents paramètres du Run Ib, Run IIa[3] et du Run IIb sont résumés dans le tableau 3.1

[1] Le temps mort pour DØ dû au Main Ring est de 25% au Run I

[2] Le fait que le Main Injector est installé en retrait des autres accélérateurs permet aussi de faire fonctionner simultanément les expériences à cible fixe.

[3] Le Run II est divisé en deux périodes: Run IIa et Run IIb. Dans la deuxième période, on prévoit de changer le détecteur de vertex (SMT) à cause des dommages de radiations. Il sera aussi possible, dans cette phase, de chercher le boson de Higgs.

Run	Ib (6×6)	IIa (36×36)	IIb (140×103)	unités
Protons/paquets	$2.3\ 10^{11}$	$2.7\ 10^{11}$	$2.7\ 10^{11}$	
Antiprotons/paquets	$5.5\ 10^{10}$	$3.0\ 10^{10}$	$10.0\ 10^{10}$	
Nombre total d'antiprotons	$3.3\ 10^{11}$	$1.1\ 10^{12}$	$11.0\ 10^{12}$	
Taux de production d'antiprotons	$6.0\ 10^{10}$	$10.0\ 10^{10}$	$52.0\ 10^{10}$	hr^{-1}
Energie	900	980	980	GeV
Nombre de paquets d'antiprotons	6	36	103	
Longueur des paquets (rms)	60	37	37	cm
Angle de croisement	0	0	136	μrad
Luminosité instantanée	$1.6\ 10^{31}$	$0.86\ 10^{32}$	$5.2\ 10^{32}$	$cm^{-2}s^{-1}$
Luminosité intégrée/semaine	3.2	17.3	105	pb^{-1}/semaine
Espacement des paquets	3500	396	132	ns
Interactions/croisement	2.5	2.3	4.8	

Table 3.1: Performances obtenues par le Tevatron au Run Ib , Run IIa et Run IIb. La première ligne donne aussi le nombre de paquets de protons et d'antiprotons respectivement.

3.2 Détecteur de DØ au Run I

Le détecteur de DØ est un détecteur à intérêt physique général dédié à l'étude de la physique à grand P_T. Cela inclut la physique du Modèle Standard : les mesures électrofaibles, QCD, les saveurs lourdes, et la physique au delà du modèle standard: la supersymétrie, les leptoquarks, les extra-dimensions, etc. Le détecteur a été conçu, pour répondre à cette physique, en insistant sur une bonne mesure de l'énergie des électrons, des photons et des jets, une bonne identification des muons et en donnant moins d'importance à l'identifications des particules chargées dans les jets. En effet DØ a un calorimètre (à échantillonage), basé sur l'utilisation de l'uranium comme milieu passif et de l'argon liquide comme milieu actif, de très bonne résolution en énergie. Le fait qu'il n'y ait pas de solénoïde interne, fait que le calorimètre soit très compact et diminue le volume non instrumenté. Néanmoins, cela a le désavantage de ne pas pouvoir mesurer les impulsions des traces chargées (et leur charge) à partir de leurs courbures.

DØ utilise un système de coordonnées (un triède direct) où l'axe z pointe dans la direction des protons (sens inverse des aiguilles d'une montre) et l'axe x est horizontal, pointant vers l'extérieur de l'anneau du Tevatron. Le système de coordonnées polaires, qui est très utilisé, a un angle azimuthal tel que la direction $\phi = 0$ pointe vers les x positifs et un angle polaire θ, mesuré relativement à l'axe z, tel que $\theta = 0$ coïncide avec la direction des protons. On utilise toutefois une autre variable, approximativement invariante de Lorentz, que l'angle polaire: la pseudorapidité η.

$$\eta = -\log[\tan\frac{\theta}{2}]$$

.

Le détecteur de DØ est constitué de trois détecteurs principaux Fig.3.3, soit en partant du point d'interaction: le détecteur de traces, le calorimètre et le détecteur de muons. Nous allons, dans ce qui suit, décrire ces différentes parties.

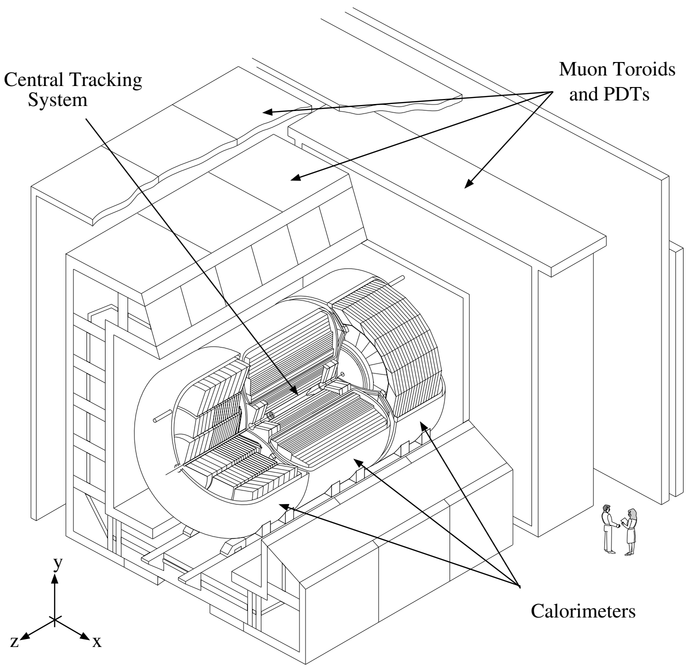


Figure 3.3: Vue d'ensemble du détecteur de DØ.

3.2.1 Détecteur de traces

Comme on l'a déjà dit, le fait que le détecteur de DØ n'a pas de champ magnétique central, s'il simplifie l'algorithme de traces, ne permet pas de mesurer les impulsions des particules chargées. Malgré cela, le détecteur de traces est très important dans DØ, puisque c'est le seul moyen pour distinguer les électrons et les photons. En outre, les mesures du $\frac{dE}{dx}$, de la multiplicité des traces, etc. sont essentielles pour séparer entre les photons et des π_0 convertis très tôt et les électrons. Le détecteur central (CD) est aussi utilisé pour identifier les muons et reconstruire le vertex primaire (et, s'ils existent, les vertex secondaires) qui est primordial pour définir les différentes quantités physiques.

Le détecteur de trace de DØ est constitué de quatre sous-détecteurs indépendants Fig.3.4. Le détecteur de vertex (VTX) est le plus proche du point d'interaction. On trouve, ensuite, le détecteur à rayonnement de transition (TRD), le détecteur de traces centrales (CDC) et les détecteurs de trace vers l'avant et vers l'arrière (FDC).

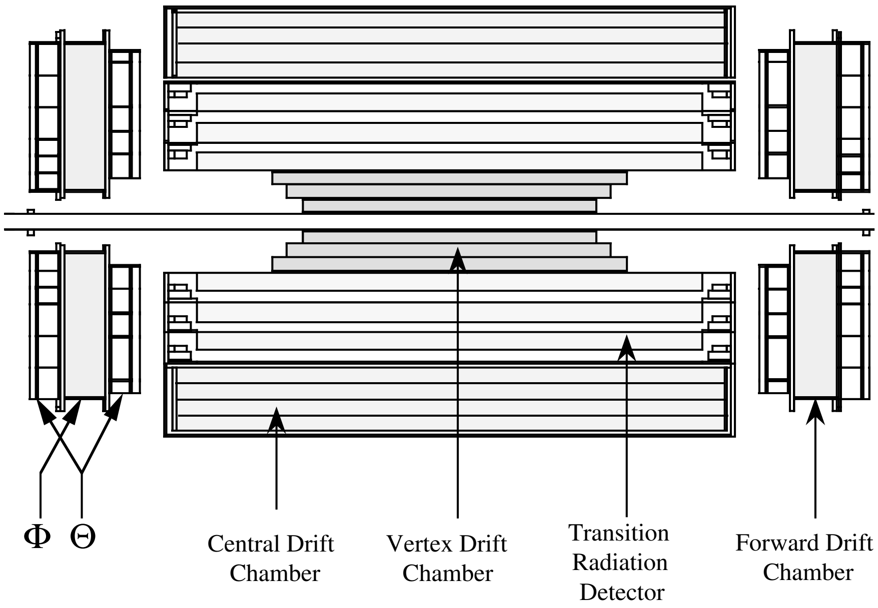


Figure 3.4: Les différentes composantes du détecteur central (CD).

Détecteur de vertex

Le rayon interne du détecteur de vertex (VTX) (3.7 cm) est déterminé par la taille du tube à vide en Beryllium et le rayon externe est de 16.2 cm. Ce détecteur [25] couvre en peudorapidité la région $|\eta| < 2.0$.

Le but du VTX est de reconstruire les vertex secondaires et de compléter les autres détecteurs de traces.

Le VTX est constitué de trois couches concentriques séparées par des fibres de carbone Fig.3.5. La couche interne contient 16 cellules, les deux autres couches chacune contient

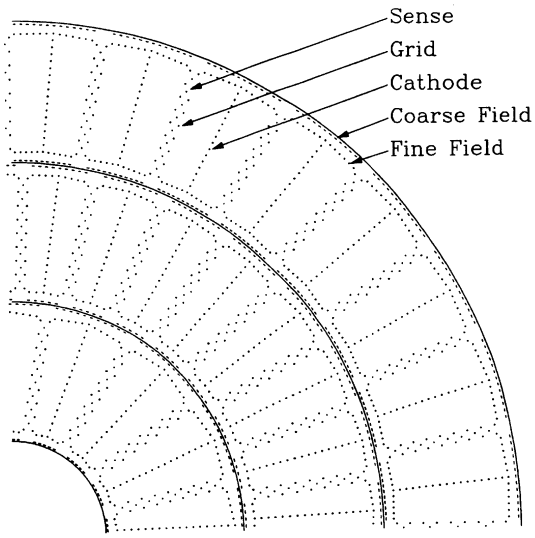


Figure 3.5: Structure du détecteur de vertex (VTX).

32 cellules. Huit fils sensibles mesurent les coordonnées $r - \phi$ dans une cellule. Ils sont

alternativement décalés de 100 μm par rapport au plan de symétrie de la cellule pour lever les ambiguités gauche-droite. Les trois couches, aussi, sont décalées successivement en ϕ pour améliorer la reconstruction des traces. Deux plan de fils de grille bordent les fils sensibles et imposent le champ électrique dans la zone d'amplification. Les fils sensibles sont lus à leurs deux extrémités et permettent, par la technique de division de charge, de mesurer la coordonnée z [24].

Le gaz utilisé dans le VTX est un mélange, à la pression atmosphérique, composé de 95% de CO_2, de 5% de C_2H_4 et d'une fine quantité de H_2O. Ce mélange donne une faible vitesse de dérive ($\sim 7\,\mu$m/ns), qui permet une bonne résolution spatiale (typiquement 60 μm dans le plan $r-\phi$ et 1.5 cm en z). Deux coups ("hit") séparés par 630 nm (dans la direction de dérive) peuvent être résolus à 90% d'efficacité. Malheureusement, dans un environnement réel où plusieurs traces existent la détermination de la coordonnée z, par la division de la charge, souffre d'une grande baisse en résolution et en efficacité. Beaucoup de coups n'ont pas la troisième coordonnée. Par conséquent, un traçage à trois dimensions, par le VTX seul, a une efficacité très faible.

Les différents paramètres du VTX sont résumés dans le tableau 3.2

Paramètre	Spécification
Nombre de couche	3 (Couche0/Couche1/Couche2)
Rayon R_{int}/R_{ext}	Couche0: 3.73/6.9 cm Couche1: 8.40/11.60 cm Couche2: 13.00/16.23 cm
Couverture en $\|\eta\|$ $\|\eta_{int}\|/\|\eta_{ext}\|$	Couche0: 3.25/2.64 Couche1: 2.55/2.64 Couche2: 2.21/2.00
Longueur du volume actif/couche	96.6/106.6/116.8 cm
Nombre de fils sensibles/cellule	8
Nombre de fils sensibles	640
Gaz	95% CO_2 + 5%C_2H_4 + 0.5%H_2O
Pression du gaz	1 atm
Potentiel des fils sensibles	+2.5 kV
Champ de dérive nominal	1.0 kV/cm
Vitesse de dérive	7.3 μm/ns
Gain du gaz	4.10^4
Spécification des fils sensibles	25 μm NiCoTin, 80 g tension
Spécification des fils de champ	152 μm, Al plaqué Au 360 g tension
Nombre total de voies électroniques	$640 \times 2 + 832 = 2112$
Résolution spatiale	$r-\phi$ 60 μm, z 1.5 cm

Table 3.2: Paramètres du détecteur de vertex (VTX).

Détecteur à radiation de transition (TRD)

Le détecteur à radiation de transition se trouve juste après le VTX Fig.3.4. Il est destiné à fournir davantage d'informations pour l'identification de l'électron et sa séparation d'une conversion, à l'extérieur du volume actif, d'un photon. Son principe repose sur le fait qu'une particule relativiste émet des rayons X lorsqu'elle traverse deux milieux de constantes diélectriques différentes [27]. Le TRD de DØ a été conçu de façon à ce que les électrons y produisent beaucoup de rayonnement et les hadrons en produisent moins.

Le TRD contient trois couches concentriques. Chacune des couches est constituée d'un radiateur suivi d'une chambre à dérive pour la détection des rayons X (voir Fig.3.6). Le

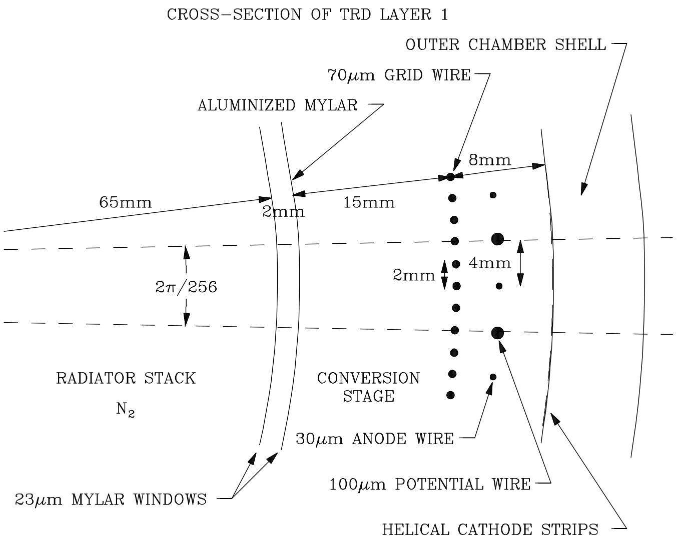


Figure 3.6: Structure d'une couche de TRD.

radiateur contient 393 feuilles de polypropylène de 18 μm séparées en moyenne de 150 μm dans un volume remplit d'azote. Un grand nombre de transition (feuille/gaz) est essentiel puisque le nombre de photons émis lors d'une transition est petit. Le spectre d'énergie de ces radiations est déterminé par l'épaisseur des feuilles et par leur espacement. Pour le TRD de DØ, la distribution de l'énergie pique à 8 keV et s'étend jusqu'à 30 keV.

La détection des électrons, produits par l'absorption photoélectrique des rayons X et par l'ionisation due au passage des particules chargées à travers la TRD, est effectuée dans une chambre à dérive à deux étages située juste après le radiateur (voir Fig.3.6). Les charges produites dérivent radialement vers le fils sensible, situé dans le deuxième étage séparé du premier par une grille mise à la masse, dans un temps maximal d'environ une micro-seconde. La coordonnée z est déterminé par des rubans montés sur la paroi extérieure de la chambre.

L'utilisation du TRD donne une rejection de 50% contre les pions et une efficacité de 90% pour les électrons isolés. Quelques paramètres de la TRD sont donnés dans le tableau 3.3 [24].

Paramètre	Spécification
Nombre de couches	3
Rayon	$R_{int} = 17.5$ cm, $R_{ext} = 49$ cm
Longueur total/volume actif	188/167 cm
Epaisseur Total	0.081 X_0 à $\eta = 0$
Energie des radiation de transition	30 keV
Nombre d'enroulements	393
Epaisseur du Radiateur/Vide/Chambre	65/2/23mm
Gaz	Radiateur: N_2, Gap: CO_2, Chambre: 91% Xe+7% Ch_4 + 2% C_2H_4
Pression du gaz	Radiateur: 1.012 atm, Gap: 1.010 atm Chambre: 1.008 atm
Spécifications des fils sensibles	30μm tungsten plaqué Au, 90 g
Spécifications des fils de champ	100μm Cu/Be plaqué Au, 400 g
Spécifications des fils de Grille	70μm tungsten plaqué Au, 350 g
Voltage des fils	Sensible: +1.6 kV, Champ: +0.2 kV Grille: masse
Champ de dérive	0.7 kV/cm
Vitesse de dérive	25/μ/ns
Temps de dérive maximal	0.6 μs
Nombre de fils sensibles/couche	256/256/512
Nombre de pads/couche	256/256/256
Nombre de total de voies	3×256 (fils) + 3×256 (pads)

Table 3.3: Paramètres du détecteur à radiation de transition (TRD).

Détecteur de traces centrales (CDC)

Le détecteur de traces centrales (CDC)[4] est crucial pour reconstruire les traces des particules chargées dans la partie centrale. Il couvre la région $|\eta| < 1.2$ et fournit les paramètres géométriques et la perte en énergie (dE/dx) de la trace.

Le CDC remplit l'espace entre le TRD et le cryostat du calorimètre central (voir Fig.3.4). Il est constitué de quatre couches concentriques de 32 cellules chacune Fig 3.7. Les cellules des couches adjacentes sont décalées en ϕ pour améliorer la reconstruction des traces. Chaque cellule a l'anode dans son centre et la cathode sur le bord. Les 7 fils sensibles de la cellule, qui sont décalés alternativement de $\pm 200\,\mu$m, donne le temps de dérive qui sera traduit en coordonnée dans le plan $r-\phi$. La coordonnée z est mesurée par les deux lignes de retard situées juste avant le premier et juste après le dernier fil sensible de la cellule.

La précision de mesure transverse est de $180\,\mu$m et est de 3 mm pour la coordonnée z. Deux traces séparées de 2 mm peuvent être résolues avec une efficacité de 90%.

[4]Central Drift Chamber

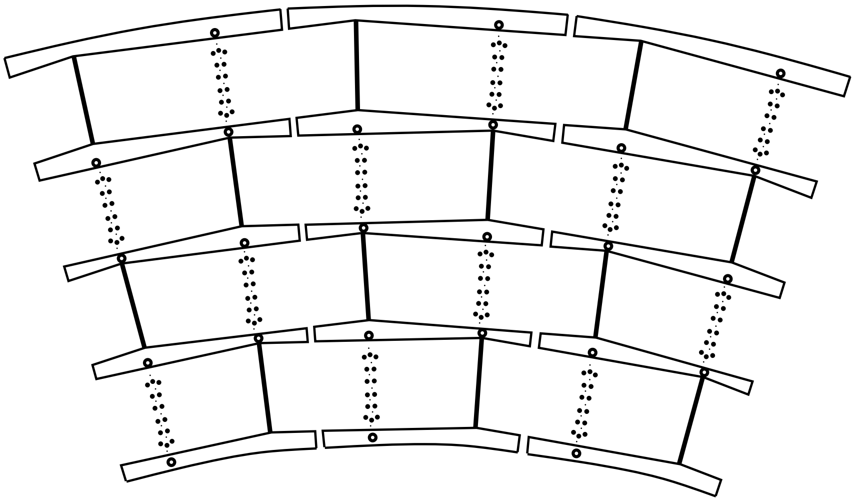


Figure 3.7: Structure des cellules du détecteur de traces centrales (CDC).

Détecteurs de traces avant et arrière (FDC)

Les détecteurs de traces avant et arrière (FDC)[5] complètent la couverture en pseudo-rapidité du CDC en allant jusqu'à $|\eta| = 3.1$. Ces détecteurs sont constitués de deux chambres localisées sur les deux extrémités de l'ensemble VTX/TRD/CDC (voir Fig.3.4). Le rayon intérieur du FDC est de 11 cm. Le rayon extérieur de 62 cm est un plus petit que le rayon du CDC pour laisser passer les cables des détecteurs centraux. Le FDC comprend

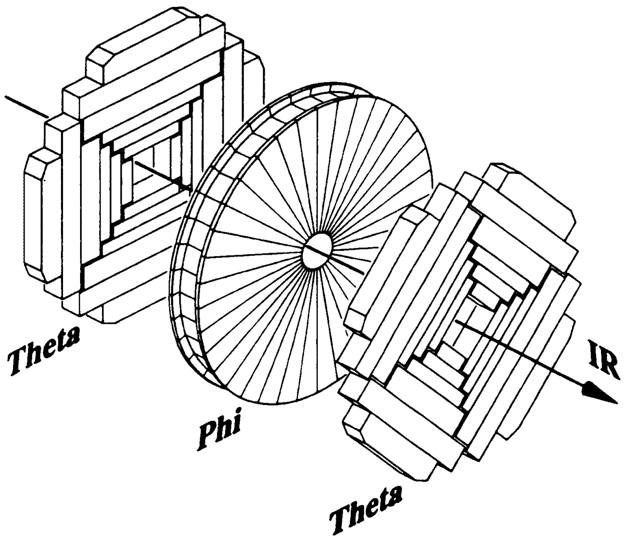


Figure 3.8: Chambre du détecteur de traces vers l'avant (FDC).

trois chambres empilées le long de la direction z Fig.3.8. La chambre du milieu, notée Φ et à fils radiaux, mesure la coordonnées en ϕ des traces. Les deux chambres extérieures,

[5]Forward Drift Chamber

notées Θ, ont des fils azimuthaux et mesurent l'angle polaire. Elles sont tournées l'une par rapport à l'autre de $\pi/4$. La chambre Φ est partitionnée en 36 secteurs avec 16 fils sensibles chacun. Chacune des chambre Θ comprend quatre quadrants de 6 cellules rectangulaires. Une cellule a 8 fils sensibles parallèles aux faisceaux. Comme pour les cellules centrales, les fils sensibles adjacents sont décalés de $\pm 200\,\mu$m. Chacune des cellules Θ est équipée par un fil de retard pour mesurer la coordonnée z.

La résolution est d'environ $300\,\mu m$ pour les chambres Θ et $200\,\mu m$ pour les chambres Φ. Plus de détails sur le CDC et le FDC peuvent être trouvés dans la Ref. [24].

3.2.2 Calorimètre

Le calorimètre joue un rôle fondamental dans l'expérience DØ. Effectivement, en absence d'un champ magnétique central le calorimètre est la seule source de mesure précise de l'énergie et de l'énergie manquante. En outre, grâce à sa fine granularité, il donne des informations nécessaires pour l'identification de muons, d'électrons, de photons et de jets.

Le calorimètre de DØ est un calorimètre à échantillonnage avec de l'uranium[6] comme milieu passif et de l'argon liquide comme milieu actif. Les différentes particules interagissent avec cette matière via les interactions électromagnétiques et les interactions fortes. Le produit de telle ou telle interaction est connu sous le nom de gerbe électromagnétique ou gerbe hadronique. Les caractéristiques des deux gerbes sont très différentes et le calorimètre est divisé en deux parties: calorimètre électromagnétique (EM) à l'intérieur et calorimètre hadronique (HC) à l'extérieur. Puisque la longueur moyenne d'une interaction hadronique (λ) est beaucoup plus grande que la longueur de radiation (X_0), le calorimètre électromagnétique est la plupart du temps transparent aux hadrons. D'un autre coté, ce calorimètre (de $\sim 20\,X_0$) est assez epais pour contenir une gerbe électromagnétique.

La figure 3.9 montre les trois parties du calorimètre: le calorimètre central (CC) et les calorimètres avant et arrière (EC). Chaque calorimètre a son propre cryostat[7] et une structure modulaire avec trois classes distinctes: l'électromagnétique (EM), hadronique fine (FH) et hadronique moins fine (CH) [8]. Une cellule de calorimètre Fig.3.10 consiste en une couche d'absorbant (uranium) qui joue aussi le rôle de cathode mise à la masse, d'une carte de lecture (constituée d'une fine plaque de cuivre mise entre deux couches de 0.5 mm de plastique couvert à leurs tours d'une couche résistante d'exposy) faisant l'anode, le tout baignant dans l'argon liquide. L'espace entre l'absorbant et la carte de lecture est de 2.3 mm. Cet espace est assez large pour être sensible aux particules d'ionisation minimum (MIP), ce qui est important pour l'identification des muons. Un champ électrique, typiquement de 8.7 kV/cm est maintenu entre la couche résistante et la plaque d'absorbant. Puisque il n'y a pas de multiplication de charge dans l'argon liquide, le signal lu sur une seule anode est petit. Plusieurs cellules sont donc regroupées en profondeur du calorimètre pour ne constituer qu'une seule cellule dite "physique".

[6] L'acier inoxydable et le cuivre sont utilisés pour les couches extérieures du calorimètre hadronique.
[7] Le cryostat est utilisé pour tenir l'argon liquide à 86K.
[8] Coarse Hadronique.

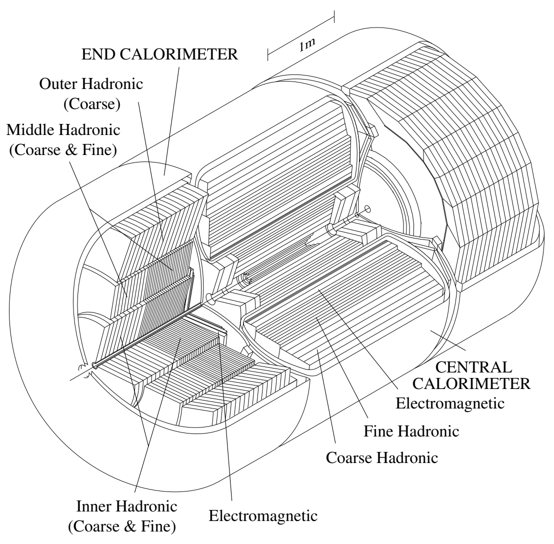


Figure 3.9: Calorimètre de DØ.

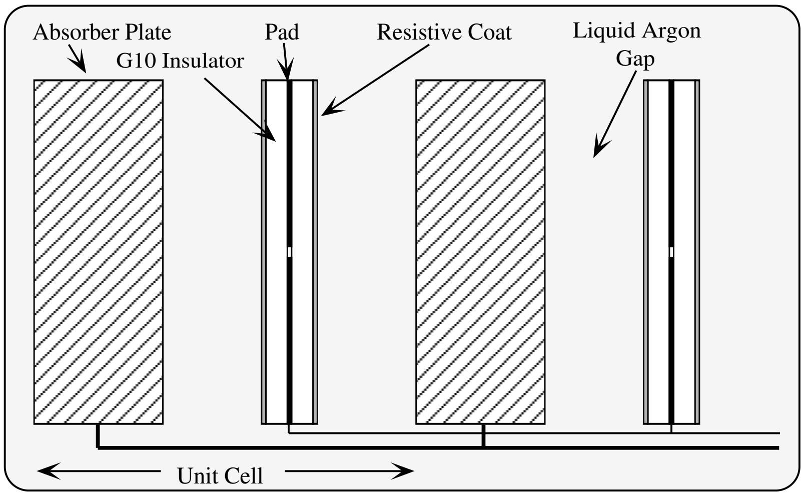


Figure 3.10: Cellule unité du calorimètre.

Les cellules physiques sont disposées, comme le montre la figure 3.11, selon une géométrie pseudo-projective. Le terme *pseudo-projective* signifie que les centres des cellules en profondeur pointent vers le vertex d'interaction, alors que leurs bords sont perpendiculaires aux plaques de l'absorbant (l'axe z). L'ensemble des cellules suivant une direction η constitue ce qu'on appelle une tour. L'arrangement longitudinal de ces cellules est représenté sur la figure 3.12. Les différentes couches du calorimètre sont aussi indiquées.

Calorimètre central

Le calorimètre central (CC) est constitué de trois couches concentriques: la couche électromagnétique (CCEM) de 32 modules (en ϕ) et deux couches hadroniques avec des

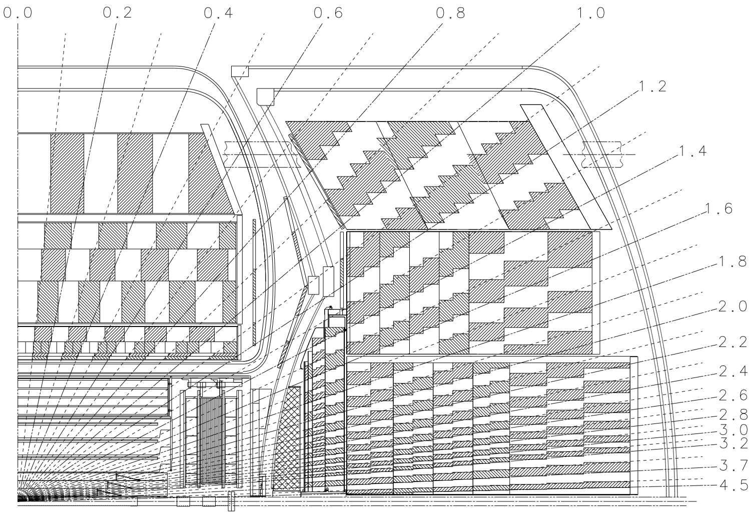


Figure 3.11: Géométrie pseudo-projective des cellules du Calorimètre. Le lieu ou passe le Main Ring est indiqué.

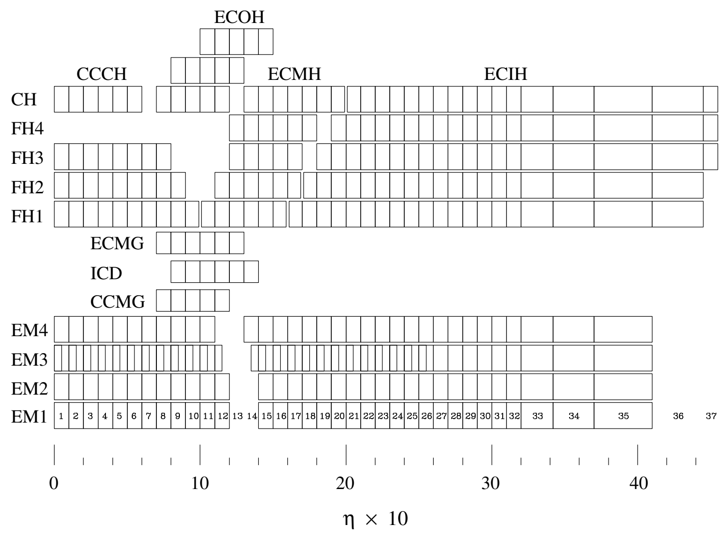


Figure 3.12: Arrangement longitudinal des cellules du calorimètre.

granularités longitudinales différentes CCFH et CCCH de 16 modules chacune. Les modules sont décalés d'une couche à l'autre de façon à ne pas avoir de zone non instrumentée entre les modules. Le CC a une longueur de 2.6 m et couvre en pseudorapidité la région $|\eta| < 1.2$.

Le CCEM est partitioné en profondeur en quatre couches (voir Fig.3.12). Les deux première (EM1 et EM2), chacune d'une épaisseur de $\sim 2\,X_0$ et d'une segmentation 0.1×0.1 dans le plan (η, ϕ), mesurent le début d'une gerbe électromagnétique. La troisième couche EM3, située au maximum d'une gerbe électromagnétique, de $\sim 7\,X_0$ de profondeur a une segmentation deux fois plus fine que les autres couches (0.05×0.05) pour permettre une mesure précise du centre de gravité de la gerbe. La quatrième couche EM4 a une segmentation de 0.1×0.1 et une profondeur de $10\,X_0$. L'épaisseur de la totalité de la couche électromagnétique, $21\,X_0$ ($0.8\ \lambda$), est suffisante pour contenir la quasi totalité d'une gerbe électromagnétique.

Les autres couches du CC (CCFH et CCCH) ont plus ou moins une structure similaire à celle du CCEM, juste détaillée. Les principales caractéristiques du CC sont inclues dans le tableau 3.4.

Module	CCEM	CCFH	CCCH
Couverture en η	± 1.2	± 1.0	± 0.6
Nombre de modules	32	16	16
Absorbeur	U	UN + 2%Nb	Cu
Epaisseur de l'absorbeur(mm)	3	6	46.5
Epaisseur d'argon par cellule	2.3	2.3	2.3
Profondeur (à $\eta = 0$)	$20.5\,X_0 = 0.76\,\lambda$	$3.2\,\lambda$	$3.2\,\lambda$
Segmentation longitudinale	4	3	1
nombre de cellules/couche	2/2/7/10	20/16/14	9
profondeur/couche	2.0/2.0/6.8/9.8 X_0	1.3/1.0/0.9 λ	3.2λ
Segmentation ($\Delta\eta \times \Delta\phi$)	EM1,2,4: 0.1×0.1 EM3 0.05×0.05	0.1×0.1	0.1×0.1
Nombre de voies	10 368	3 000	1 224

Table 3.4: Caractéristiques du calorimètre central (CC).

Calorimètres avant et arrière (EC)

Chacun des calorimètres avant et arrière a aussi une structure modulaire, séparée en trois zones: interne, moyenne et externe. La zone interne est constituée d'une couche électromagnétique (ECEM) et de deux couches hadroniques (IFH et ICH) similaires au CC. Les zones moyenne et externe sont hadroniques (MFH, MCH et OCH). La ECEM et la FH ont de l'uranium comme absorbeur[9] alors que la CH a l'acier inoxydable (SS)[10] comme mileu absorbeur [24].

Le EC couvre la région $1.1 < |\eta| < 4.5$ avec une segmentation de 0.1×0.1 sauf pour la troisième couche de ECEM où la segmentation est deux fois plus fine (comme pour le CCEM). La segmentation atteind 0.4×0.4 pour des cellules dans les couches proches du faiseau. D'autres caractéristiques du EC sont regroupées dans le tableau 3.5

Détecteurs intercryostatiques

La région entre les cryostats ($0.8 < |\eta| < 1.5$) contient beaucoup de matériaux morts comme par exemple les parois des cryostats, les cables etc. Pour corriger la perte d'énergie

[9] Quelques une des cellules du ECEM utilise l'acier inoxydable comme absorbeur [28]

[10] Stainless Steel

Module	ECEM	IFH	ICH	MFH	MCH	OCH
$\|\eta\|_{min}$	1.3	1.6	2.0	1.0	1.3	0.7
$\|\eta\|_{max}$	4.1	4.5	4.5	1.7	1.9	1.4
Nombre de modules	1	1	1	16	16	16
Absorbeur	U/SS	UNb	SS	UNb	SS	SS
Epaisseur de l'absorbeur (mm)	4	6	46.5	6	46.5	46.5
Epaisseur d'argon par cellule	2.3	2.1	2.1	2.2	2.2	2.2
Profondeur (à $\eta = 0$)	20.1	$4.4\,\lambda$	$4.1\,\lambda$	$3.6\,\lambda$	$4.4\,\lambda$	$4.4\,\lambda$
Segmentation longitidinale	4	1	1	1	1	1
Nombre de cellules/couche	2/2/6/8	16	14	15	12	8
Segmentation en ϕ	0.1/0.05	0.1-0.4	0.1-0.4	0.1	0.1	0.1
Segmentation en η	0.1/0.05	0.1-0.4	0.1-0.4	0.1	0.1	0.1
Nombre de voies	7 488	4 288	928	1 472	1 344	

Table 3.5: Caractéristiques des calorimètres avant et arrière (EC).

dans cette région, DØ a implémenté deux détecteurs: ICD et MG[11]. L'ICD est constitué d'un ensemble de scintillateurs montés sur la paroi extérieure des calorimètres avant et arrière (EC) (voir Fig.3.11). La segmentation $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ est adaptée à la géométrie pseudo-projective des cellules du calorimètre.

Les détecteurs MG (Fig.3.11) sont montés à l'intérieur des cryostats sur les faces des modules CCFH, MFH et OCH. Un détecteur MG est constitué de deux cartes de lecture plongées dans l'argon liquide. Les matériaux morts tiennent lieu d'absorbeur. La taille des cellules est 0.1×0.1.

Performance du calorimètre

Des modules séparés ont été testés en utilisant des faisceaux d'électrons et de pions d'énergie comprise entre 10 et $150\,GeV$ [29, 30]. Il a été montré que la non linéarité de la réponse des modules est inférieure à 5%.

La résolution en énergie d'un calorimètre à echantillonage peut être paramétrisée par la fonction suivante:

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

où C, S et N représentent les erreurs de calibration, les fluctuations d'échantillonage et le bruit d'uranium et d'électronique, respectivement. Le terme de bruit est généralement négligeable, sauf pour les petites énergies.

Basée sur des études avec des faisceaux de test d'électrons et de pions [24], la résolution du calorimètre de DØ a été mesurée comme:

[11]InterCryostat Detector (ICD) et Massless Gaps (MG) [24].

$$(\frac{\sigma(E_{EM})}{E_{EM}})^2 = (0.003 \pm 0.002)^2 + \frac{(0.157 \pm 0.005)^2}{E_{EM}[GeV]}, \quad (3.1)$$

$$(\frac{\sigma(E_h)}{E_h})^2 = (0.032 \pm 0.004)^2 + \frac{(0.41 \pm 0.04)^2}{E_h[GeV]}. \quad (3.2)$$

Une bonne résolution sur la position dans le calorimètre électromagnétique est importante pour l'identification des électrons qui nécessitent une association avec une trace. Pour des électrons de $100\,GeV$, la résolution sur la position varie, en fonction de la position de l'impact, de 0.8 à 1.2 mm.

Finalement, on doit noter que le calorimètre de DØ n'est pas à compensation complète; c'est à dire les réponses pour un pion et un électron de même énergie ne sont pas les mêmes. Le rapport e/π varie de 1.1 à une énergie incidente de $10\,GeV$ à 1.04 pour une énergie de $150\,GeV$.

Pour plus de détails voir les références [31, 32]

3.2.3 Système à muons

Etant lourds, les muons n'émettent que rarement du rayonnement de freinage (Bremsstrahlung). Ils perdent une petite fraction de leur énergie essentiellement par ionisation. Par conséquent, les muons d'une énergie au delà d'un certain seuil ($\approx 3.5 - 5.0\,GeV$) traversent le détecteur. La détection de tels muons est donc située à l'extérieur du calorimètre qui contient assez de matériel pour la protéger contre les débordements des gerbes hadroniques.

Le système à muons (Fig.3.13) est constitué de cinq aimants toroidaux et d'un ensemble de chambres à muons. Il couvre une large région de pseudorapidité ($|\eta| \leq 3.6$). L'aimant toroidal central (CF)[12] couvre la région $|\eta| \leq 1.0$, et deux autres (EF) étendent la couverture jusqu'à $|\eta| \leq 2.5$. Ces trois aimants constituent ce qui est appelé le spectromètre à grand angle (WAMUS)[13]. Les deux aimants restant ajustent les trous dans les EF et constituent le spectromètre à petit angle (SAMUS). Ils couvrent la région $1.7 \leq |\eta| \leq 3.6$. Les lignes de champ sont parallèles a l'axe des z et, donc, les trajectoires des muons sont courbées dans le plan $r - \phi$. L'épaisseur du matériel du calorimètre et des aimants est donnée (en longueur d'interaction nucléaire) en fonction de l'angle polaire θ sur la figure 3.14.

Dans la région du WAMUS [33] il y a 164 chambres de tubes proportionnels (PDT)[14] (au total 11 386 PDT) dont les fils sont parallèles aux lignes de champ. Les tubes sont regroupés en trois couches: La couche A située juste avant l'aimant toroidal (voir Fig.3.13), et deux autres couches B et C situées après l'aimant et séparées de 1.4 m. La couche

[12] Central Ferrum
[13] Wide Angle MUon System.
[14] Proportional Drift Tube

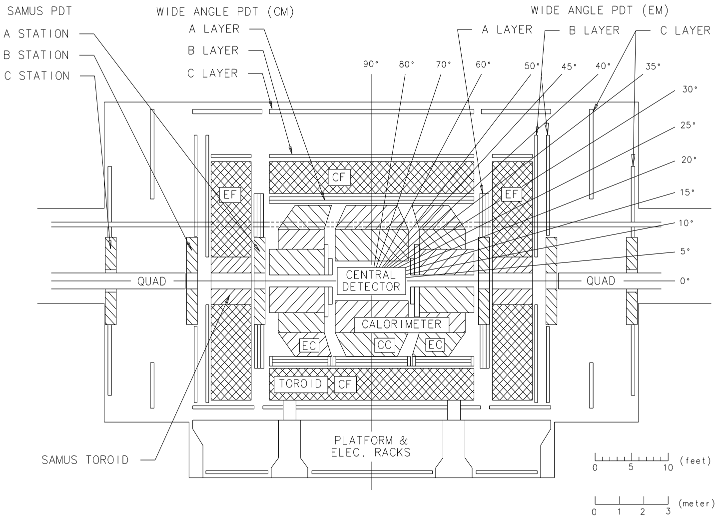


Figure 3.13: Disposition des aimants toroidaux et des chambres à muons.

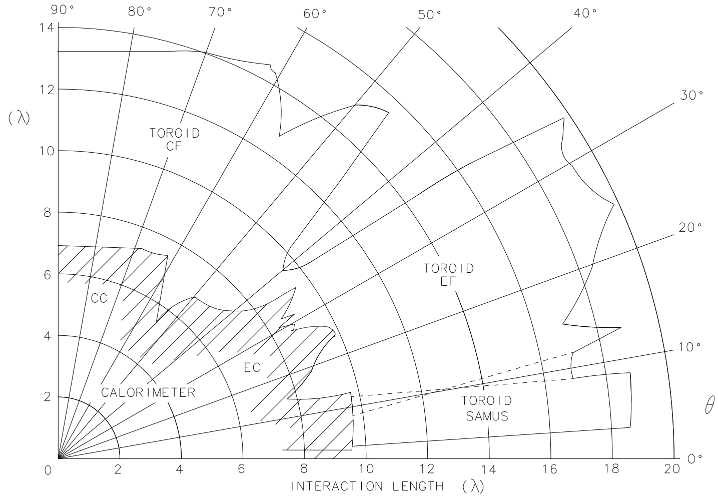


Figure 3.14: Matériel du calorimètre en fonction de l'angle polaire.

A contient 4 sous-couches de PDT alors que les couches B et C ont chacune trois sous-couches. Les sous-couches de PDT sont décalées les unes par rapport aux autres pour lever l'ambiguité gauche-droite. Les chambres du WAMUS sont groupées dans huit sections (octants) en ϕ pour des fins de déclenchements.

Les potentiels à l'anode et à la cathode sont +4.56 kV et +2.3 kV, respectivement; la paroi du tube est tenue à la masse. Le gaz dans le tube est un mélange $Ar/CF_4/CO_2$ donnant une vitesse de dérive de $65\,\mu$m/ns. La distance de dérive maximum est de 5 cm

La résolution sur la position le long des fils est de 1.6 mm et est de 0.53 mm dans le plan $r-\phi$ [24]. La résolution sur l'impulsion du muon peut être, approximativement, décrite par:

$$\sigma(1/p) = \sqrt{0.18(p-2)/p^2 + 0.003}.$$

Le SAMUS [34] n'a pas été utilisé dans cette analyse et donc nous ne le décrivons pas ici. Toutefois quelques uns de ses caractéristiques sont résumés dans le tableau 3.6, ainsi ceux du WAMUS.

Paramètre	WAMUS	SAMUS
Couverture en η	$\|\eta\| \leq 1.7$	$1.7 \leq \|\eta\| \leq 3.6$
Champs magnétique	2 T	2 T
Nombre de chambres	164	6
Longueur d'interaction	13.4	18.7
Gaz	90%Ar/5%CF_4/5%CO_2	90%CF_4/10%CH_4
Vitesse de dérive	$65\,\mu$m/ns	$97\,\mu$m/ns
Potentiel à l'anode	+4.56 kV	+4.0 kV
Potentiel à la cathode	+2.3 kV	-
Nombre de PDT	11 386	5 308
Resolution $(r - \phi)$	$\pm$0.53 mm	$\pm$0.35 mm
Resolution $(r - z)$	$\pm$1.6 mm	$\pm$3 mm

Table 3.6: Caractéristiques du système de muons.

3.3 Déclenchement et aquisition des données

La section efficace totale des processus $p\bar{p} \rightarrow X$ est de l'ordre de $70\,mb$ à $1.8\,TeV$. A une luminosité de $5\,10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ le taux d'interactions est d'environ 350 kHz. Sachant que la quasi totalité de ces interactions ne sont pas intéressantes, il est nécessaire de faire un tri en ligne pour ne garder que les événements qui pourraient être intéressants.

Dans l'expérience DØ, le système de déclenchement est organisé en trois niveaux (Fig.3.15). Dans ce qui suit, nous donnerons un aperçu sur chacun d'eux.

3.3.1 Niveau 0

Le niveau 0 [35] détecte les interactions inélastiques et est utilisé aussi comme moniteur de luminosité de l'expérience. Il est basé sur deux hodoscopes situés entre les parties avant et arrière du détecteur de traces et du calorimètre. Chaque hodoscope est composé de deux ensembles de tuiles de scintillateurs. les hodoscopes couvrent complètement la région $2.3 < |\eta| < 3.9$ et partiellement la région $1.9 < |\eta| < 4.3$. Le niveau 0 est efficace à 99% pour des interactions non élastiques. Ce niveau donne aussi une mesure approximative du vertex d'interaction en comparant le temps d'arriver des signaux sur les hodoscopes. La résolution est de ≈ 3.5 cm pour un événement à une seule interaction et ≈ 6 cm pour le cas d'interactions multiples. La position en z est utilisée au niveau 1 pour définir l'énergie transverse. Une coupure sur la position du vertex ($|z_{vtx}| < 100$ cm) est

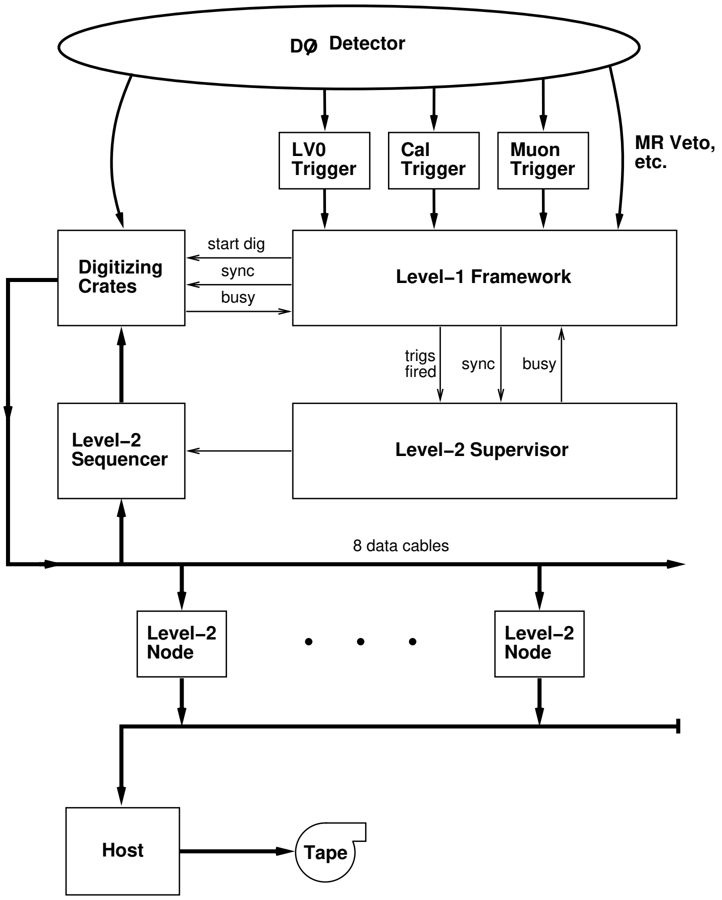


Figure 3.15: Schema du système de déclenchement.

requise pour séparer les interactions $p\bar{p}$ des collisions des faisceaux avec le gaz résiduel. Le niveau 0 identifie aussi les événements simples et les événements à interactions multiples en exploitant la largeur du signal et le temps d'arrivée sur chacun des hodoscopes. Le niveau 0 réduit le taux d'événements à 150 kHz (Fig.3.16).

3.3.2 Niveau 1

Le niveau 1 [36] est le coeur du système de déclenchement. Il combine les informations provenant du niveau 0, du niveau 1 du déclenchement du calorimètre, du niveau 1 du système à muon, du niveau 1 du TRD et des informations de temps (voir Fig.3.17) pour prendre sa décision. Le niveau 1 de déclenchement du calorimètre combine les tours du calorimètre en des cellules de lecture de taille 0.2×0.2 et fournie des informations sur les energies électromagnétique et hadronique. Le niveau 1 du système à muons utilise les positions des coups dans les PDT pour estimer le nombre de muons et leurs impulsions transverses. Le niveau 1 combine à peu près 256 entrées en un ensemble de 32 déclenchements. Un événement est accepté si un des déclenchements est réalisé.

Le niveau 1 utilise aussi des informations concernant l'activité du Main Ring, qui

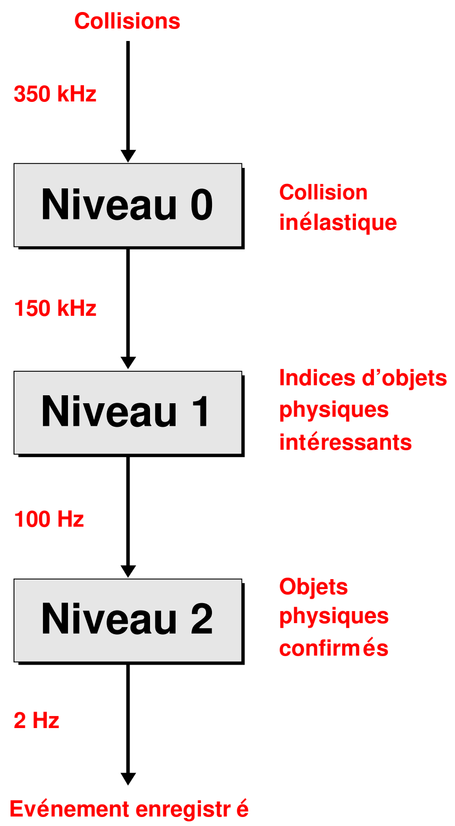


Figure 3.16: Organisation des déclenchements et taux de réduction.

traverse dans le calorimètre, pour éviter de prendre des données lors de cette activité. Le temps mort dû au Main Ring est d'environ 25% [24]. Le niveau 1 diminue le taux de 150 kHz à 100 Hz

3.3.3 Niveau 2

Une fois accepté par le niveau 1, l'événement est analysé par le système d'aquisition des données (DAQ), analyse plus detaillée mais rapide. Ce système est constitué de 48 MicroVax 4000-60 connectés à l'électronique du détecteur et aux déclencheurs via 8 bus à 32 bits. L'événement est reconstruit en utilisant des algorithmes (de trace, de jets etc.) rapides. Si l'événement vérifie certaines conditions sur les objets physiques (conditions sur le nombre de jets, sur leurs énergies transverses, sur le nombre de muons, sur leurs impulsions transverses etc.) alors il sera enregistré sur une bande. Le niveau 2 réduit le taux à 2 Hz.

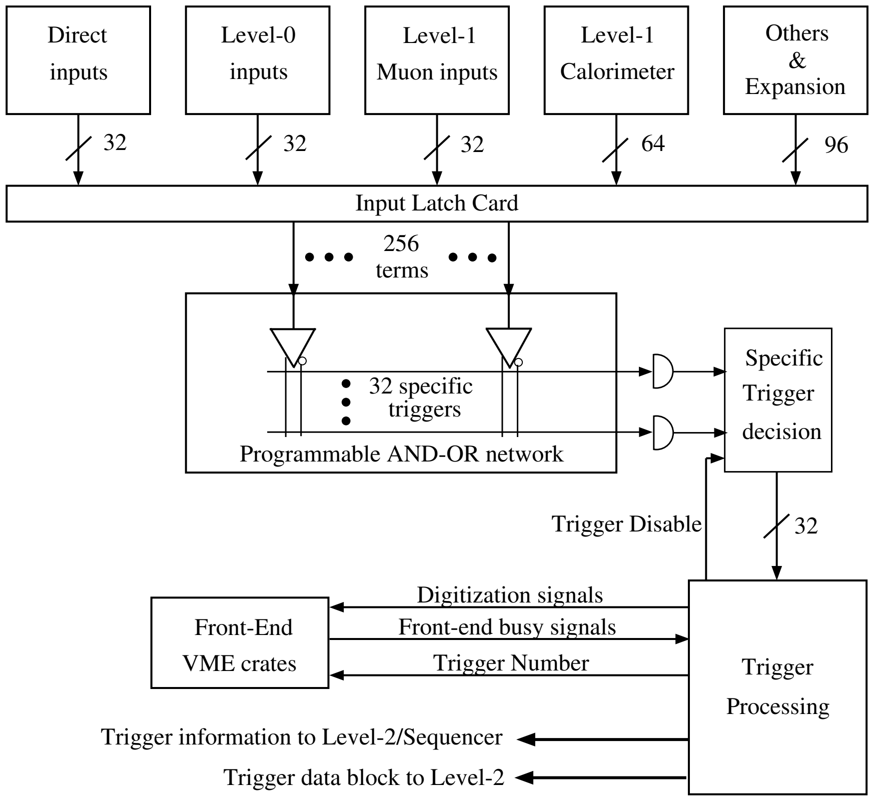


Figure 3.17: Schéma du niveau 1 de déclenchement.

3.4 Détecteur de DØ au Run II

Le but de l'amélioration [38] du détecteur est de permettre de répondre aux nouvelles conditions de fonctionnement du Tevatron, notamment la haute luminosité et fréquence des croisements. Cette amélioration a consisté a renforcé les points forts du détecteur du Run I, à savoir le calorimètre, et renouveler les autres parties en insistant sur le détecteur de traces. Finalement, on a ajouté un nouveau détecteur de pied de gerbes (preshower) qui complète le calorimètre et le détecteur de traces et qui joue un rôle important dans la correction d'énergie et l'identification des électrons. Une vue d'ensemble des modifications et améliorations du détecteur du Run I est donnée sur la figure 3.18.

3.4.1 Détecteur de traces

Le détecteur de trace est complètement nouveau par rapport à celui du Run I. Il ne consiste que de deux détecteurs (Fig.3.19): le détecteur de vertex (SMT) à base de micro-pistes en silicium et le détecteur de traces (CFT) à base de fibres scintillantes. Ces deux détecteurs sont à l'intérieur d'un solenoïde supraconducteur de 2 Teslas.

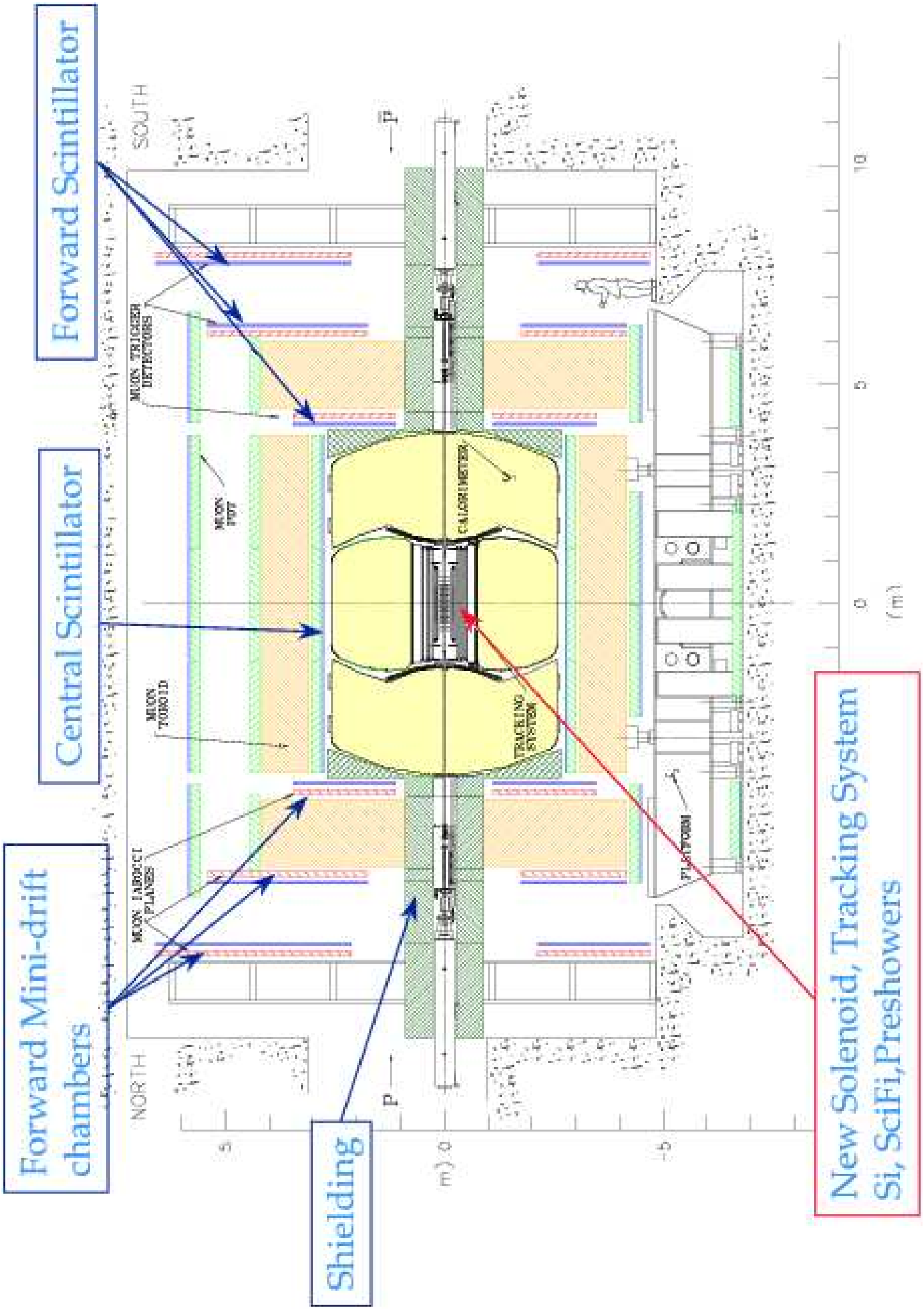


Figure 3.18: Amélioration du détecteur de DØ pour le Run II. Un nouveau détecteur de traces à été placé et un preshower et un solénoïde ont été ajoutés. On a changé l'électronique du calorimètre, augmenter l'acceptance du système de muons, et ajouter des scintillateurs pour le déclenchement.

Détecteur de vertex (SMT)

Le SMT[15] [39] est constitué de six cylindres horizontaux (de 12 cm) et de 14 disques verticaux (dont 10 sont petits) couvrant ainsi une large région en pseudorapidité ($|\eta| < 3$).

[15] Silicon Micro-strips Tracker

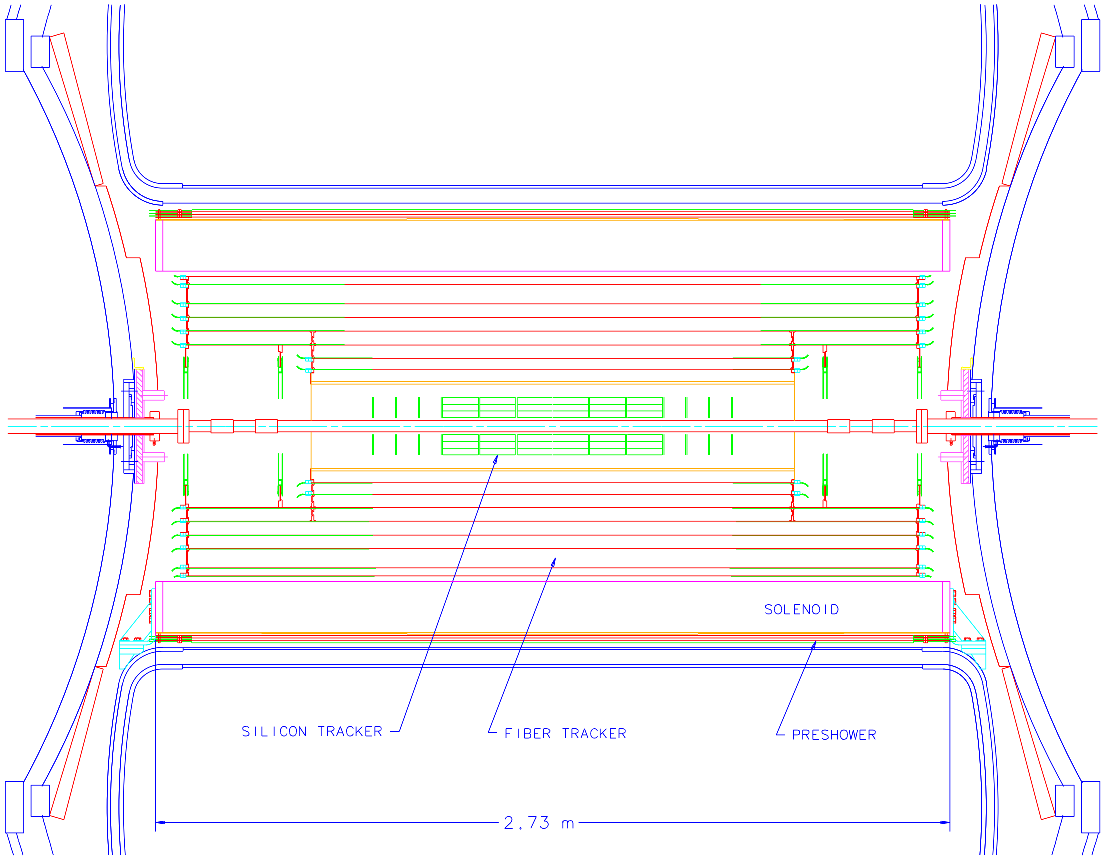


Figure 3.19: Renouvellement du détecteur de traces. On voit le SMT (6 cylindres et 14 disques), le CFT, le solénoïde et le preshower.

Chaque cylindre contient quatre couches concentriques (numérotées de 1 à 4, Fig.3.20).

Les couches 2 et 4 de chaque cylindre ont des feuilles de silicium à double face avec des pistes (de 50 μm) le long de l'axe z pour la face n et faisant 2^o avec cet axe pour la face p. La même structure existe pour les couche 1 et 3 des quatres cylindres centraux sauf que les pistes de la face p font 90^o avec l'axe z au lieu de 2^o. Les deux cylindres à l'extrémité ont des couches 1 et 3 avec des feuilles à face simple avec des pistes le long de l'axe z.

Quatre des petits disques (disques "F") sont placés dans l'espace (de 8 mm) qui sépare deux disques successifs (sauf les disques du centre). Les autres (six) disques sont placés à l'extérieur des cylindres. Les quatres grands disques (disques "H"), de 26 cm de rayon, sont montés à $|z| \approx 110$ cm et 120 cm. Les 12 feuilles de silicium par disque (Fig.3.21) sont à face double avec des pistes faisant 15^o avec le rayon du disque. Au total il y a 793 000 canaux. La résolution du SMT est estimée à 10 μm dans le plan $r - \phi$ et 40 μm le long de l'axe z. Il est prévu de remplacer complètement ou partiellement ce détecteur, vu les domages par radiations, à la fin du Run IIa. Le SMT permettra d'extrapoler les traces des particules chargées très près du vertex d'interaction et donc de détecter les vertex secondaires.

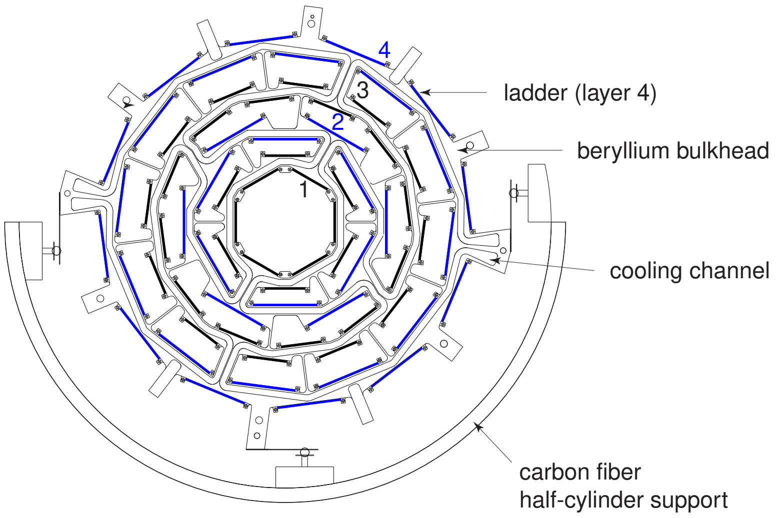


Figure 3.20: Vue transversale d'un cylindre du SMT. Les couches sont numérotées de 1 à 4

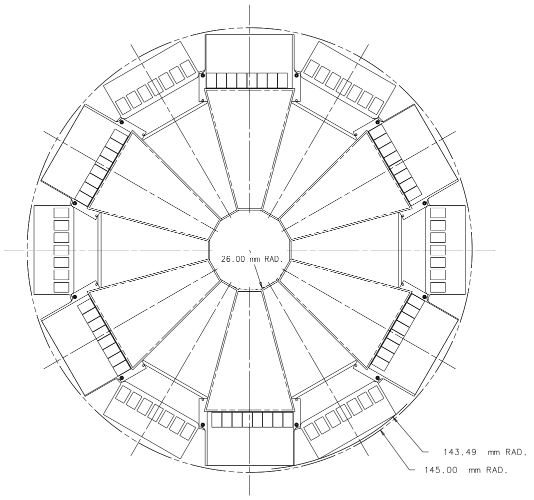


Figure 3.21: Vue dans le plan $r - \phi$ d'un disque F

Détecteur à fibres scintillantes (CFT)

Le CFT[16] [40] se trouve juste après le détecteur de vertex (Fig.3.19) et couvre la région $|\eta| \leq 2$. Il se compose de 8 cylindres concentriques de rayon allant de 19.5 à 51.5 cm. Chaque cylindre comporte deux couches de fibres scintillantes orientées parallèlement à l'axe z. Les deux couches d'un cylindre sont decalées l'une par rapport à l'autre d'un demi espace d'une fibre pour une couverture complète.

[16]Central Fiber Tracker

La lumière est lue par des photodétecteurs (VLPC[17]) très efficace et d'un grand gain. Le CFT contient 77 000 canaux.

La résolution spaciale d'un doublet de couches est estimée à $\sim 100\,\mu$m et l'efficacité de détection est de 99%. Le CFT jouera deux rôles essentiels. Avec le SMT, il permettra de reconstruire les traces et mesurer l'impulsion pour toutes les particules chargées. Il participera, deuxièment, au niveau 1 de déclenchement du détecteur de traces qui avec les niveaux 1 des autres détecteurs forment le niveau 1 de déclenchement de l'expérience.

Preshower (PS)

Bien que ne faisant pas partie du détecteur de traces, le PS peut lui être complémentaire comme il peut être complémentaire au calorimètre. Pour cette raison on peut le décrire avec les détecteurs de traces. Le PS [38] est constitué d'une partie centrale (CPS) (Fig.3.22), montée dans l'espace de 51 mm entre le cryostat du calorimètre central et le solénoïde à un rayon moyen de 72 cm, et de parties avant-arrière (FPS) (Fig.3.23) placées sur les cryostats des calorimètres avant et arrière.

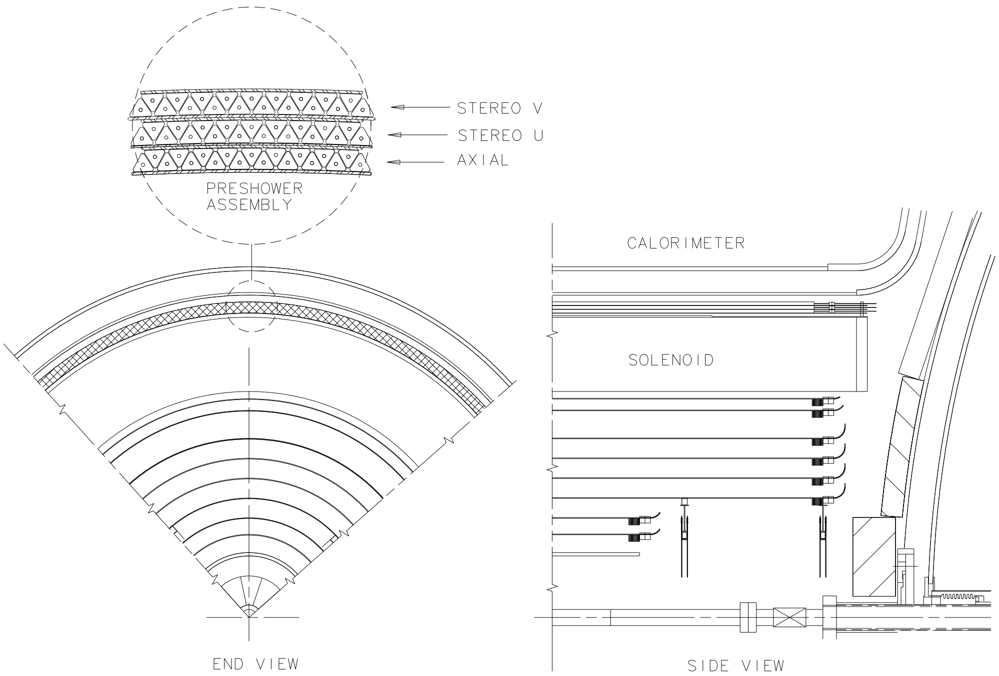


Figure 3.22: Vue transverse et de profile du preshower central

Le CPS couvre la région $|\eta| < 1.2$. Il est constitué de trois couches de scintillateurs et d'une plaque absorbante. Les pistes de la première couche rencontrée par les particules issues du vertex d'interaction sont axiales, les deux autres couches ont des pistes qui font $\sim \pm 23^o$ avec l'axe z. La plaque d'absorbeur (Plomb) et le solénoïde ont une epaisseur de

[17]Visible Light Photon Counter

deux longueurs de radiation (X_0), de 2 longueurs d'interactions. Chacune des couches, longues de 2.7 m, est divisée transversalement en 8 secteurs.

Le FPS couvre la région $1.4 < |\eta| < 2.5$. Il est composé d'une plaque d'absorbeur d'epaisseur de 2 longueurs de radiation placée entre deux couches, chacune ayant deux sous-couches de scintillateurs (voir Fig.3.23). Donc, longitudinalement, il y a 4 couches de scintillateurs sectionnées en 8 modules. Chaque module s'étend sur 45^o en ϕ, dont les 22.5^o sont des scintillateurs actifs et les 11^o de chaque coté sont utilisés par le support mécanique et la lecture. Les couches des modules sont décalées de 22.5^0 pour couvrir tout l'angle azimuthal.

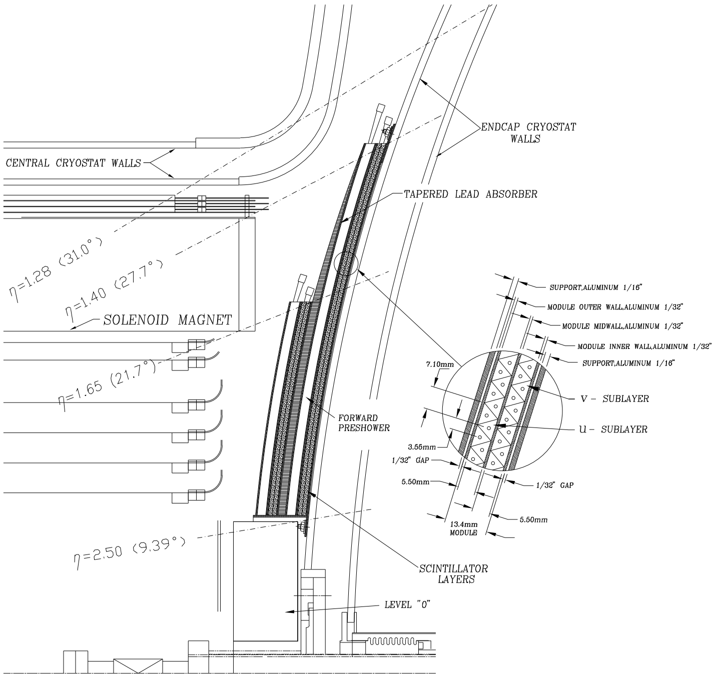


Figure 3.23: Vue de coté du PS avant. La structure des couches de scintillateurs est détaillée.

Le rôle du PS est de fournir une mesure précise (résolution de 1.4 mm pour des électrons de 10 GeV) de la trace et donc d'améliorer l'identification des électrons nécessitant une association de trace. En outre, des études avec le Monte Carlo ont montré qu'une utilisation adéquate du preshower peut améliorer la séparation γ/π_0. Le preshower est aussi utilisé pour corriger les pertes d'énergie dans le solénoïde (amélioration de la résolution en E pour l'électron) et dans le déclenchement au niveau 2.

3.4.2 Système à muons

Les améliorations du système à muon [38] sont montrées sur la figure 3.24. Dans la région centrale ($|\eta| < 1$) les trois couches (A, B et C) de PDT du Run I ont été gardées, mais le gaz a été changé. On utilise maintenant un mélange de 80% Ar, 10% CH_4 et 10% de

CF_4 qui permet un temps de dérive (de 450 ns) plus petit que celui du Run I (750 ns). Néanmoins, il reste que ce temps est supérieur au temps entre deux croisements de 396 ns du Run IIa. On a aussi placé deux couches de scintillateurs; une juste après le calorimètre et avant la couche A et l'autre à l'extérieur de la couche C. Ces scintillateurs d'un temps de réponse de 1.6 ns permettront de rejeter le bruit de fond de cosmiques.

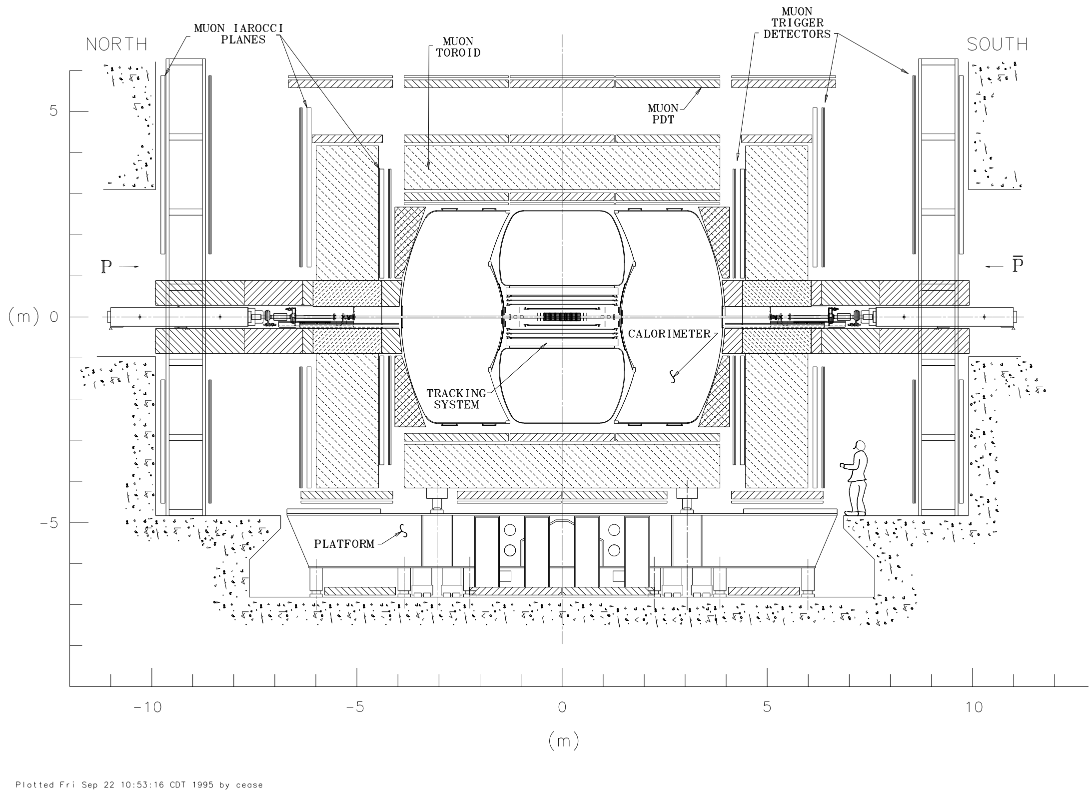


Figure 3.24: Amélioration du système à muons pour le Run II.

Dans les parties avant et arrière ($1 < |\eta| < 2$) les PDT sont remplacés par des MDT (Mini Drif Tubes). Comme pendant le Run I, il existe trois couches A, B et C (voir Fig.3.24). Le gaz utilisé est un mélange de 90% de CF_4 et de 10% de CH_4 permettant un temps de dérive de 60 ns bien dans l'interval de 132 ns (Run IIb). On a aussi monté sur les faces intérieures des couche A, B et C des couches de scintillateurs pour réduire le bruit et qui servent aussi pour le déclenchement au niveau 1. Ces couches sont arrangées dans le plan $r-\phi$ et segmentées en $\Delta\phi = 4.5^o$ et $\Delta\eta = 0.1$ (Fig.3.25). Le bruit de fond est encore réduit pour cette région du système à muon grâce à un nouveau blindage entourant le tube à vide dans les deux extrémités du détecteur [37].

3.4.3 Système de déclenchement

Le système de déclenchement du Run II est constitué de 4 niveaux: L0, L1, L2 et L3. Le niveau 0 (instrumental), comme au Run I, signale les interactions inélastiques et mesure

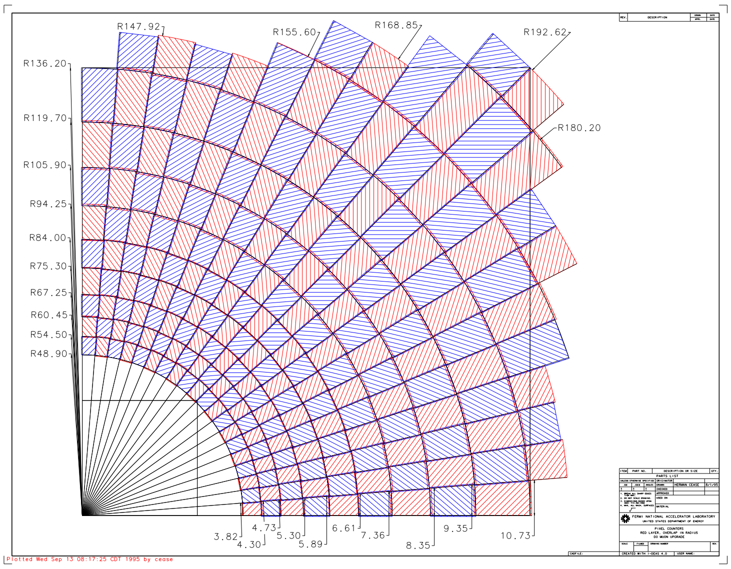


Figure 3.25: Un quadrant d'une couche de scintillateurs de la partie avant.

la luminosité.

Le niveau 1 est complètement nouveau puisque les détecteurs fournissant les informations sont nouveaux (SMT, CFT, CPS, etc.). Il donne une décision dans un laps de temps de quelques micro-secondes et réduit le taux d'événements de 7.5 MHz à 5-10 kHz.

Le niveau 2, aussi instrumental, vérifie la consistence des corrélations entre les informations du niveau 1. Il prend sa décision dans un temps de l'ordre de 100 μs et diminue le taux des événements à 1000 Hz.

Enfin, le niveau 3 est une amélioration directe de ce qui existait au niveau 2 du Run I. Il reconstruit l'événement en utilisant des algorithmes rapides et donne, si l'événement est accepté, l'ordre d'écriture sur les bandes dans un intervale de temps de 50 μs. Un taux de 10-20 événements par unité de temps sont attendus à la sortie de ce niveau.

Finalement un travail pour introduire le détecteur de vertex (SMT) dans le niveau 2 de déclenchement est en cours [41]. Ce déclenchement est important pour les analyses qui utilisent les vertex secondaires.

Chapitre 4

Recherche de la production de sleptons par $\not{R}_p$

La production de slepton peut être signée par un état final à deux muons et deux jets. Cet état a déjà été considéré de d'autres analyses de DØ, notamment dans la recherche du quark top et des leptoquarks [42, 43]. Dans le paragraphe suivant nous décrirons les critères d'identification des particules sur lesquels se base la sélection des événements.

4.1 Identification des particules

Deux sortes d'objets nous intéressent: les jets et les muons.

4.1.1 Identifications des jets

Le confinement des quarks ne leur permet pas de se propager librement et les force à former des particules singlets de couleur qui peuvent subir des fragmentations. Ce processus, d'hadronisation et de fragmentation, se manifeste par une gerbe d'énergie dans le calorimètre. Le dépôt d'énergie d'un jet de particules, issu d'un parton, est dominé par les interactions nucléaires avec la matière morte du détecteur. Par conséquent, une gerbe hadronique dépose la plupart de son énergie dans la partie hadronique du calorimètre. En revanche un électron ou un photon, qui interagissent de façon électromagnétique, tendent à déposer leur énergie dans les quelques premiers niveaux du calorimètre électromagnétique.

Dans la pratique, la définition d'un jet dépend de la technique employée pour le construire. L'algorithme de cône [44] est souvent utilisé. Il définit le jet dans le calorimètre comme étant l'énergie déposée dans un cône de rayon fixe, $\mathcal{R} = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$, dans l'espace (η, ϕ) et il procède en trois étapes: "preclusterisation" des tours, formation des jets de cône et comparaison de ces jets pour les assembler ou les séparer. Notons que cet algorithme n'exploite pas la segmentation en profondeur du calorimètre, puisque il utilise les tours et pas les cellules[1].

A partir de la liste des tours du calorimètre, ordonnées en E_T décroissant, l'algorithme prend la tour la plus énergique et lui associe les tours qui l'entourent (avec $|\Delta\eta| < 2$ et $|\Delta\phi| < 2$) et ayant un $E_T > 1\,GeV$. L'ensemble des tours obtenues forme un precluster. Cette procédure continue jusqu'à l'épuisement de toutes les tours. Il est évident que des preclusters peuvent avoir une ou plusieurs tours en commun. Une fois finie la preclusterisation, la formation des cônes des jets commence. Le centre de gravité des tours appartenant au precluster le plus énergique est calculé dans le plan (η, ϕ) en prenant comme poids l'énergie de la tour. Toutes les tours à l'intérieur d'un cône de rayon $\mathcal{R}$, autour de ce centre, sont associées au jet et leur centre de gravité est recalculé. Le jet est redéfini à partir du nouveau cône et ce processus continue jusqu'à la stabilisation du centre de gravité[2]. Le même processus est répété avec le precluster suivant et le jet qui en résulte est comparé avec le précédent. Si l'énergie transverse partagée entre les deux jets est plus grande que la moitié de l'énergie de l'un d'entre eux, alors les deux jets sont fusionnés. Dans le cas contraire, ils restent séparés et l'énergie de chaque cellule partagée va au jet le plus proche. Cette procédure continue jusqu'à l'association de tous les preclusters à des jets.

Une fois la formation des jets finie, leurs variables cinématiques sont calculées. Les composantes de l'énergie et l'énergie transverse sont définies par:

$$\begin{aligned} E^{jet}_{x,y,z} &= \sum_{tours} E^{tours}_{x,y,z} \\ E^{jet}_T &= \sum_{tours} E^{tours}_T . \end{aligned}$$

Les composantes de l'énergie de chaque tour sont calculées par rapport au vertex primaire trouvé par le programme de reconstruction. Finalement, les angles du jet sont calculés à partir des composantes de l'énergie:

$$\begin{aligned} \phi^{jet} &= \arctan(\frac{E_y}{E_x}) \\ \theta^{jet} &= \arcsin(\frac{E_z}{\sqrt{E_x^2+E_y^2+E_z^2}}) \\ \eta^{jet} &= -\ln[\tan(\frac{\theta^{jet}}{2})]. \end{aligned}$$

Évidement certains des jets ainsi construits peuvent provenir des clusters produits par des électrons ou des photons et qu'il faudrait distinguer des jets issus de quarks ou gluons. Pour cela, il est demandé qu'un jet soit séparé d'un électron (photon) identifié[3] d'une distance dans le plan (η, ϕ) supérieure à 0.2.

[1] La tour a été définie au chapitre 3 comme étant l'ensemble des cellules dans une direction (η, ϕ) donnée.

[2] Le processus s'arrête lorsque la distance dans le plan (η, ϕ) entre les deux derniers centres de gravité trouvés est inférieure à 0.01, ou lorsque le nombre itérations dépasse un certain nombre mis pour éviter une boucle infinie.

[3] Des critères d'identification d'électron et de photon existent.

La procédure décrite plus haut pour reconstruire et mesurer l'énergie d'un jet doit être complétée par plusieurs corrections qui tiennent compte de différentes sources causant une mesure erronée de l'énergie. Ces corrections supposent que l'énergie transverse *vraie* et l'énergie transverse *mesurée* sont liées par la relation suivante [45]:

$$E_T^{mesurée} = R_{had}(E_T, \eta, EMF) E_T^{vraie}(1 + C(E_T, \eta)) + U + N + Z$$

où R_{had} est la réponse hadronique du calorimètre, EMF la fraction d'énergie électromagnétique, C la fraction d'énergie à l'extérieur du cône, U la contribution de l'événement sous-jacent, N la contribution du bruit d'électronique et d'uranium et Z l'erreur systématique résultant de la procédure de suppression zéro[4].

Les corrections relatives à U et N sont déterminées en utilisant les événements de biais minimum sélectionnés par les scintillateurs du niveau 0 de déclenchement qui prédisent à peu près le nombre d'interactions dans un événement [46],[47]. La différence en énergie entre des cellules d'un événement à deux interactions et celles d'un événement à une interaction sont utilisées pour estimer l'effet des événements sous-jacents: $\frac{d^2U}{d\eta d\phi} = 0.310 + 0.034\eta$. Le résultat obtenu est utilisé avec des événements à une interaction pour déduire le bruit: $\frac{d^2N}{d\eta d\phi} = 0.196$. L'influence de la procédure de suppression zéro est obtenue en étudiant le décalage des cellules qui ne contiennent aucun dépôt d'énergie. La valeur de la correction Z ainsi estimée est: $\frac{d^2Z}{d\eta d\phi} = 1.44 \sin\theta$.

La correction due aux variations de la réponse du calorimètre à la partie hadronique d'un jet, R_{had}, est estimée en utilisant la technique de la balance en énergie transverse. Cette technique consiste à balancer les moments transverses d'un événement à deux objets seulement, où un objet est supposé avoir une composante électromagnétique dominante (objet bien mesuré) tandis que l'autre objet est supposé avoir une composante hadronique dominante. Le facteur R_{had} est donné par:

$$R_{had}(E_T, \eta, EMF) = 1 + \frac{\overrightarrow{\not{E}}_T . \overrightarrow{E}_T^{elec}}{(E_T^{elec})^2}$$

où $\overrightarrow{\not{E}}_T$ est le vecteur énergie transverse manquante et $\overrightarrow{E}_T^{elec}$ est le vecteur énergie transverse de l'objet à composante électromagnétique dominante.

L'effet de la taille du cône utilisée est estimé en utilisant des événements Monte Carlo. Le résultat pour un cône de 0.5 est de $C \sim 0.03$ pour des petites énergies et devient très faible pour des énergies croissantes.

Finalement, des coupures dédiées à la réduction du bruit de fond des jets sont imposées:

- $E_T \geq 8\,GeV$
- $|\eta_{jet}| < 2.5$
- 0.05 < EMF < 0.95. Cette coupure élimine les jets de photon ou d'électron ainsi que ceux produits par les cellules chaudes.

[4]Une soustraction est appliquée sur le signal enregistrée par une cellule pour tenir compte du bruit de l'électronique.

- Un jet ne dépose qu'une petite fraction de son énergie dans la partie extérieure du calorimètre hadronique (CH: Coarse Hadronique). Donc un jet ayant la majorité de son énergie dans cette partie est probablement du bruit ou du dépôt d'énergie dû au Main Ring. La coupure suivante tient compte d'un tel cas: CHF < 0.40, où CHF est la fraction d'énergie déposée dans la couche hadronique moins fine.

- Une coupure sur les cellules chaudes est destinée à réduire l'effet de l'activité d'uranium et d'empilement.

Des détails concernant la résolution des mesures des énergies des jets peuvent être obtenus de la référence [48].

4.1.2 Identification des muons

Les informations obtenues à partir des chambres à muons, du calorimètre central et du détecteur de traces sont utilisées pour construire des candidats muons. Ensuite, un algorithme dit "d'ajustement global" [49] utilise sept variables caractérisant une trace et une méthode de moindre carré pour calculer sa direction et son impulsion [50]. Les variables utilisées sont:

- quatre variables décrivant la position et l'angle de la trace avant le calorimètre,
- deux variables prenant en compte le changement de direction du muon dû aux interactions multiples dans le calorimètre,
- l'inverse de l'impulsion, $1/p$.

Ces sept variables sont ajustées à seize points de données:

- deux décrivant la position du vertex, fournies par le détecteur de vertex (VTX) et le détecteur de trace (CDC et FDC),
- quatre décrivant, si elle existe, la trace dans le détecteur de traces central,
- deux angles tenants compte des interactions multiples dans le calorimètre,
- quatre décrivant la position et l'angle de la trace dans la couche A,
- quatre décrivant la position et l'angle de la trace dans les couches B et C.

Cet ajustement ne tient pas compte ni du déplacement latéral dû aux interactions multiples dans le calorimètre ni des interactions multiples dans les aimants toroidaux. Une fois l'impulsion du muon est déterminée, une correction basée sur le Monte Carlo est appliquée pour tenir compte des pertes d'énergie dans le calorimètre.

Pour lutter contre différentes sources de bruit qui peuvent simuler le passage d'un muon dans les détecteurs on impose sur les traces les critères suivants [51]:

- la trace doit être entièrement contenue dans le système de chambres à grand angle (WAMUS). On distingue deux parties d'efficacités différentes: la partie centrale CF ($|\eta| < 1.0$) et la partie avant EF ($1.0 < |\eta| < 1.7$).

- $P_T^\mu > 5\,GeV$.

- Pour chaque trace le programme de reconstruction fait des tests sur le nombre de plans de chambres touchés, les coups résiduels[5] et les paramètres d'impact. On demande que le nombre de tests que la trace ne satisfait pas soit inférieur à 1 pour la partie central et égal à 0 pour la partie avant.

- Un muon traversant le calorimètre dépose entre 1 et 3 GeV de son énergie. Un algorithme d'identification de ces traces existe dans le programme de reconstruction de DØ (The MTC Package: Muon Tracking in the DØ Calorimeter [52]). Les coupures suivantes sont imposées sur la trace trouvée par ce programme:

  - HFrac = 1 ou (Hfrac > 0.6 et EFracH1 = 1) pour la partie centrale. HFrac = 1 ou (Hfrac > 0.7etEFracH1 = 0) pour la partie avant.
  - $E_{cal}^{1NN} > 0.5\,GeV$ pour CF et $E_{cal}^{1NN} > 1.0\,GeV$ pour EF.
  - $\Delta R_{\mu MTC} < 0.2$.

  où Hfrac est la fraction d'énergie hadronique utilisée dans l'ajustement de la trace, EFracH1 est la fraction de l'énergie de la trace dans une grille 3×3 de la couche H1, E_{cal}^{1NN} est l'énergie de la trace trouvée dans les cellules touchées et autour (à plus proche voisin près) et $\Delta R_{\mu MTC}$ est la distance entre le muon et la trace trouvée dans le calorimètre.

- On demande un paramètre d'impact, dans le plan $r - \phi$ de moins de 25 cm. Cette coupure est destinée à rejeter certains des muons cosmiques.

- La coupure contre les muons cosmiques: un muon cosmique qui passe à travers le détecteur en coïncidence avec un croisement et qui remplit les conditions de déclenchement peut causer l'enregistrement de l'événement. Pour rejeter de tels événements, reconstruits comme deux muons dos à dos, on demande que $|\Delta\phi_{\mu\mu}| < 160^0$ et $|\Delta\eta_{\mu\mu}| < 0.5$, où $\Delta\phi_{\mu\mu}$ et $\Delta\eta_{\mu\mu}$[6] représentent les différences en direction entre les deux muons les plus énergiques.

Les efficacités de ces coupures d'identification sont données dans le tableau 4.1. Durant les périodes de fonctionnement le gaz des chambres de muons se déposait sur les fils ce qui entraînait une mauvaise sensibilité. Cette dégradation était plus importante dans la partie avant puisque les chambres étaient déjà inefficaces. Il a été découvert qu'une surtension permet d'éjecter ce gaz et de gagner en efficacité. Cette opération est connue sous le nom de "zapping" et s'est déroulée pendant le run 89 000. Les efficacités sont obtenues de l'analyse leptoquark [53] et de l'analyse $Z\gamma \to \mu\mu\gamma$ [54] et sont confirmées par les données $Z \to \mu\mu$.

[5] Les coups non attribués aux traces.

[6] $\Delta\eta_{\mu_1\mu_2} = \eta_{\mu_1} + \eta_{\mu_2}$

Région du détecteur	Efficacité pre-zap (%)	Efficacité post-zap (%)
CF	84	94
EF	-	91

Table 4.1: Efficacités d'identification des muons

4.1.3 Efficacités de déclenchement

L'efficacité de déclenchement est estimée en utilisant le programme de simulation TRIGSIM [55] qui simule le niveau 0 et le niveau 1. L'efficacité de déclenchement est de 71% pour un muon central et de 50% pour un muon non central [53]. Ces efficacités sont confirmées par les données Z$\rightarrow$ $\mu\mu$.

4.2 Sélection des données

L'analyse présentée dans cette thèse utilise des données sélectionnées par les critères de déclenchement nommés MUONS-JETS-XXX et DIMUON-JETS-XXX. Les principales conditions de déclenchement sont un muon et un jet de grand P_T ($\geq$ 15 GeV) pour le premier et deux muons de grand P_T pour le second. Ces données correspondent à une luminosité intégrée de 94 pb^{-1} (Run 1B/C).

L'application des critères d'identification exposés dans le paragraphe précédent sur les événements retenus par les triggers ci-dessus nous conduit à 4580 événements. Comme le montre le tableau 4.2, la plupart de ces événements ne contiennent qu'un seul muon et ne nous intéressent donc pas.

Coupures	nombre d'événement
Preselection	4580
$N_{jets} \geq 2$	2595
$N_\mu \geq 2$	71

Table 4.2: Nombre d'événements sélectionnés dans les données. La présélection consiste à appliquer les coupures d'identification de particules

Les événements sélectionnés dans ce paragraphe peuvent être le résultat, en plus d'une hypothèse de signal, de plusieurs processus d'origine physique ou d'origine instrumentale. Dans la suite on discute comment on estime la contribution de chacun d'entre eux.

4.3 Traitement du signal

La topologie du signal est simulée par le générateur SUSYGEN [56, 57, 58]. Plusieurs points de l'espace des paramètres du modèle mSUGRA ont été considérés avec une statistique de 20 000 événements par point. Néanmoins pour optimiser les coupures de sélection un point typique, appelé point de référence, est étudié en détail. Ce point est caractérisé par: $m_0 = 200\,GeV$, $m_{1/2} = 243\,GeV$, $\tan\beta = 2$ et $\mathrm{sign}(\mu) = -1$ où on a choisi des grandes valeurs de m_0 et $m_{1/2}$. Les masses des particules qui nous intéressent en ce point sont: $m_{\tilde{\nu}} = 263\,GeV$, $m_{\tilde{\mu}} = 269\,GeV$, $m_{\chi_1^\pm} = 206.5\,GeV$, $m_{\chi_1^0} = 102.4\,GeV$. Les sections efficaces sont: $1.12\,pb$ et $3.34\,pb$ ($\lambda'_{211} = 0.09$) pour la production du $\tilde{\nu}_\mu$ et $\tilde{\mu}$, respectivement. Cette dernière est la somme des sections efficaces de deux canaux: le premier canal est la désintégration du smuon en muon et neutralino ($1.71\ pb$), tandis que le deuxième canal est la désintégration du smuon en neutrino et chargino ($1.63\ pb$). La contribution de ce dernier est cependant négligeable. En effet, comme le montre la figure 4.1, le simple fait de demander deux muons de $P_T \geq 15\,GeV$ au niveau générateur réduit considérablement la contribution de ce canal par rapport au autres. En outre, si on demande deux jets d'énergie transverse d'au moins $15\,GeV$ cette contribution ne constitue que 5% du total du signal. Par conséquent ce canal ne sera plus considéré dans la suite. En se plaçant au point de référence, on a généré environ 70 000 événements pour le sneutrino muonique et environ 114 000 pour le smuon.

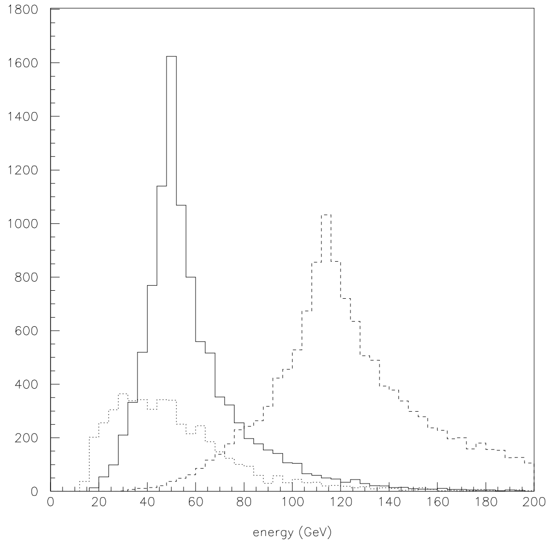


Figure 4.1: P_T du muon le plus énergique pour les trois canaux du signal. Ligne pleine: la production sneutrino, en tiret: le smuon en muon et neutralino et en pointillé: le smuon en neutrino et chargino. Les ordonnées représentent le nombre dévénements. Deux muons de P_T d'au moins 15 GeV sont demandés dans l'état final.

4.4 Traitement de bruit de fond

Le bruit de fond instrumental apparait lorsqu'un processus physique simule l'état final qui nous intéresse à cause d'une mauvaise identification ou une mauvaise mesure. Il peut se passer par exemple qu'un muon dans un jet apparait comme un muon isolé ou un jet déborde le calorimètre et simule un muon. Dans un tel cas, des processus tel que $W \to \mu\nu + jets$, $Z \to \tau\tau \to \mu + jets$ et des processus de QCD peuvent donner un état final de deux muons et deux jets. Cependant, ce genre de bruit de fond a été estimé négligeable [43, 54] et on ne considère donc que le bruit d'origine physique. En outre, seuls les processus menant à un état final comprenant au moins deux muons et deux jets sont présentés, par ordre d'importance.

4.4.1 $\mathbf{Z} \to \mu\mu$

La section efficace du processus Z$\to$ $\mu\mu$ + jets dont un graphe de Feynman est représenté (Fig.4.2) est de 209 pb [59]. Les muons étant produits par la désintégration d'une particules massive ont généralement une grande impulsion transverse. Ce processus doit contribuer

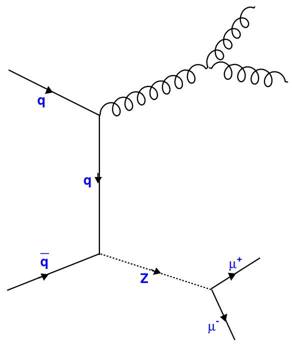


Figure 4.2: Graphe de Feynman de la production de Z + jets.

de façon non négligeable. Néanmoins, les deux jets, qui ne pouvent venir que de radiations dans l'état initial, ils possèdent en général une faible énergie transverse. Ceci nous permet de supprimer considérablement ce bruit de fond. Pour estimer sa contribution, ce processus a été généré en utilisant le générateur VECBOS[7] [60] interfacé avec ISAJET [61]. Un grand nombre[8] d'événements ($\sim$ 460 000) est produit en demandant deux jets au niveau du générateur. La section efficace pour ce processus inclusif décroît rapidement avec l'augmentation du nombre de jets requis. Elle est estimée pour deux jets de P_T de plus de 10 GeV à $9.7 \pm 0.9\,pb$ [43].

4.4.2 $t\bar{t} \to \mu\mu\ X$

La production de paires $t\bar{t}$ (cf. Fig.4.3) a été largement étudiée au Tevatron et sa section efficace mesurée à $5.9 \pm 1.7\,pb$ [62]. Le top étant la particule la plus massive du Modèle Standard, il peut donner des muons et des jets très énergiques. Toutefois, les muons sont fréquemment produits très proches d'un jet, et une coupure sur leur isolation réduit de

[7] VECBOS, générateur de bosons vectoriels, génère seulement les quadrivecteurs des partons. D'où la nécessité d'une interface (ISAJET par exemple) pour simuler l'hadronisation et la fragmentation.

[8] On a besoin d'un grand échantillon parce qu'on utilise un réseau de neurones qui nécessite un grand nombre d'événements pour l'entrainement.

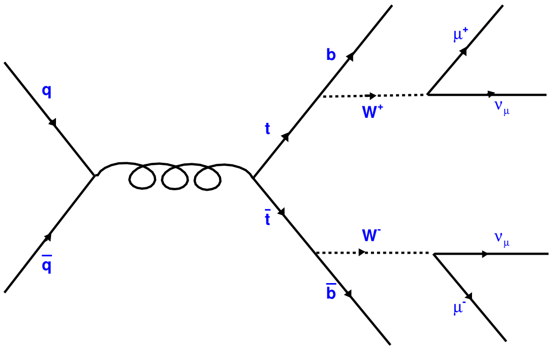


Figure 4.3: Graphe de Feynman de la production de paires $t\bar{t}$.

beaucoup la contribution de ce processus. En utilisant PYTHIA 5.7 [63], environ 500 000 événements $t\bar{t}$ ont été générés avec une masse du top de 175 GeV. Cela représente des milliers de fois la luminosité enregistrée par DØ (voir le tableau 4.3).

4.4.3 WW $\rightarrow \mu\nu_\mu \ \mu\nu_\mu$

Un grand nombre d'événements $p\bar{p} \rightarrow$ WW $\rightarrow \mu^+\mu^- \ X$ sont générés en utilisant PYTHIA 5.7. Ce processus (Fig.4.4) ne bénéficie pas d'une section efficace importante: PYTHIA donne 0.1 pb. En outre, les jets présents dans de tels événements, étant produits par

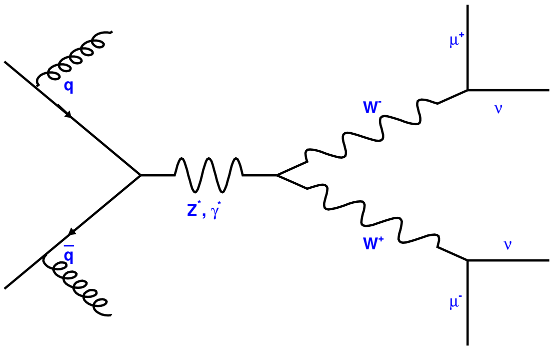


Figure 4.4: Production de la paire WW.

radiation dans l'état initial, sont de faibles énergies transverses. Par conséquent, on s'attend à une faible contribution de ce bruit.

4.4.4 Z$\rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu$, Drell-Yan $\rightarrow \mu\mu$

Pour estimer le nombre d'événements Z $\rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu X$ on a utilisé un échantillon de 109 000 événements générés par HERWIG 5.7 [64]. La section efficace de ce processus[9]

[9] La section efficace de $p\bar{p} \rightarrow Z \rightarrow \tau\tau$ est de 209 pb. Le rapport d'embranchement de $\tau\tau \rightarrow \mu\mu X$ est de 3.1%.

est de 6.5 *pb*. Moins de 0.01 événement est attendu de ce processus[10]. La contribution du Drell-Yan $\rightarrow \mu\mu$ est évaluée à partir d'un échantillon de 100 000 événements produits par le générateur PYTHIA. Une coupure sur la masse invariante des deux muons est utilisée au niveau de la génération. La section efficace, donnée par PYTHIA et mesurée avec les données [65], est d'environ 64 *pb*. La contribution de ce processus est aussi de moins de 0.01 événement. Nous ne considérerons pas ces deux processus d'avantage.

Le tableau 4.3 résume les propriétés des échantillons du signal et du bruit de fond présentés ci-dessus.

Processus	$\sigma(pb)$	Nb d'événements MC	$\mathcal{L}$ équivalente (fb^{-1})	Générateur
$\tilde{\nu}_\mu$	1.1	69 683	62	SUSYGEN
$\tilde{\mu}$	1.7	114 683	67	SUSYGEN
Z$\rightarrow \mu\mu$	9.7	456 154	47	VECBOS-ISAJET
$t\bar{t}$	5.9	500 000	85	PYTHIA
WW$\rightarrow \mu\mu X$	0.1	333 872	3 340	PYTHIA
Z$\rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu X$	6.5	109 000	17	HERWIG

Table 4.3: Propriétés des échantillons des processus de signal et de fond.

4.5 Simulation de la réponse du détecteur

Pour simuler la réponse du détecteur aux différents types de particules, on a utilisé le programme de simulation rapide QSIM (quick simulation). Les efficacités de détection des muons (incluant la géométrie du détecteur) sont tabulées dans des histogrammes à deux dimensions (η , ϕ), appelés histogrammes de reconstruction [66]. Ces efficacités ont été estimées à partir de la simulation complète. Il existe des histogrammes pour chacune des deux périodes de fonctionnement: avant et après le "zapping".

La résolution sur l'impulsion du muon est paramétrisée dans QSIM par (p en GeV):

$$\sigma(1/p) = \sqrt{0.18(p-2)/p^2 + 0.003}.$$

Cette paramétrisation a été ajustée sur des événements Z$\rightarrow \mu\mu$. La reconstruction des jets est réalisée par la routine D0PJET où un cône de rayon 0.5 est utilisé. La résolution sur l'énergie transverse des jets est paramétrisée par (E_T en GeV):

$$\sigma(E_T) = \sqrt{1.451^2 + 0.440^2\, E_T + 0.913^2\, E_T^2}.$$

Pour vérifier que QSIM reproduit correctement la simulation complète, on a procédé à une comparaison avec celle-ci. Environ 2 000 événements du signal générés par SUSYGEN ont été procédés par la chaîne de simulation complète et le programme de reconstruction: D0GEANT3.15, SHOWERLIB, MUSMEAR, et D0RECO 12.21. Le même

[10]Cette estimation est obtenu après les coupures de l'analyse séquentielle (voir le chapitre suivant)

lot d'événements est simulé par QSIM. Le résultat de la comparaison est montré sur les figures 4.5, 4.6 et 4.7. La simulation complète et la simulation par QSIM sont en bon accord. Le trou qu'on voit dans les distributions en ϕ des muons correspond à la région non instrumentée du support du calorimètre central.

Les événements qui ont servis pour la comparaison obéissent a la sélection suivante:

- $P_T^{\mu} \geq 20GeV$
- $|\eta_{\mu}| < 1.7$
- $E_T^{jet} \geq 20GeV$
- $|\eta_{jet}| < 2.5$

D'un autre côté, une comparaison entre le bruit de fond simulé par QSIM et les données est présentée sur les figures 4.8 et 4.9. Les variables de cette comparaison sont celles qui seront utilisées dans l'analyse avec réseau de neurones présentée dans le chapitre suivant. L'accord est acceptable dans la limite de la statistique disponible. Le décalage dans le pic de la masse invariante des deux muons est dû à la mauvaise résolution sur l'impulsion des muons[11].

[11]Ce décalage a été observé dans d'autres analyses, par exemple celles sur la production du Z [67, 68]

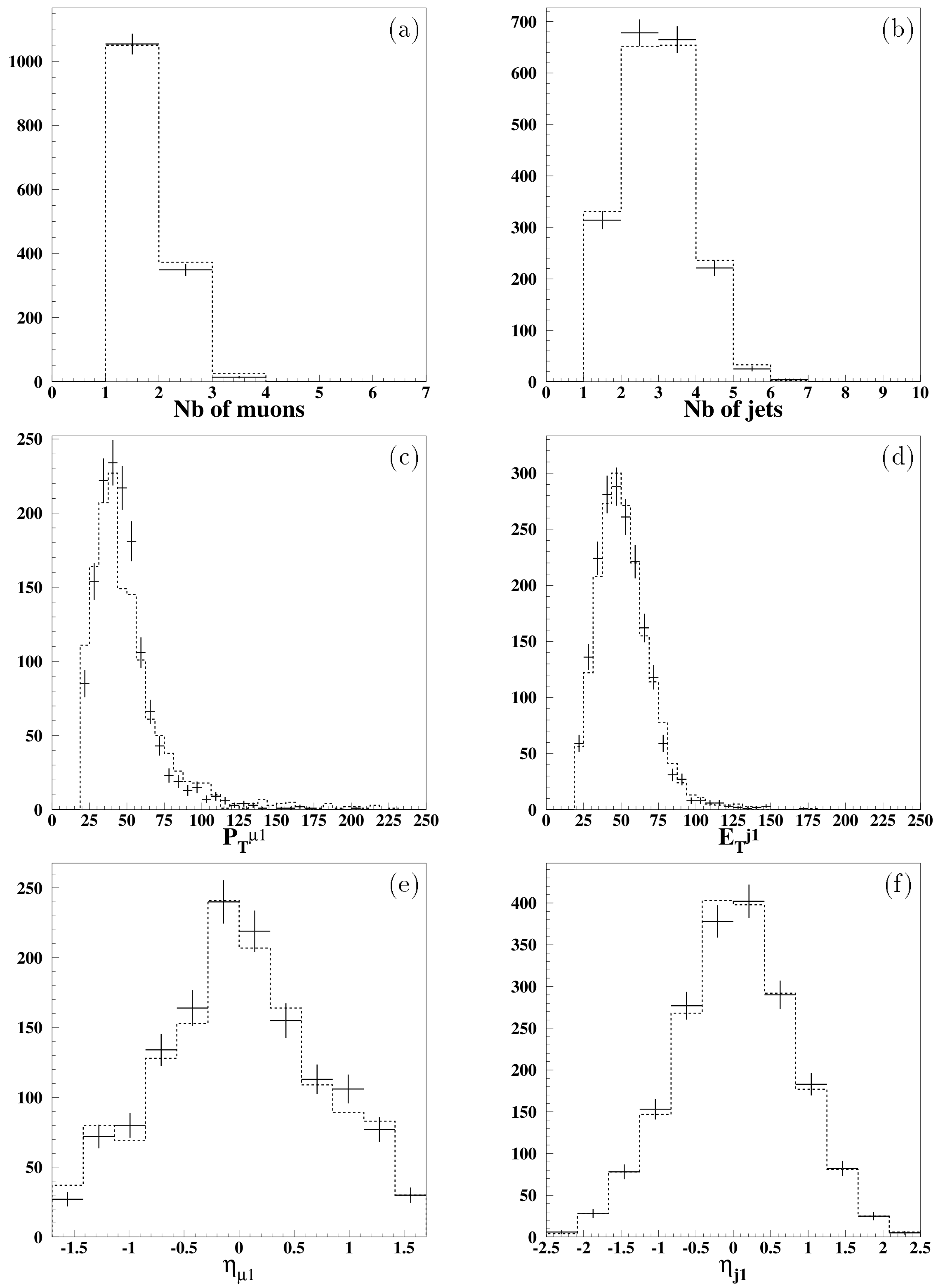


Figure 4.5: Comparaison entre QSIM (points avec barre d'erreur) et la simulation complète (histogramme). Les variables suivantes sont présentées: (a) nombre de muons, (b) nombre de jets, (c) P_T du premier muon, (d) E_T du premier jet, (e) pseudorapidité du premier muon, (f) ls pseudorapidité du premier jet. Les ordonnées représentent le nombre d'événements.

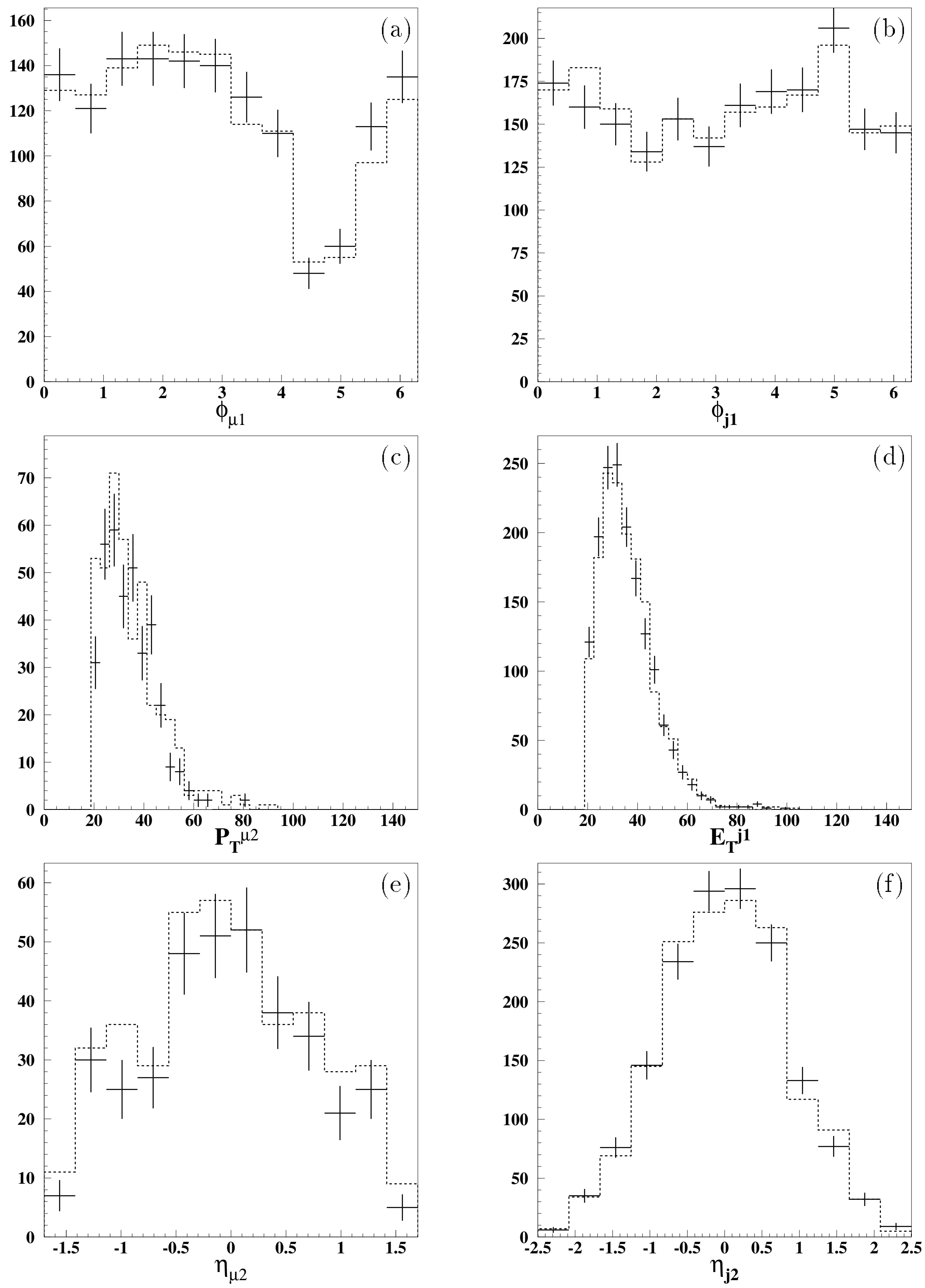


Figure 4.6: Comparaison entre QSIM (points avec barre d'erreur) et la simulation complète (histogramme). Les variables suivantes sont présentées: (a) ϕ du premier muon, (b) ϕ du premier jet, (c) P_T du deuxième muon, (d) E_T du deuxième jet, (e) pseudorapidité du deuxième muon, (f) pseudorapidité du deuxième jet. Les ordonnées représentent le nombre d'événements.

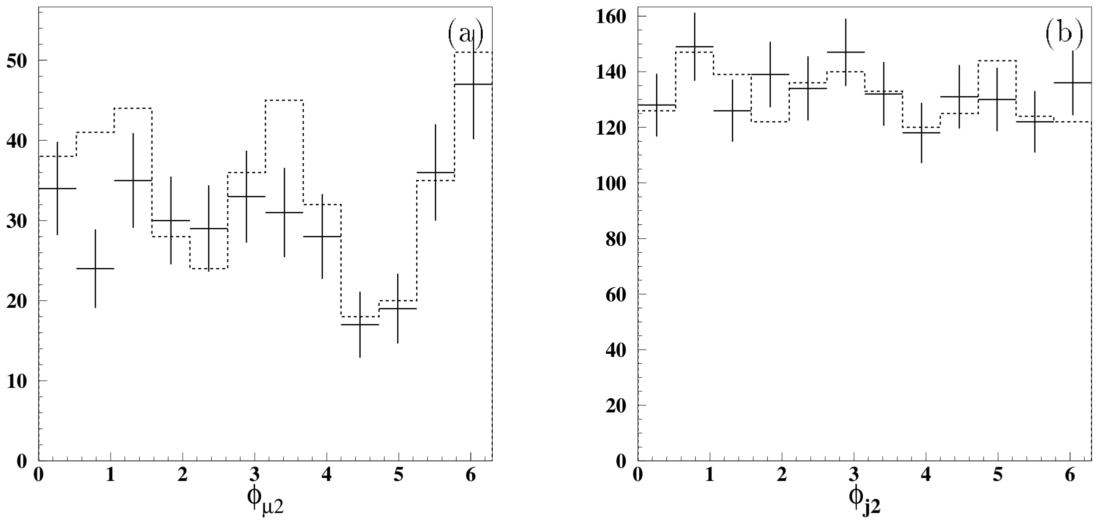


Figure 4.7: Comparaison entre QSIM (points avec barre d'erreur) et la simulation complète (histogramme): (a) ϕ du deuxième muon, (b) ϕ du deuxième jet. Les ordonnées représentent le nombre d'événements.

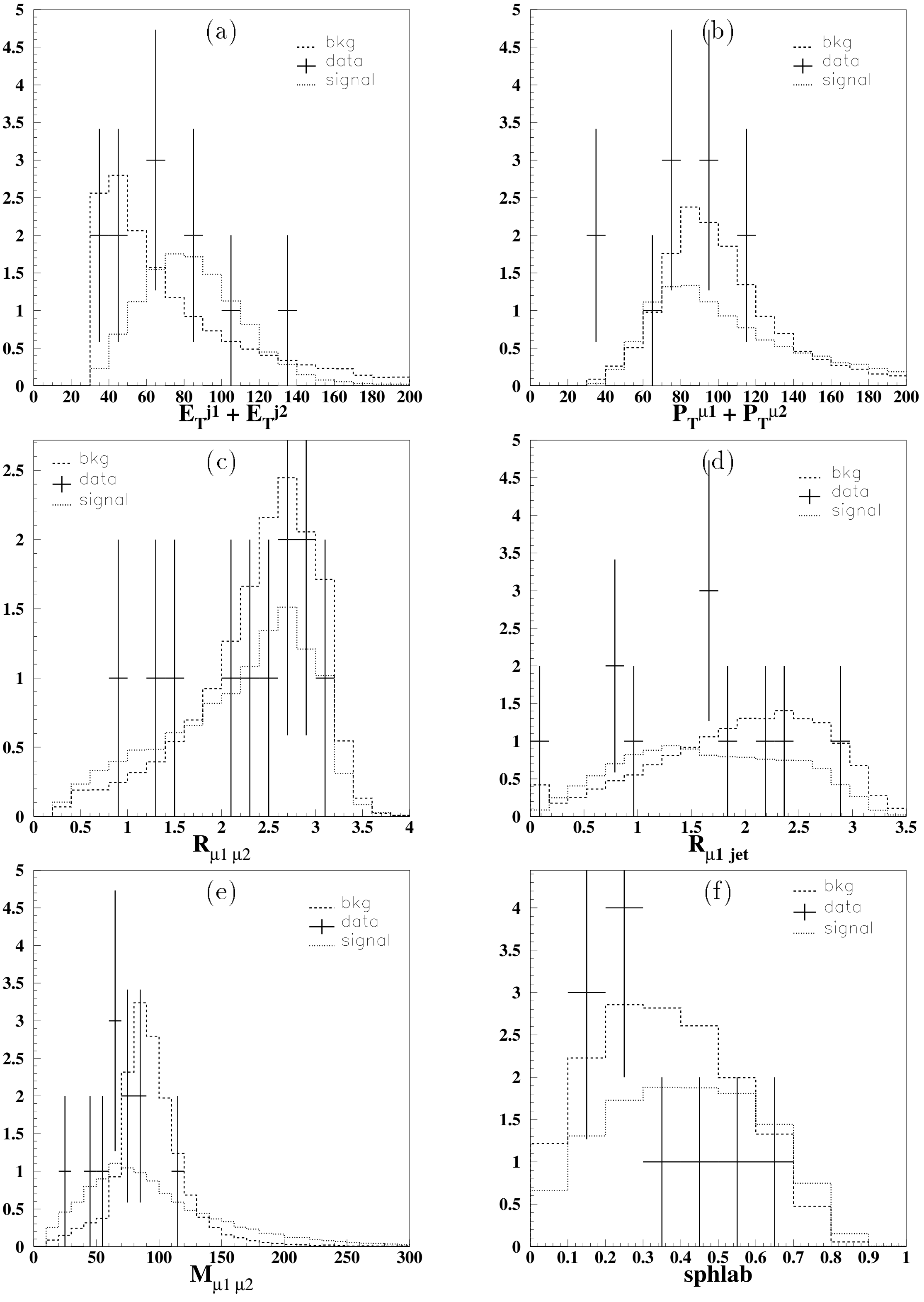


Figure 4.8: Comparaison entre le bruit de fond simulé par QSIM et les données: (a) somme des E_T des deux premiers jets, (b) somme des P_T des deux premiers muons, (c) distance dans le plan (η, ϕ) entre les deux premiers muons, (d) distance entre le premier muon et son plus proche jet, (e) masse invariante des deux premiers muons, (f) sphéricité dans le repère du laboratoire (voir le chapitre suivant pour la défintion). Les ordonnées représentent le nombre d'événements.

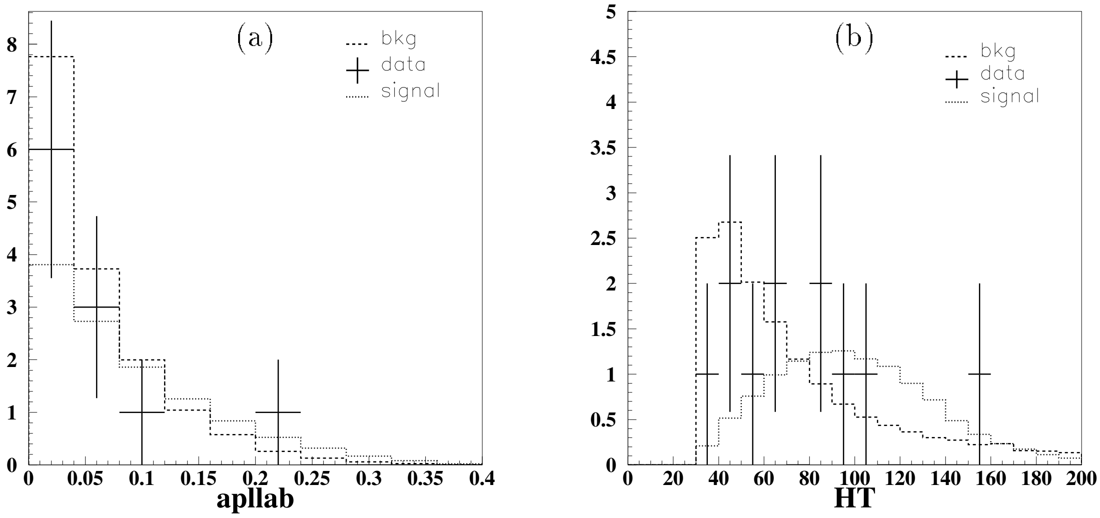


Figure 4.9: Comparaison entre le bruit de fond simulé par QSIM et les données: (a) aplanarité dans le repère du laboratoire (voir le chapitre suivant pour la défintion.), (b) somme des énergies des jets de $E_T \geq 15\, GeV$.

Chapitre 5

Analyses

Dans ce chapitre, nous présentons les différentes coupures utilisées pour séparer le signal des bruits de fond. Deux types d'analyses ont été menées sur deux points, dans l'espace des paramètres du modèle mSUGRA, dits de référence: une analyse séquentielle et une analyse avec un réseau de neurones. Les caractéristiques des points de référence choisis sont données dans le tableau 5.1. Le premier point est choisi dans la région des grandes valeurs de m_0 et $m_{1/2}$, tandis que le deuxième est dans la région des petites valeurs.

Points	m_0	$m_{1/2}$	$\tan(\beta)$	sign(μ)	$m_{\tilde{\nu}_\mu}$	$m_{\tilde{\mu}}$	$m_{\chi_1^0}$	$m_{\chi_1^\pm}$	$m_{\tilde{d}}$	$m_{\tilde{g}}$	λ'_{211}
1	200	243	2	-1	263	269	102	206	609	723	0.09
2	130	100	2	-1	142	154	46	97	277	289	0.09

Table 5.1: Les points de référence du modèle mSUGRA. Les masses sont en GeV

5.1 Analyse séquentielle

Le fait que les particules supersymétriques recherchées ici soient lourdes entraîne que les jets et les muons de l'état final soient énergétiques. Il est donc naturel de penser à mettre des coupures sévères sur les variables d'énergie correspondantes. Toutefois, dans les bruits de fond aussi interviennent des particules massives telles que le W, le Z et le quark top. Couper sur les impulsions transverses du muon et du jet les plus énergétiques ("premier" muon et "premier" jet) n'altère que peu le signal et le bruit de fond, sauf pour le Z où le jet vient des radiations dans l'état initial. En fait, ne sont efficaces que les coupures sur l'impulsion et l'énergie transverses du second muon et second jet. En effet, comme le montre la figure 5.1-(a), le fait de couper à 20 GeV sur l'impulsion du second jet réduit considérablement la contribution du Z. Un effet similaire pour le fond $t\bar{t}$ (cf. Fig.5.1-(b)) est remarqué lorsqu'on applique une coupure à 20 GeV sur l'impulsion transverse du second muon. Une coupure de 15 GeV a été imposée à la génération des événements sur les P_T (E_T) des muons (jets).

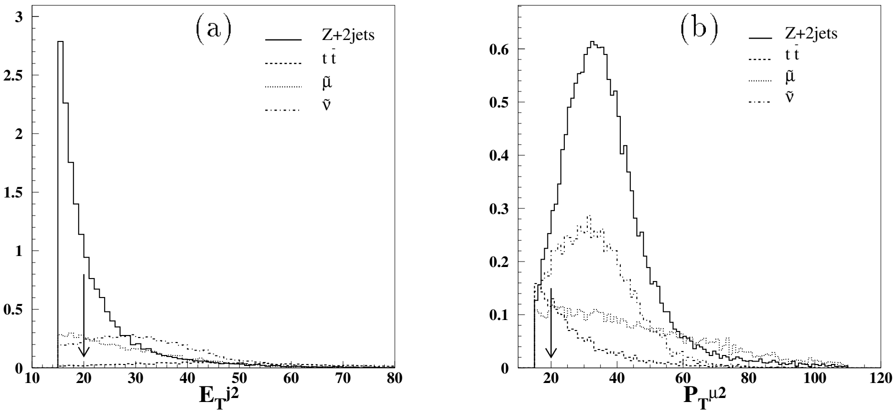


Figure 5.1: Impulsion (a) et énergie transverses (b) du second muon et second jet pour le signal et le bruit de fond. Le nombre d'événements (sur l'axe des ordonnées) est normalisé à la luminosité des données. La coupure est indiquée par une flèche.

Le fond WW qui n'est pas représenté sur ces figures par souci de clarté, est supprimé, en plus de la coupure sur le E_T du deuxième jet, par sa petite section efficace. Sa contribution est négligeable devant les autres contributions.

Néanmoins on coupe aussi sur l'énergie et l'impulsion transverses du premier jet et du premier muon. Ces coupures sont motivées, en plus de l'effet sur le fond Z, par le besoin de s'affranchir des bruits instrumentaux, des mauvaises identifications et avoir des objets bien mesurés. Les variables correspondantes sont représentées sur la figure 5.2.

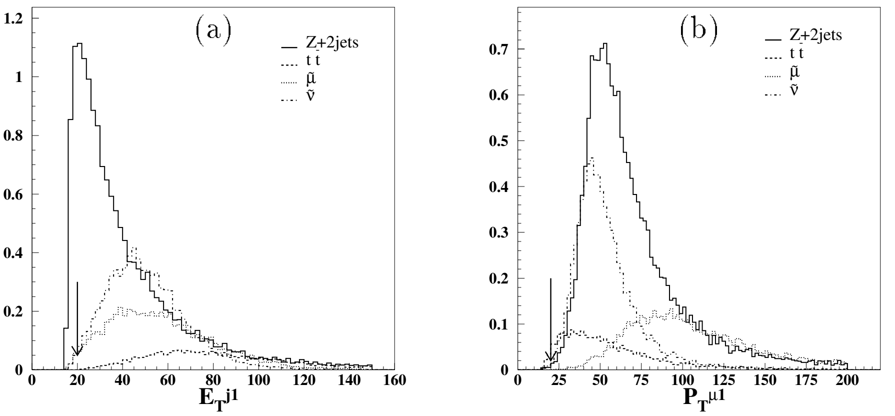


Figure 5.2: Impulsion (a) et énergie transverses (b) du premier muon et du premier jet.

Les figures présentées ci-dessus correspondent au premier point de référence, c'est à dire celui qui représente la région des grands m_0 et $m_{1/2}$. Comme on l'a déjà remarqué, c'est dans cette région qu'on s'attend à avoir l'efficacité la plus grande sur le signal. En revanche, cette efficacité baisse dans la région des petites valeurs de m_0 et $m_{1/2}$, et donc le seul effet des coupures décrites ci-dessus sur le deuxième point de référence est de rejeter d'avantage de signal. On serait alors tenté de baisser les valeurs des coupures pour augmenter l'efficacité en ce point. Cependant, le rapport signal sur bruit ne s'améliore pas et les coupures à 20 GeV sont maintenues.

Une autre variable intéressante qui nous permet de réduire une partie importante du bruit venant du fond $t\bar{t}$ est l'isolation des muons. Ceci est dû au fait que les muons venant d'un quark b ou d'un quark c sont produits à proximité des jets. La figure 5.3 illustre la distribution de la distance dans le plan (η, ϕ) entre le premier muon et le jet le plus proche. Dans cette analyse, on demande que les deux premiers muons soient séparés de tout jet dans l'événement d'une distance supérieure à 0.5. Cela a également l'avantage de diminuer le bruit instrumental, notamment lorsqu'un jet pénètre dans les chambres et simule un muon.

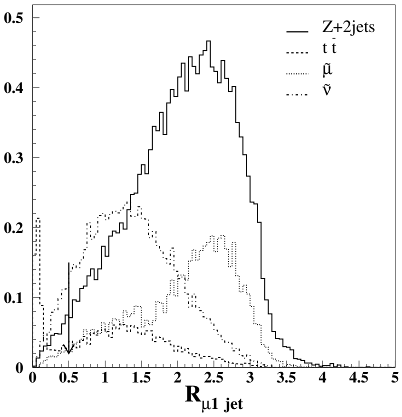


Figure 5.3: Distance d'isolation entre le premier muon et le jet le plus proche. Les ordonnées représentent le nombre d'événements normalisé à la luminosité des données.

On définit la variable H_T comme étant la somme des énergies transverses des jets d'énergies transverses supérieures à $15\,GeV$. Cette variable a été abondamment utilisée dans les analyses du quark top. Elle mesure l'activité des jets dans l'événement. On demande que $H_T > 50\,GeV$. Cela nous permet de réduire le bruit venant du Z de 12%, celui de WW de 11% alors qu'elle ne réduit le signal que de 2%. Cette coupure n'a pratiquement aucun effet sur le processus $t\bar{t}$. La distribution de H_T est représentée sur la figure 5.4.

Finalement on demande qu'au moins un des deux muons soit central ($|\eta_\mu| < 1$). En effet, vu la faible efficacité des muons vers l'avant, on ne peut pas accepter que les deux muons soient enregistrés dans cette région. Par ailleurs, une coupure rejetant les événements où les muons sont dos à dos est utilisée pour diminuer la contribution des muons cosmiques.

Les effets des différentes coupures sur le fond et le signal sont donnés dans le tableau 5.2. Pour chaque ligne, on donne le rapport des nombres d'événements après et avant la coupure correspondante. Ce tableau contient aussi la moyenne des efficacités de déclenchement (avant dernière ligne) et le nombre d'événements attendu après toutes les coupures (dernière ligne). La dernière colonne montre le nombre d'événements observés dans les données.

Le nombre d'événements est calculé par la formule 5.1. L'efficacité d'identification

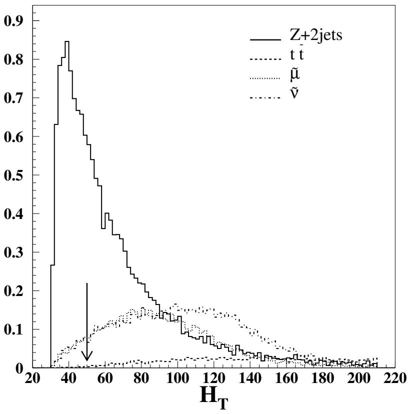


Figure 5.4: Distribution de H_T défini comme la somme des énergies transverses des jets supérieures à 15 GeV.

des muons a changé après l'opération de nettoyage des fils des chambres; cela nous oblige à considérer deux périodes de fonctionnement avec deux luminosités intégrées $\mathcal{L}_1$ et $\mathcal{L}_2$ et deux efficacités d'identification $\epsilon^{id,1}$ et $\epsilon^{id,2}$, tout en distinguant les muons centraux et les muons de l'avant[1]. Les efficacités de déclenchement n'ont pas changé lors de cette opération. Le nombre d'événements attendus s'écrit donc:

$$\begin{aligned} N &= \mathcal{L}_1 \,.\, \sigma \,.\, \epsilon^{cuts}_{cf\,cf} \,.\, \epsilon^{id,1}_{cf\,cf} \,.\, (\epsilon^{trig}_{cf})^2 \\ &+\mathcal{L}_2 \,.\, \sigma \,.\, [\epsilon^{cuts}_{cf\,cf} \,.\, \epsilon^{id,2}_{cf\,cf} \,.\, (\epsilon^{trig}_{cf})^2 \\ &+\epsilon^{cuts}_{cf\,ef} \,.\, \epsilon^{id,2}_{cf\,ef} \,.\, \epsilon^{trig}_{cf} \,.\, \epsilon^{trig}_{ef}] \end{aligned} \tag{5.1}$$

où ϵ^{trig}_{cf} et ϵ^{trig}_{ef} sont les efficacités de déclenchement central et vers l'avant, respectivement, et ϵ^{cuts} est l'efficacité des coupures de l'analyse.

On pourrait se demander pourquoi on n'a pas utilisé une coupure sur la masse invariante des deux muons qu'on pourrait naïvement penser être très efficace contre le fond Z. Sur la figure 5.5 on a donné, pour les différents processus, la distribution de cette variable. À cause de la mauvaise résolution sur le P_T du muon, la masse reconstruite du Z est tellement dispersée qu'elle chevauche considérablement le signal. Par conséquent, une coupure sur cette variable nuit sérieusement à l'efficacité du signal.

Les nombres d'évévenements attendus pour le bruit de fond et le nombre d'événements de données après chaque coupure sont montrés dans tableau 5.3. Un bon accord entre l'estimation du Monte Carlo et les données est observé, ce qui renforce notre confiance dans la simulation du détecteur paramétrisée dans QSIM.

La dernière ligne du tableau 5.2 montre que l'analyse séquentielle du premier point de référence donne 7.44 ± 0.07 événements de signal et 5.34 ± 0.07 événements de fond contre 5 événements de données. La même analyse donne pour le deuxième point de référence 7.66 ± 0.13 événements de signal. Dans ce dernier cas, l'efficacité relativement faible est

[1]voir le tableau 1.1 du chapitre précédent

Coupures	$\tilde{\nu}_\mu$	$\tilde{\mu}$	$t\bar{t}$	Z	WW	Data
2 jets $E_T \geq 15.0$ GeV 2 μ $P_T \geq 15.0$ GeV	15%	7%	1%	4%	1%	17
2 jets $E_T \geq 20.0$ GeV $\|\eta\| < 2.5$	87%	82%	96%	40%	50%	13
2 μ $P_T \geq 20.0$ GeV $\|\eta\| < 1.7$	89%	89%	69%	93%	85%	8
1 μ central	98%	97%	98%	95%	97%	8
$\Delta R(\mu, \text{jet} > 0.5)$	83%	88%	35%	92%	80%	7
Anti-cosmique	93%	88%	93%	91%	91%	6
$H_T > 50.$ GeV	98%	98%	99%	88%	89%	5
Trig. Eff.	46.2%	48.3%	45.0%	52.0%	53.0%	
Evts pour $\mathcal{L} = 94$ pb^{-1}	4.6±0.1	2.9±0.0	0.5±0.0	4.8±0.1	0.0±0.0	5

Table 5.2: Efficacités relatives des différentes coupures sur le fond et le signal (premier point de référence). L'avant dernière et la dernière ligne représentent les efficacités de déclenchement et le nombre d'événements attendus, respectivement.

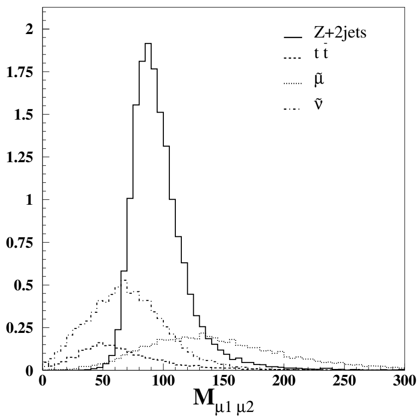


Figure 5.5: La masse invariante des deux muons. Le nombre d'événement sur les ordonnées est normalisé à la luminosité des données.

compensée par une section efficace plus importante. L'erreur rapportée dans les chiffres précédents est uniquement statistique.

5.1.1 Niveau de confiance

Les nombres d'événements obtenus juste ci-dessus, pour le signal et le bruit de fond, représentent les valeurs moyennes (notées s et b, respectivement) de leur distributions (supposées Poissoniennes). On veut comparer les hypotheses *fonds seulement* et *fonds + signal* aux resultats de l'expérience. Une manière de le faire est de construire un estimateur et de définir le niveau de confiance (CL) par la probabilité que cet estimateur

Coupures	$t\bar{t}$	Z	WW	Total	Data
2 jets $E_T \geq 15.0\ GeV$, 2 μ $P_T \geq 15.0\ GeV$,	2.45	17.18	0.04	19.7	17
2 jets $E_T \geq 20.0\ GeV$, $\lvert\eta\rvert < 2.5$	2.35	6.96	0.02	9.3	13
2 μ $PT \geq 20.0\ GeV$, $\lvert\eta\rvert < 1.7$	1.63	6.51	0.02	8.1	8
1 μ central	1.63	6.51	0.02	8.1	8
$\Delta R(\mu, \text{jet}) > 0.5$	0.57	5.97	0.01	6.6	7
Anti-cosmique	0.53	5.42	0.01	6.0	6
$H_T > 50.0\ \ GeV$:	0.53	4.80	0.01	5.3	5

Table 5.3: Nombre d'événements de bruit de fond attendus après chaque coupure.

soit supérieur ou égal à sa valeur observée.

Dans le cas où on soutrait le fond et on prend pour estimateur le nombre d'événement observés, le niveau de confiance est donné par l'expression suivante [69]:

$$\text{CL} = 1 - \frac{\sum_{n=0}^{n^{obs}} \frac{e^{(b+s)}(b+s)^n}{n!}}{\sum_{n=0}^{n^{obs}} \frac{e^{b}b^n}{n!}}.$$

En utilisant cette méthode[2], on trouve que le premier point de référence est exclu à 97.7% de niveau de confiance, tandis que le deuxième est exclu à 98.1%.

5.2 Analyse par réseau de neurones

Il est devenu courant d'utiliser la technique des réseaux de neurones [94] dans les analyses de physique des particules. Le mérite de cette technique est qu'elle permet de traiter efficacement le cas de variables corrélées. Dans le cas de l'analyse séquentielle les coupures dessinent un hypercube dans l'espace de variables, et ne peuvent pas ajuster la forme courbe (à cause des corrélations) du signal et donc ne donnent pas l'efficacité optimale.

Dans cette thèse, pour augmenter l'efficacité de notre analyse, on utilise un réseau de neurones de structure 7-5-3-1. Cette structure signifie 7 variables d'entrée et une variable de sortie dite *la réponse du réseau de neurones*. Quant aux chiffres 5 et 3, ils représentent le nombre de noeuds dans les deux couches internes.

Parmi plusieurs variables testées, on a choisi d'utiliser les sept variables suivantes:

- $E_T^{j_1} + E_T^{j_2}$, la somme des énergies transverses des deux jets les plus énergétiques

[2]Cette méthode est équivalente à une méthode bayesienne avec un *prior* plat.

- $P_T^{\mu_1} + P_T^{\mu_2}$, la somme des impulsions transverses des deux muons les plus énergétiques
- $R_{\mu_1\,\mu_2}$, la distance dans le plan (η, ϕ) entre les deux premiers muons
- $R_{\mu_1\,jet}$, la distance dans le plan (η, ϕ) entre le premier muon et son plus proche jet
- $M_{\mu_1\,\mu_2}$, la masse invariante des deux muons les plus énergétiques
- Et deux variables qui tiennent compte de la forme globale de l'événement: la sphéricité Sphlab et l'aplanarité Apllab mesurées dans le repère du laboratoire.

On définit le tenseur symétrique de sphéricité par:

$$S^{\alpha\beta} = \frac{\sum_i p_i^\alpha p_i^\beta}{\sum_i |P_i|^2}, \ \alpha, \beta = 1, 2, 3.$$

où p_i^α et P_i sont les composantes et le module de l'impulsion de la i^{eme} particule. La somme est effectuée sur les muons et les jets de l'événement. La matrice S est diagonalisée pour donner les valeurs propres $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ avec $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1$. La sphéricité est définie par la relation:

$$S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3),$$

telle que $0 \leq S \leq 1$. L'aplanarité A est définie comme:

$$A = \frac{3}{2}\lambda_3.$$

Elle vérifie $0 \leq A \leq \frac{1}{2}$.

L'aplanarité, proportionnelle à la valeur propre la plus petite, mesure la composante de l'impulsion transverse au plan de l'événement (généré par les directions correspondantes aux deux autres valeurs propres). Un événement planaire (à deux objets par exemple) a $A \approx 0$. L'aplanarité augmente en s'éloignant d'un cas planaire et devient $\approx \frac{1}{2}$ pour un événement isotropique. La sphéricité mesure l'impulsion transverse à l'axe de l'événement (définit par la direction correspondante à la valeur propre la plus grande). Elle est donc proche de zéro pour un événement colinéaire (un jet, par exemple, ayant ses particules focalisées a une sphéricité presque nulle).

On peut voir sur la distribution de l'aplanarité (Fig.5.7) que les événements du fond Z sont pratiquement planaires. Ceci est dû au fait que les deux muons dans la plupart de ces événements sont beaucoup plus énergétiques que les jets; leurs directions génèrent le plan de l'événement. L'aplanarité mesurant l'impulsion transverse à ce plan est donc petite. C'est à peu près la même chose qui se passe pour le signal venant de la production du smuon. Le premier muon et le premier jet emportent la plupart de l'énergie de l'événement (voir les distributions des énergies et des impulsions transverses des jets et des muons présentées au début de ce chapitre). En revanche les événements de production de sneutrino ont tendance à être isotropiques, à cause de la distribution équilibrée de l'énergie entre les particules.

Remarquons que, dû au fait que le fond dominant est la production du Z, on a pris plus de variables qui mettent en jeu des quantités relatives aux muons que des variables relatives au jets. Les distributions des sept variables sont présentées sur les figures 5.6 et 5.7.

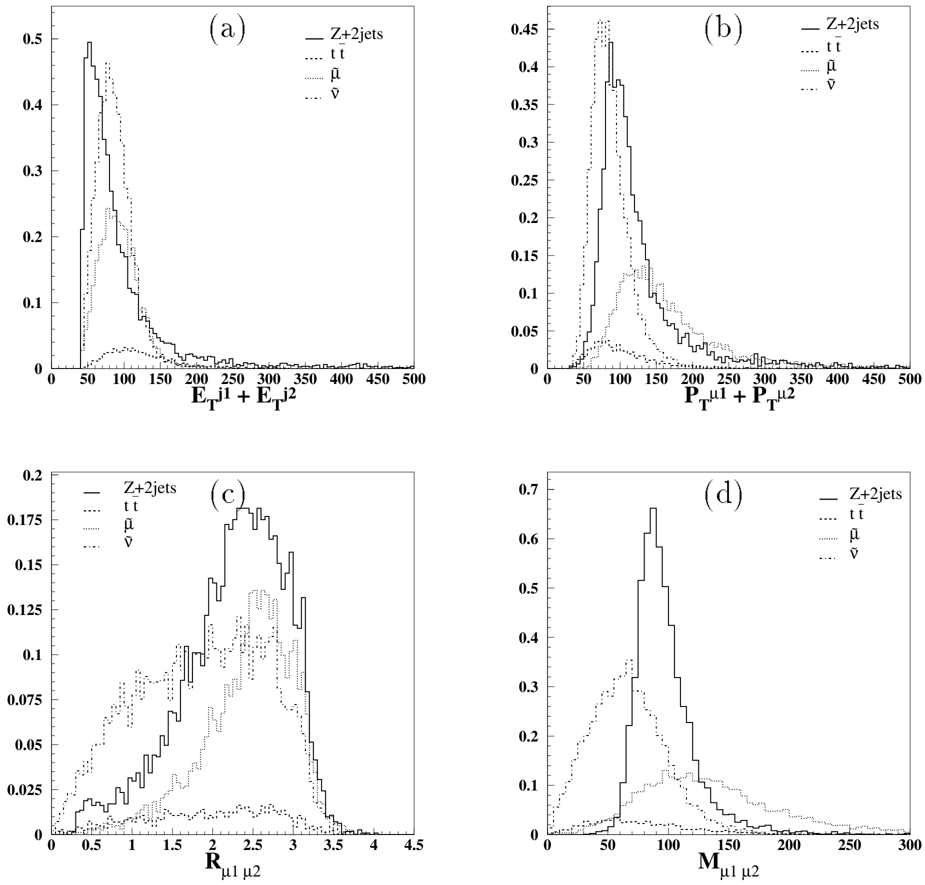


Figure 5.6: Les variables d'entrée du réseau de neurones: (a) la somme des énergies transverses des deux premiers jets, (b) la somme des impulsions transverses des deux premiers muons, (c) la distance dans le plan (η, ϕ) entre les deux premiers muons, (d) la masse invariante des deux premiers muons.

La figure 5.8 illustre les corrélations (bidimensionnelles) qui existent entre certaines varibles utilisées dans le réseau de neurones. D'autres plus compliquées à visualiser, entre plusieurs variables, peuvent avoir lieu.

Les événements qui servent à l'entraînement du réseau de neurones sont obtenus après la présélection suivante:

- 2 jets, $E_T \geq 17\, GeV$, $|\eta| < 2.5$
- $2\,\mu$, $P_T \geq 17\, GeV$, $|\eta| < 1.7$
- isolation: $\Delta R(\mu, \text{jet}) > 0.5$

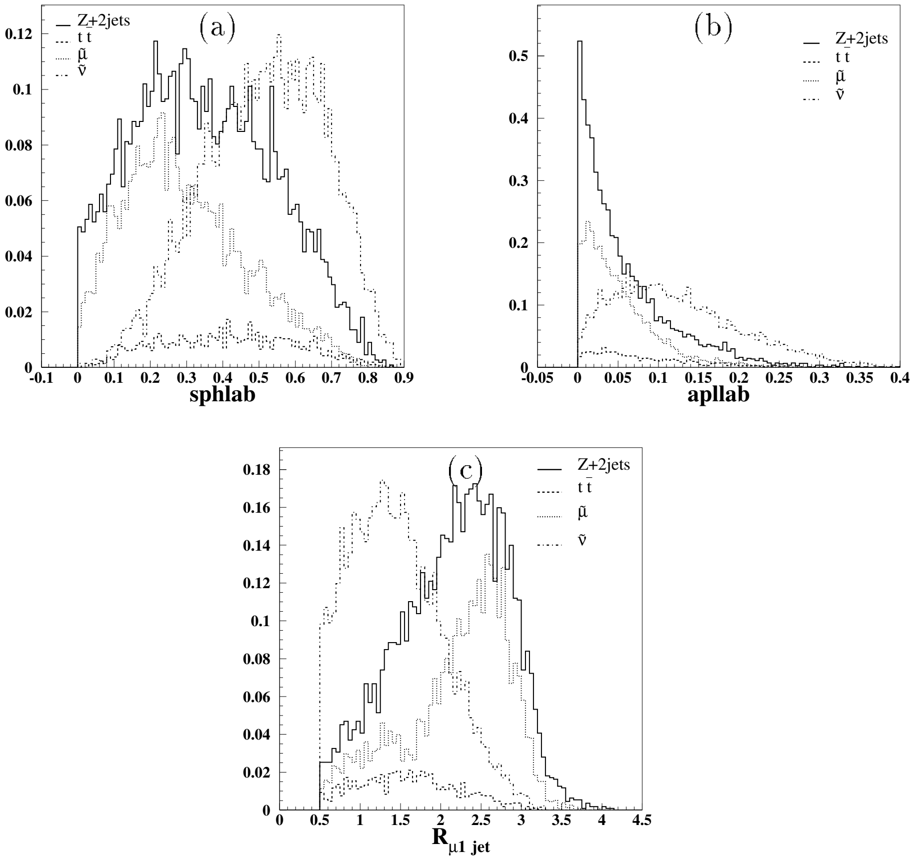


Figure 5.7: Les variables d'entrée du réseau de neurones: (a) la sphéricité dans le repère du laboratoire, (b) l'aplanarité dans le repère du laboratoire, (c) la distance dans le plan (η, ϕ) entre le premier muon et son plus proche jet.

- 1 μ central
- anti-cosmique

Le nombre d'événements de signal (premier point de référence) attendu après ces coupures est 9.2 ± 0.1. Celui de fond est de 9.6 ± 0.1 (dont 8.9 ± 0.1 événements Z), contre 11 événements dans les données. Le lot d'événements de fond utilisés pour entraîner le réseau de neurones est constitué d'un mélange, selon leurs sections efficaces après la présélection, des événements Z et $t\bar{t}$. Quant au signal, l'entraînement s'est fait séparément pour les événements sneutrinos et pour les événements smuons.

La distribution de la sortie du réseau de neurones normalisée à la luminosité des données, pour le signal (sneutrino et smuon), le bruit de fond et les données, est présentée sur la figure 5.9. Une très bonne discrimination, qui montre le bon choix des variables d'entrée, est observée. Les événements qui y figurent ont passé, en plus des coupures de la présélection, une coupure sur la variable H_T de 50 GeV. Lors de l'utilisation du réseau de neurones, on a volontairement évité de trop s'éloigner des coupures de l'analyse séquentielle, et ce pour lui donner plus de crédibilité. Le prix à payer est que les

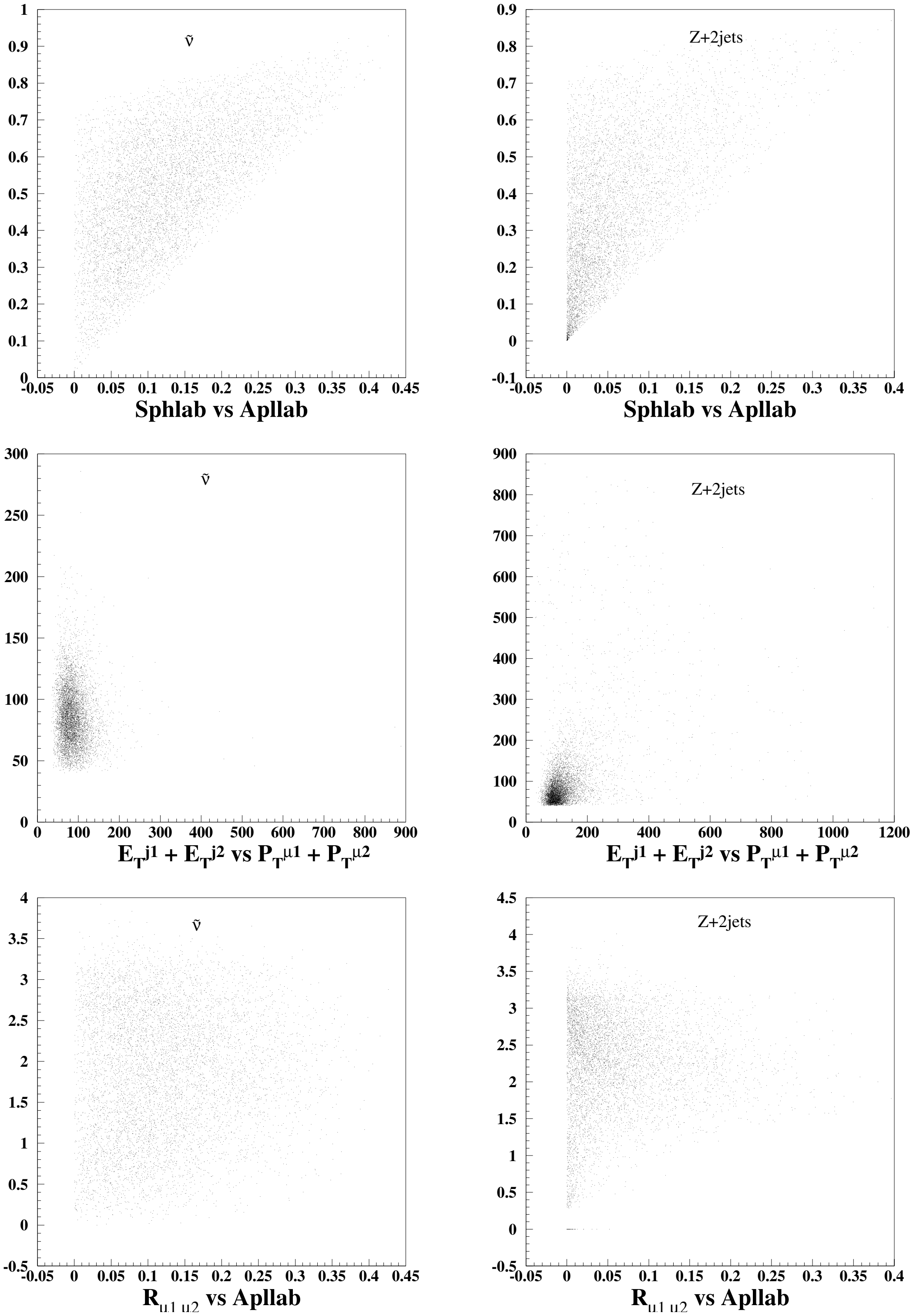


Figure 5.8: Corrélations (bidimensionnelles) entre certaines variables utilisées dans le réseau de neurones.

performances obtenues ne sont pas nettement supérieures à celles obtenues pas l'analyse séquentielle.

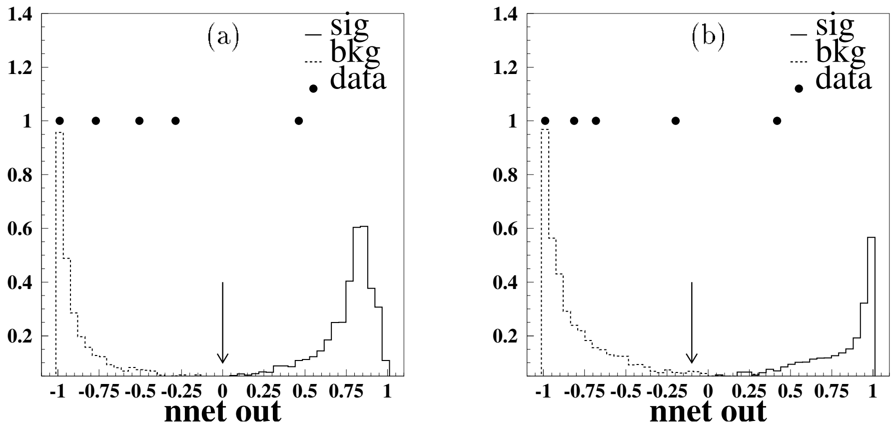


Figure 5.9: La réponse du réseau de neurones: (a) pour le $\tilde{\nu}$, (b) pour le $\tilde{\mu}$. Le lieu de la coupure est y indiqué. L'axe des ordonnées représente le nombre d'événement arbitrairement normalisé.

Pour donner une comparaison quantitative entre les deux méthodes d'analyse, on a considéré un ensemble de points de la droite $m_{1/2} = 1.6\, m_0 - 40$. Cette droite représente la grande diagonale des contours d'exclusion (Fig.5.15). Les points étudiés sont donnés dans le tableau 5.4.

m_0	110	120	130	140	150	160	170	180	190	200	210	220
$m_{1/2}$	85	100	115	131	146	162	180	195	212	228	245	260
D	139.0	156.0	173.6	191.7	209.3	227.6	247.6	265.4	284.7	303.3	322.7	340.6

Table 5.4: Les points qui ont servis pour la figure 5.10. Les masses sont en GeV.

La figure 5.10 illustre le niveau de confiance (CL), obtenu par l'analyse séquentielle et l'analyse par réseau de neurones, en fonction de la distance D. Cette distance est défini par:

$$D = \sqrt{(m_0^p)^2 + (m_{1/2}^p)^2},$$

où m_0^p et $m_{1/2}^p$ sont les coordonnées du point p. C'est la distance entre un point p de la droite et l'origine du plan $(m_0, m_{1/2})$. On remarque que l'analyse avec réseau de neurones est plus performante que l'analyse séquentielle, notamment, vers les extrémités des contours d'exclusion.

Pour trouver les coupure optimale sur la sortie du réseau de neurones on a utilisé la prescription $\bar{N}_{95}$ [71] (décrite dans l'appendice B). Le résultat d'une telle méthode est montré sur la figure 5.11. Les coupures optimales sont à 0.0 pour le sneutrino et à -0.10 pour le smuon. En appliquant les coupures de présélection, la coupure sur H_T à 50 GeV

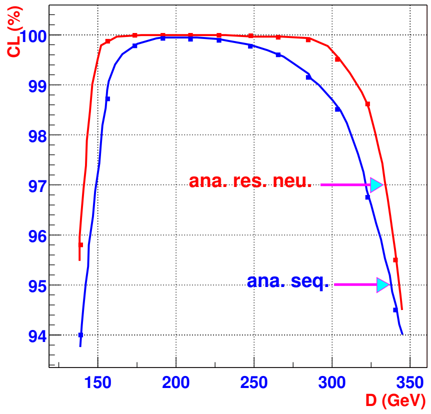


Figure 5.10: Comparaison entre le niveau de confiance obtenu avec l'analyse séquentielle et l'analyse avec réseau de neurones (voir la définition de D dans le texte)

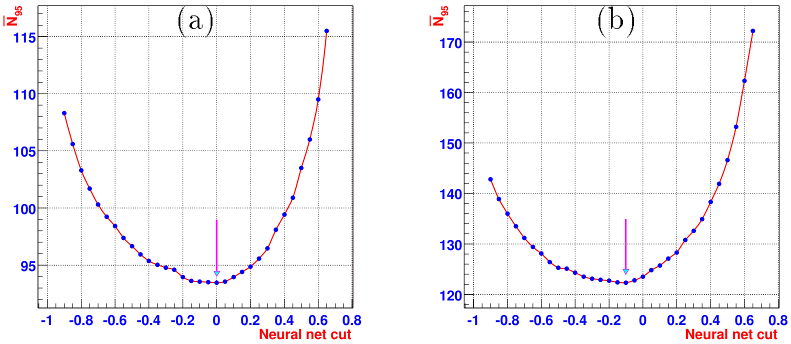


Figure 5.11: Variation de $\bar{N}_{95}$ en fonction de la coupure sur la sortie du réseau de neurones pour le sneutrino (a) et pour le smuon (b). La coupure choisie est indiquée par une flèche.

et la coupure sur la sortie du réseau de neurones, on trouve 7.4 ± 0.1 événements du signal et 1.2 ± 0.1 événements de fond. Deux événements sont observés dans les données.

Les propriétés des deux événements sélectionnées dans les données sont résumées dans le tableau 5.5. Le premier a été également sélectionné dans l'analyse dédiée à la recherche du quark top Ref.[72]. La représentation graphique de cet événement est donné sur la figure 5.12

Toute la discussion menée jusqu'à présent dans ce paragraphe concernait le premier point de référence. Le même traitement a été appliqué pour le deuxième point. On trouve 7.0 ± 0.1 événements de signal, 1.6 ± 0.1 événements de fond et 2 événements de données. Le premier point de référence est exclu à 99% et le deuxième à 98.9%

	event 1	event 2
Run	84395	87110
event	15530	13686
$P_T^{\mu_1}$ (GeV)	56.84	93.75
$P_T^{\mu_2}(GeV)$	36.96	20.34
$E_T^{j_1}(GeV)$	105.97	41.45
$E_T^{j_2}(GeV)$	25.12	40.84
η_{μ_1}	-0.32	-0.45
η_{μ_2}	0.05	0.37
η_{j_1}	-0.87	1.04
η_{j_2}	0.96	2.04
ϕ_{μ_1}	2.93	1.36
ϕ_{μ_2}	2.04	5.67
ϕ_{j_1}	5.02	3.87
ϕ_{j_2}	1.95	4.79

Table 5.5: Propriétés des deux événements de données sélectionnés par l'analyse avec le réseau de neurones. Le premier événement a également été selectionné comme étant un événement $t\bar{t}$ dans la Ref.[43].

5.3 Erreurs systématiques

Les erreurs systématiques sont résumées dans le tableau 5.6. L'erreur systématique due à l'erreur sur la mesure de l'impulsion et de l'énergie transverses du muon et du jet est estimée en faisant varier ces quantités d'une déviation standard et en regardant l'effet sur le nombre d'événements attendus. On trouve une erreur de 2% sur le signal et environ 10% sur le bruit de fond.

Source	Signal	$t\bar{t}$	Z+2jets
E_T^{jet}	2%	4%	5%
p_T^{μ}	1%	7%	4%
Section Efficace	10%	30%	10%
Trigsim	5%	5%	5%
Luminosité	5%	5%	5%
QSIM	1%	1%	1%
Total	12%	30%	14%

Table 5.6: Les erreurs systématiques sur le signal et le bruit de fond.

Pour obtenir l'erreur due à la simulation rapide (QSIM), nous utilisons une comparaison entre cette simulation et la simulation complète. La moyenne des différences entre les deux estimations après chaque coupure est prise comme erreur statistique.

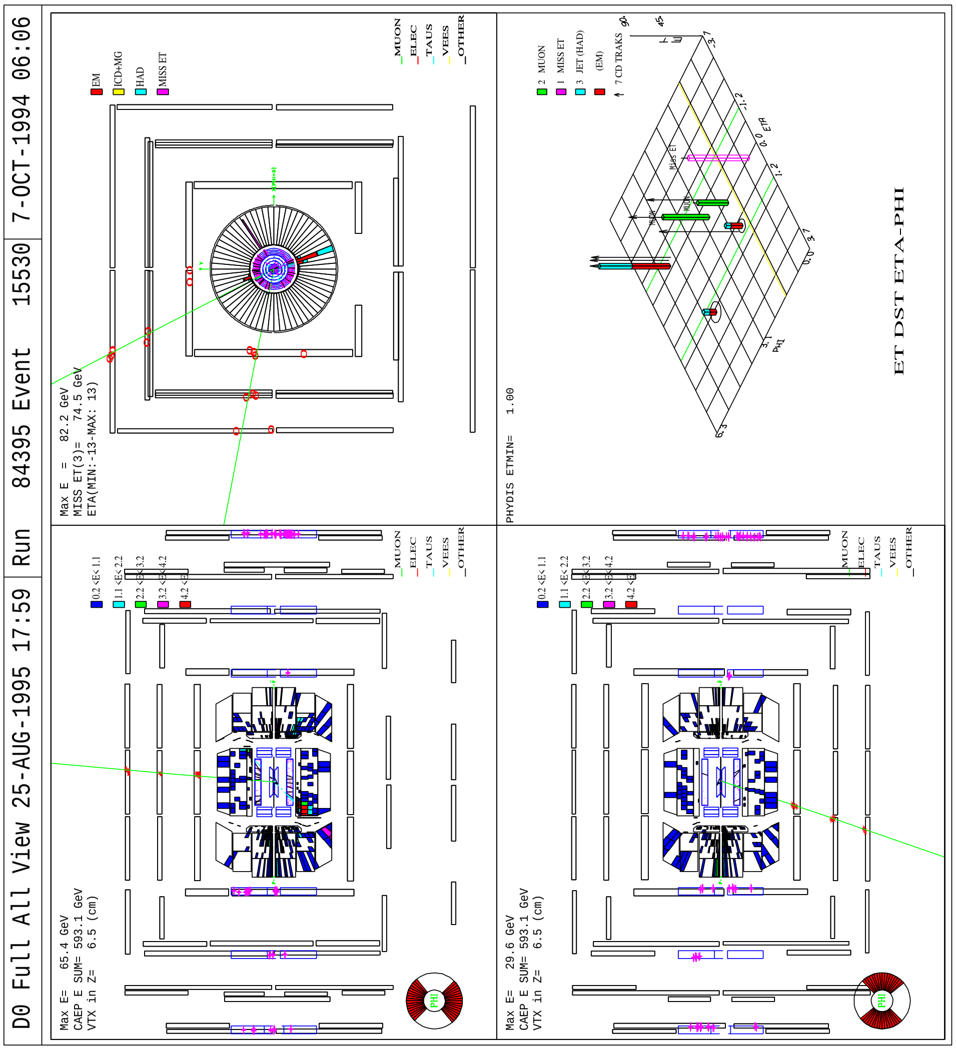


Figure 5.12: Représentation graphique (Event Display) d'un des deux événements sélectionnés par notre analyse. Cet événement a été également sélectionné par l'analyse du quark top [43].

La mesure de la luminosité est estimée en mesurant le taux des interactions $p\bar{p}$ inélastiques, qui a une valeur connue de $48.2\,mb$ [73] à $\sqrt{s} = 1.8\,TeV$ (obtenue en moyennant les mesures des expériences CDF et E710). Une erreur systématique de 5.4%, basée sur les différences entre les calculs Monte Carlo et les données avec zéro événement de biais minimum, est attribuée à cette estimation [75]. La majorité de cette erreur vient des incertitudes sur l'efficacité du détecteur et sur la mesure de la section efficace.

L'erreur systématique sur la section efficace tient compte des diverses fonctions de structure du proton [76] et de l'évolution de l'échelle de renormalisation [77].

L'erreur sur les efficacités de déclenchement (TRIGSIM) est estimée en faisant varier les seuils de déclenchement dans le Monte Carlo [42, 74]. Une erreur de 5% est utilisée.

Finalement, l'erreur systématique totale, calculée en sommant quadratiquement les erreurs partielles, est donnée à la dernière ligne du tableau.

5.4 Résultats

Dans ce paragraphe les résultats finals de l'analyse des données de DØ (Run I B/C) sont présentés. Aucun excès d'événements par rapport aux prédictions du Modèle Standard n'a été observé dans ces données. On interprète donc ce résultat en termes de limites sur les paramètres du modèle considéré.

5.4.1 Contours d'exclusion dans le plan $(m_0,\ m_{1/2})$

Pour dessiner les limites du domaine du plan $(m_0,\ m_{1/2})$ que notre analyse exclut à 95% de niveau de confiance, nous avons balayé ce plan pour trois valeurs de la constante de couplage λ'_{211} : 0.09, 0.08 et 0.07 et deux valeurs de $\tan\beta$: 2 et 5. Le signe de μ est pris négatif[3]. Pour une valeur de m_0 donnée, on a considéré plusieurs valeurs de $m_{1/2}$ distantes de $10\,GeV$. On s'arrête de progresser dans cette direction dès qu'on trouve un point que notre analyse ne peut pas exclure. Le balayage du plan est obtenu en faisant varier la valeur de m_0 (de $10\,GeV$ aussi). Pour chaque point on a généré 20 000 événements; ce qui est une statistique suffisante pour notre étude.

Le fait de passer d'une valeur de la constante de couplage à une autre, comme on pouvait l'imaginer, n'altère pas beaucoup l'efficacité de l'analyse, mais change considérablement la section efficace. Cela est dû au fait qu'elle apparait dans la section efficace, mais pas dans les masses des particules. Des valeurs très petites modifient la durée de vie du χ^0_1, qui pourrait se désintégrer en dehors du détecteur. La figure 5.13 montre comment varie le nombre d'événements du signal en fonction de la distance D définie précédement (page 87). On voit que le nombre d'événements (obtenus par l'analyse séquentielle) diminue rapidement en passant de $\lambda'_{211} = 0.09$ à $\lambda'_{211} = 0.07$.

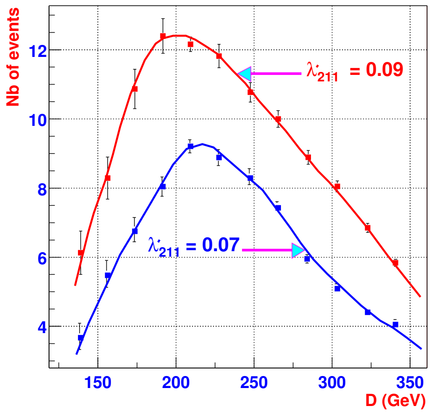


Figure 5.13: Variation du nombre d'événements attendu en fonction de la distance D (définie dans la page 87) pour $\lambda'_{211} = 0.09$ et $\lambda'_{211} = 0.07$ ($\tan\beta = 2$).

[3]L'efficacité pour les μ positifs est faible

En revanche, le fait de passer d'une valeur de $\tan\beta$ à une autre modifie en même temps la section efficace et l'efficacité. L'effet d'une variation de $\tan\beta$ de 2 à 5 pour les mêmes points ci-dessus ($\lambda'_{211} = 0.09$) est illustré sur la figure 5.14.

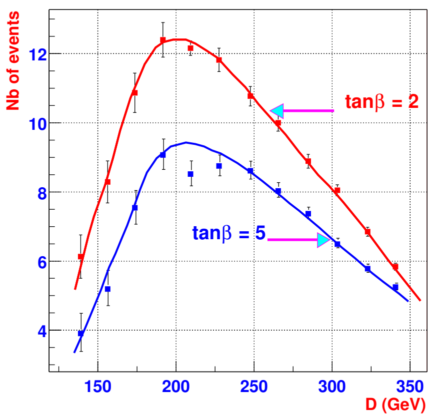


Figure 5.14: Variation du nombre d'événements attendus en fonction de la distance D (définie dans la page 87) pour $\tan\beta = 2$ et $\tan\beta = 5$.

Les contours d'exclusion à 95% de niveau de confiance dans le plan (m_0, $m_{1/2}$) sont donnés sur les figures 5.15:

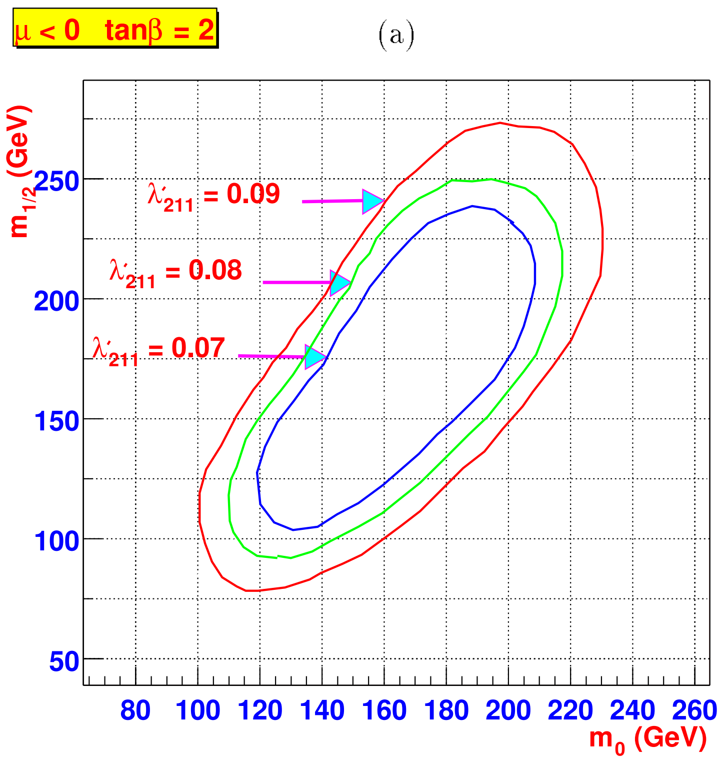
1. Sur la figure 5.15-a on a superposé les contours correspondant aux trois valeurs de λ'_{211} étudiées dans cette recherche. Les autres paramètres ont été fixés à $\tan\beta = 2$, $\text{sign}(\mu) = -1$. On voit qu'un domaine important est exclu. Comme on l'avait discuté à la fin du chapitre 2, la sensibilité de notre analyse est limitée dans les deux directions du plan. Elle est limitée dans la directions des grandes valeurs de m_0 et $m_{1/2}$ parce que le slepton devient plus lourd et donc difficile à produire. Elle est aussi limitée dans la direction des petites valeurs parce que l'efficacité baisse. Les particules mises en jeux ($\tilde{l}$, $\tilde{\chi}^0_1$, $\tilde{\chi}^\pm_1$) deviennent plus légères et par conséquent les énergies des jets et des muons deviennent trop faibles pour satisfaire les coupures de sélection.

2. Sur la figure 5.15-b pour une valeur de $\lambda'_{211} = 0.09$, $\text{sign}(\mu) = -1$ et pour une valeur de $\tan\beta = 5$ on a représenté le contour à 95% de niveau de confiance. Les remarques précédentes sur la limitation de la sensibilité de l'analyse sont valables ici aussi.

5.4.2 Contours d'exclusion dans le plan des masses

On peut aussi donner des contours d'exclusion dans le plan des masses des différentes particules mises en jeu. Etant donné que les domaines exclus dans le paragraphe précédent ne renferme aucune des lignes d'isomasse (voir Fig.5.18), on ne peut donner que des contours bidimentionnels. La figure 5.16 montre le domaine exclu dans le plan ($m_{\tilde{\nu}_\mu}$, $m_{\chi^\pm_1}$) (a) et dans le plan ($m_{\tilde{\nu}_\mu}$, $m_{\chi^0_1}$) (b). Les figures faisant apparaître la masse du smuon n'étant pas fondamentalement différentes de celles ci-dessus, puisque la masse du smuon n'est pas très différente de celle du sneutrino, nous ne les avons pas présentés.

(a)



(b)

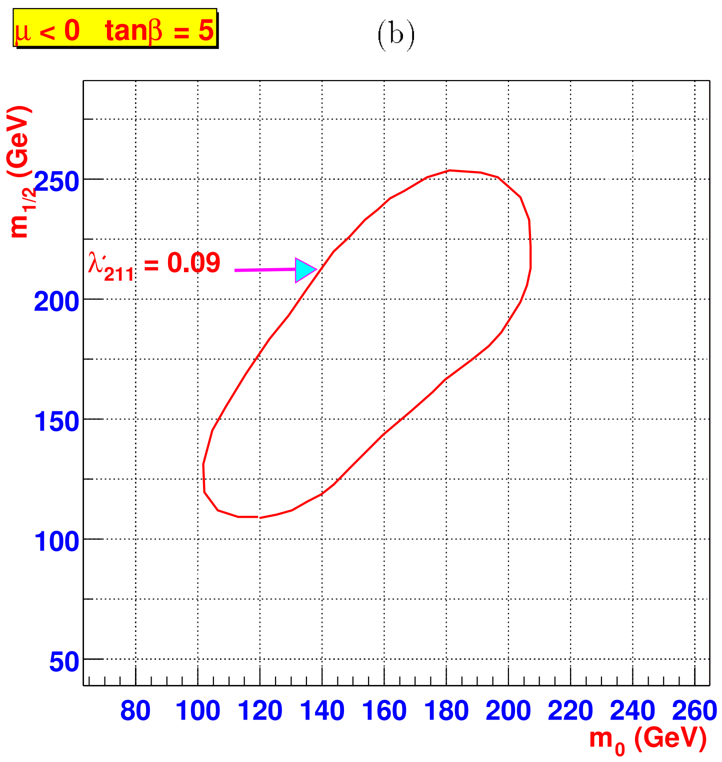
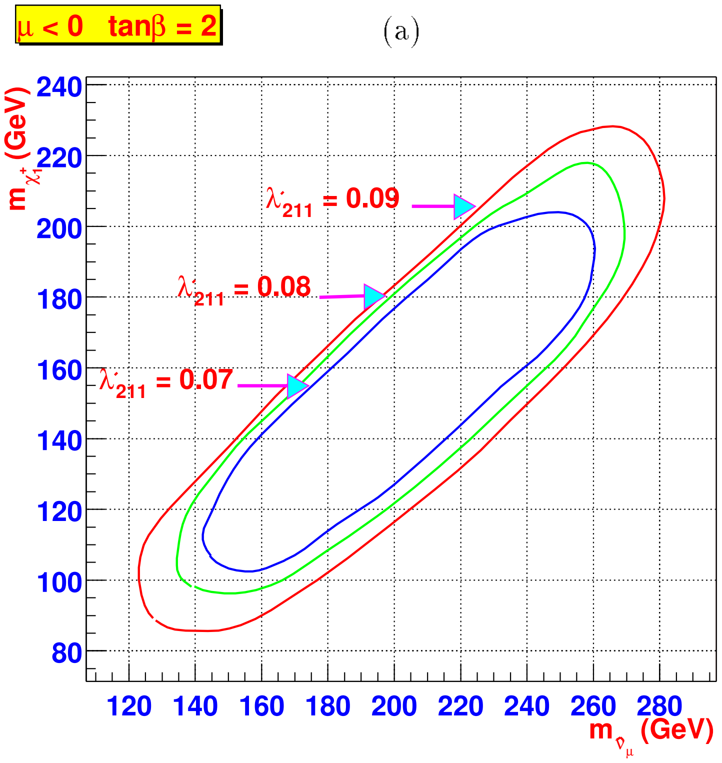


Figure 5.15: Contours d'exclusion à 95% CL dans le plan $(m_0,\ m_{1/2})$ pour $\tan\beta = 2$ et pour trois valeurs de λ'_{211} (a) et pour $\tan\beta = 5$ et $\lambda'_{211} = 0.09$ (b).

(a)



(b)

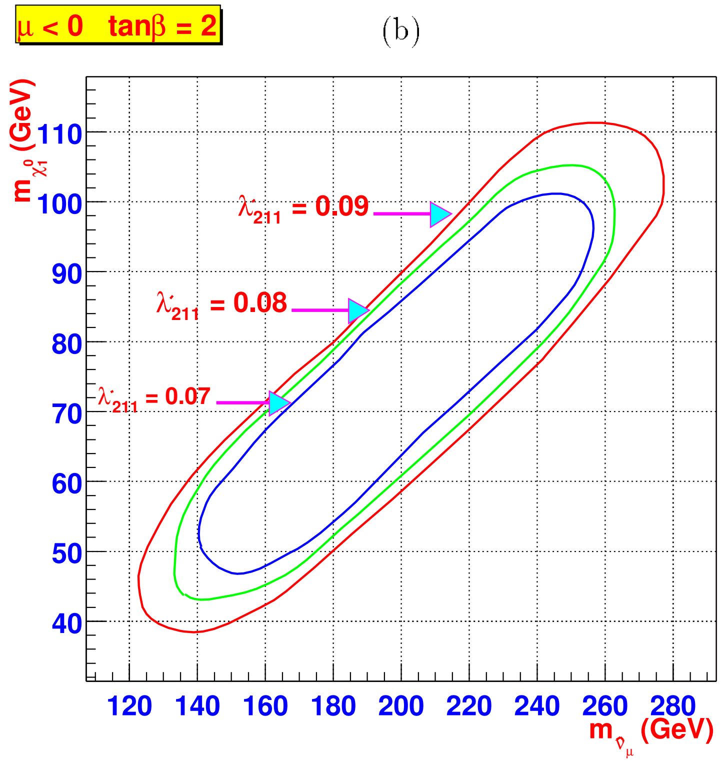
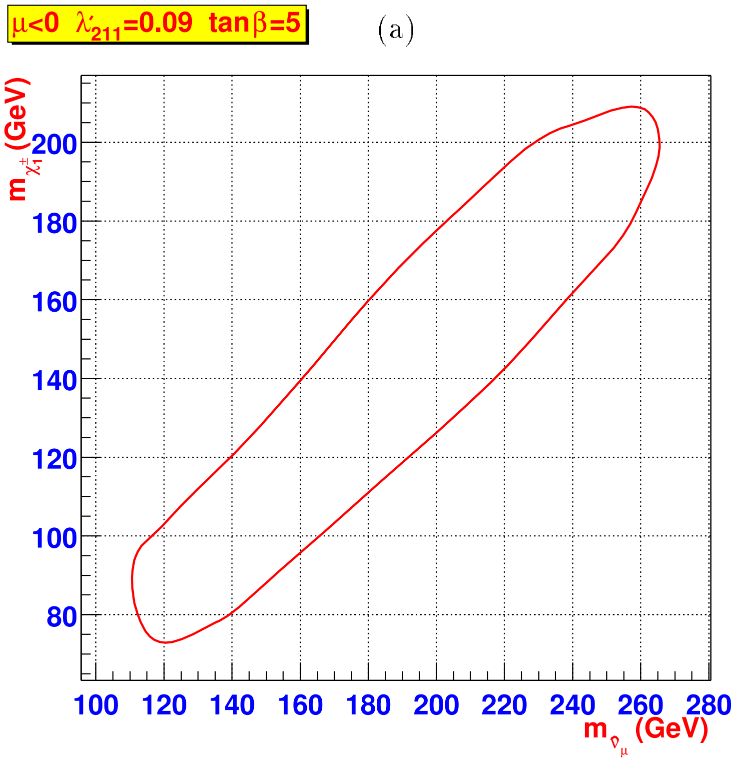


Figure 5.16: Contours d'exclusion à 95% de CL dans le plan $(m_{\tilde{\nu}_\mu},\, m_{\chi_1^\pm})$ (a) et dans le plan $(m_{\tilde{\nu}_\mu},\, m_{\chi_1^0})$ (b), pour sign$(\mu) = -1$ et $\tan\beta = 2$.

(a)



(b)

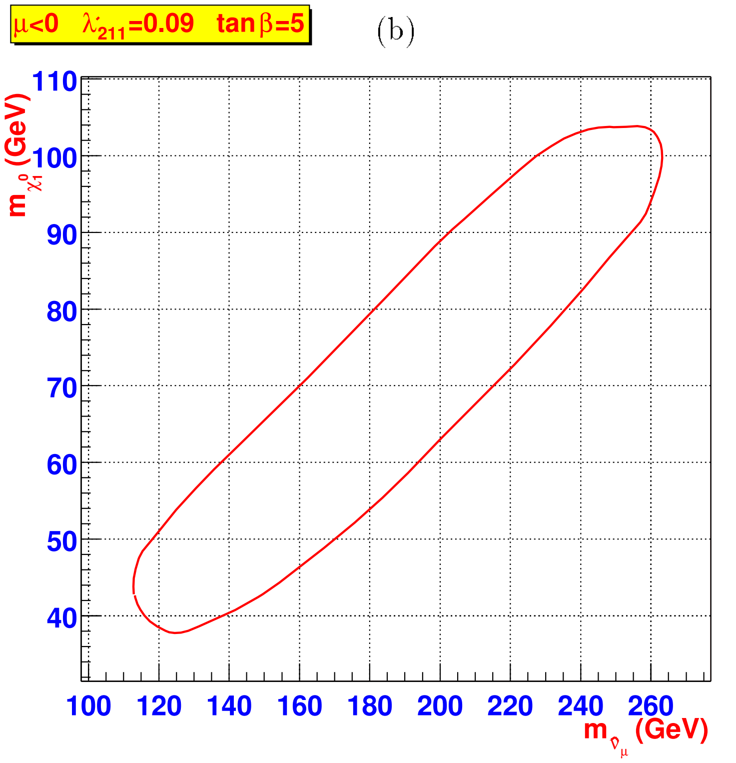


Figure 5.17: Contours d'exclusion à 95% de CL dans le plan $(m_{\tilde{\nu}_\mu},\ m_{\chi_1^\pm})$ (a) et dans le plan $(m_{\tilde{\nu}_\mu},\ m_{\chi_1^0})$ (b), pour $\mathrm{sign}(\mu) = -1$ et $\tan\beta = 5$.

La figure 5.17 montre le domaine exclu dans les mêmes plans que précédement mais pour $\tan\beta = 5$.

5.4.3 Comparaison avec d'autres analyses

Cette recherche est la première dans son genre. En effet, on n'a jamais auparavant considéré le couplage λ'_{211} à la production des sparticules. Toutefois, on peut ramener nos résultats à des résultats d'analyses récentes de DØ [18] et CDF [78]. L'analyse de CDF est dédiée à la recherche d'états finals à deux électrons de même signe et quatre jets. L'analyse de DØ considère un état final à deux muons et quatre jets. Les limites obtenues par les deux analyses sont très proches. Sur la figure 5.18 on a superposé notre résultat à celui de CDF. Les autres courbes illustrent les lignes des isomasses pour les particules qui nous intéressent. On a aussi représenté le résultat d'une autre analyse de DØ en deux électrons et qutre jets [79] (le signe de la charge de l'électron n'est pas considéré puisque on ne pouvait pas le mesurer).

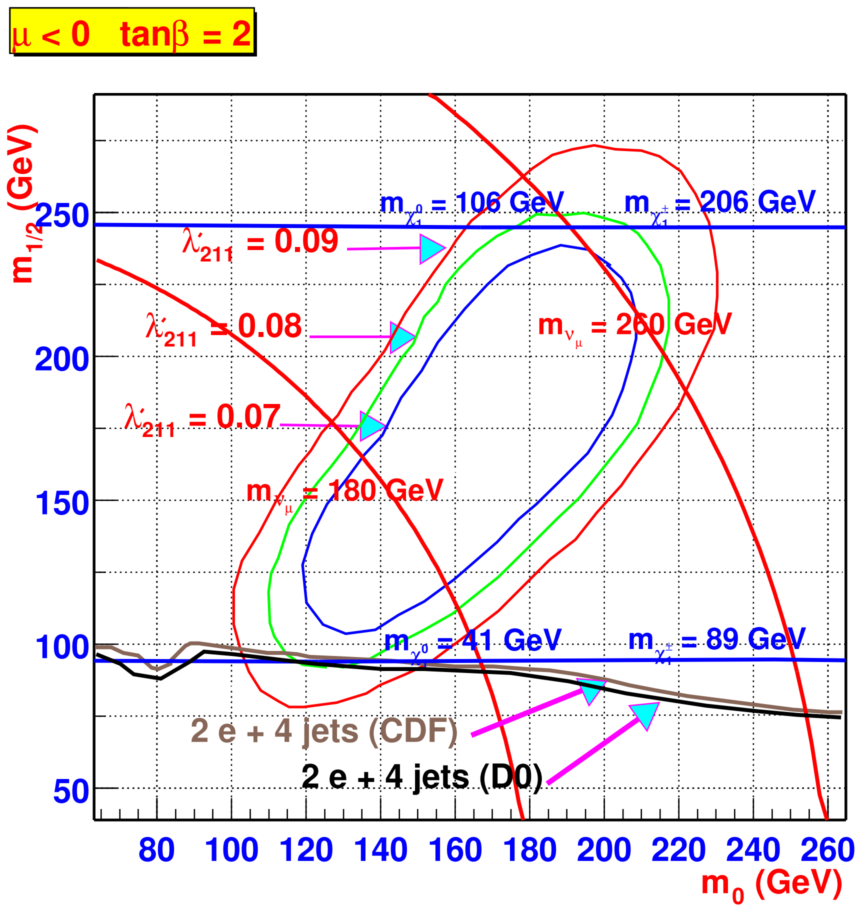


Figure 5.18: Comparaison avec les résultats de l'analyse (2 e + 4 jets) de CDF Ref.[78] et l'analyse (2 e + 4 jets) de DØ Ref.[79]. Les lignes des isomasses du $\tilde{\nu}_\mu$, $\chi_1^\pm$ et du χ_1^0 sont aussi montrées.

Ces dernières recherches supposent la violation de la R-parité seulement dans la désintégration des particules et pas à la production. Les couplages λ' doivent donc être assez élevés pour que les désintégrations de jauge ne soient pas dominantes. Nous avons vérifié que les couplages supposés dans ces analyses sont comparables avec ceux utilisés dans cette thèse.

5.5 Perspectives au Run II

Le Run II du Tevatron a un programme de physique très intéressant. En effet, l'augmentation de l'énergie du centre de masse des collisions à $2\,TeV$ permet d'augmenter les sections efficaces des différents processus et de produire des particules plus massives. En outre, la grande luminosité intégrée attendue permettra de produire un grand nombre d'événements intéressants.

D'un autre coté chacune des deux expériences (DØ et CDF) a considérablement amélioré son détecteur[4] pour s'adapter aux nouvelles conditions expérimentales et ainsi augmenter les efficacités des analyses physiques.

Toutes ces nouveautés ont un impact direct sur la recherche de la production résonante du slepton. Il est évident qu'une recherche similaire à celle menée dans cette thèse permettrait de sonder des masses de superparticules plus grandes et, en cas de non observation d'un signal, de mettre des limites plus importantes que celles de l'analyse présente.

Toutefois, un nouveau fait apparaît. On a évoqué le fait que la production du sneutrino peut être signée par trois muons mais que cela conduisait à un rapport d'embranchement faible non exploitable dans l'étude présente. Au Run II, grâce aux améliorations mentionnées ci-dessus, l'état final à trois muons, deux jets et de l'énergie manquante peut être étudié et s'annonce très prometteur. Il va de soi que la signature en trois leptons est très intéressante dans les collisionneurs hadroniques.

Dans ce paragraphe nous allons, en suivant la Ref.[80], présenter les résultats espérés d'une telle étude.

5.5.1 La signature en trois muons

Le signal

Le signal considéré ici est la production résonante du sneutrino via le processus $p\bar{p} \to \tilde{\nu}_\mu X \to \chi_1^\pm \mu^\mp X$. Le chargino se désintègre ensuite pour donner le neutralino le plus léger, un muon et de l'énergie manquante (neutrino): $\chi_1^\pm \to \chi_1^0 \mu^\pm \nu$. Finalement, le neutralino donne un muon et deux jets. Ce processus est représenté sur la figure 2.10 (b), où le W est supposé donner un muon et un neutrino de muon. La section efficace de production du deuxième chargino ($p\bar{p} \to \chi_2^\pm \mu^\mp$) est négligeable devant celle du premier. Par conséquent, seulement la contribution du chargino le plus léger sera prise en compte.

[4] voir chapitre 3 pour les améliorations du détecteur de DØ

Le rapport d'embranchement de Br($\chi_1^\pm \to \chi_1^0 \mu^\pm \nu$) est typiquement de l'ordre de 30%. Celui de χ_1^0 en $\mu u d$ varie entre 40% et 70%.

Le bruit de fond

La première source du bruit de fond est la production de la paire $t\bar{t}$ où le top donne un W et un b et un des b se désintègre semi-leptoniquement. La section efficace correspondante $\sigma(p\bar{p} \to t\bar{t}) \times B^2(W \to l\nu)$ à $2\,TeV$ est de $740\,fb$.

Une deuxième source de bruit de fond est la production de $W^\pm Z^0$. La section efficace correspondant au processus $p\bar{p} \to W^\pm Z^0 \to l\nu\, l\bar{l}$ est de $82\,fb$. La production de $W^\pm Z^0$ donne aussi une petite contribution à l'état final à trois leptons à travers $Z \to b\bar{b}$ et $W \to l\nu$ où les deux autres leptons viennent de désintégrations semileptoniques de hadrons beaux.

La production de la paire $Z^0 Z^0$ menant à un état final en leptons et qui possède une section efficace $\sigma(p\bar{p} \to Z^0 Z^0 \to 4l)$ de $2\,fb$ a une petite contribution dans l'état final à trois leptons.

D'autres sources de bruit de fond sont considérées dans la Ref.[81].

5.5.2 Simulation et coupures d'analyse

Les processus ci-dessus ont été générés en utilisant SUSYGEN pour le signal et PYTHIA pour les bruits de fond. La simulation du détecteur de DØ (Run II) est réalisée par SHW [82], qui est un programme simulant approximativement la réponse du détecteur de DØ et CDF.

Une série de coupure a été développé pour garder le rapport signal sur bruit le plus élevé possible. Au moins deux jets d'énergie de plus de $10\,GeV$ et au moins trois muons d'impulsion de plus de 20 GeV, 20 GeV et 10 GeV, respectivement, sont demandés. Une isolation $\Delta R = \sqrt{\delta\phi^2 + \delta\theta^2}$ entre chacun des muons et chacun des jets de plus de 0.4 est requise pour diminuer le fond $t\bar{t}$ plus particulièrement. Après ces coupures le nombre d'événements de fond attendu est de 1.04 ± 0.14 (dont 60% de $t\bar{t}$).

5.5.3 Résultats attendus

Le plan (m_0, $m_{1/2}$) a été balayé pour plusieurs valeurs de couplage λ'_{211} et de luminosité intégrée $\mathcal{L}$. Deux régions de $\tan\beta$ ont été considérées.

Petits $\tan\beta$

La figure 5.19 montre les contours de découverte à 5σ et 3σ et les contours d'exclusion à 95 % de niveau de confiance dans le plan (m_0, $m_{1/2}$). Une valeur de $\tan\beta = 1.5$ et un signe de μ négatif ont été considérés. Trois valeurs de λ'_{211} (0.09, 0.05, 0.03) avec trois valeurs de luminosité ($0.5\,fb^{-1}$, $2\,fb^{-1}$, $10\,fb^{-1}$) sont représentées. La luminosité intégrée de $0.5\,fb$ est attendue après une année de fonctionnement du détecteur de DØ. On remarque qu'une vaste région du plan (m_0, $m_{1/2}$) peut être sonder, surtout pour les

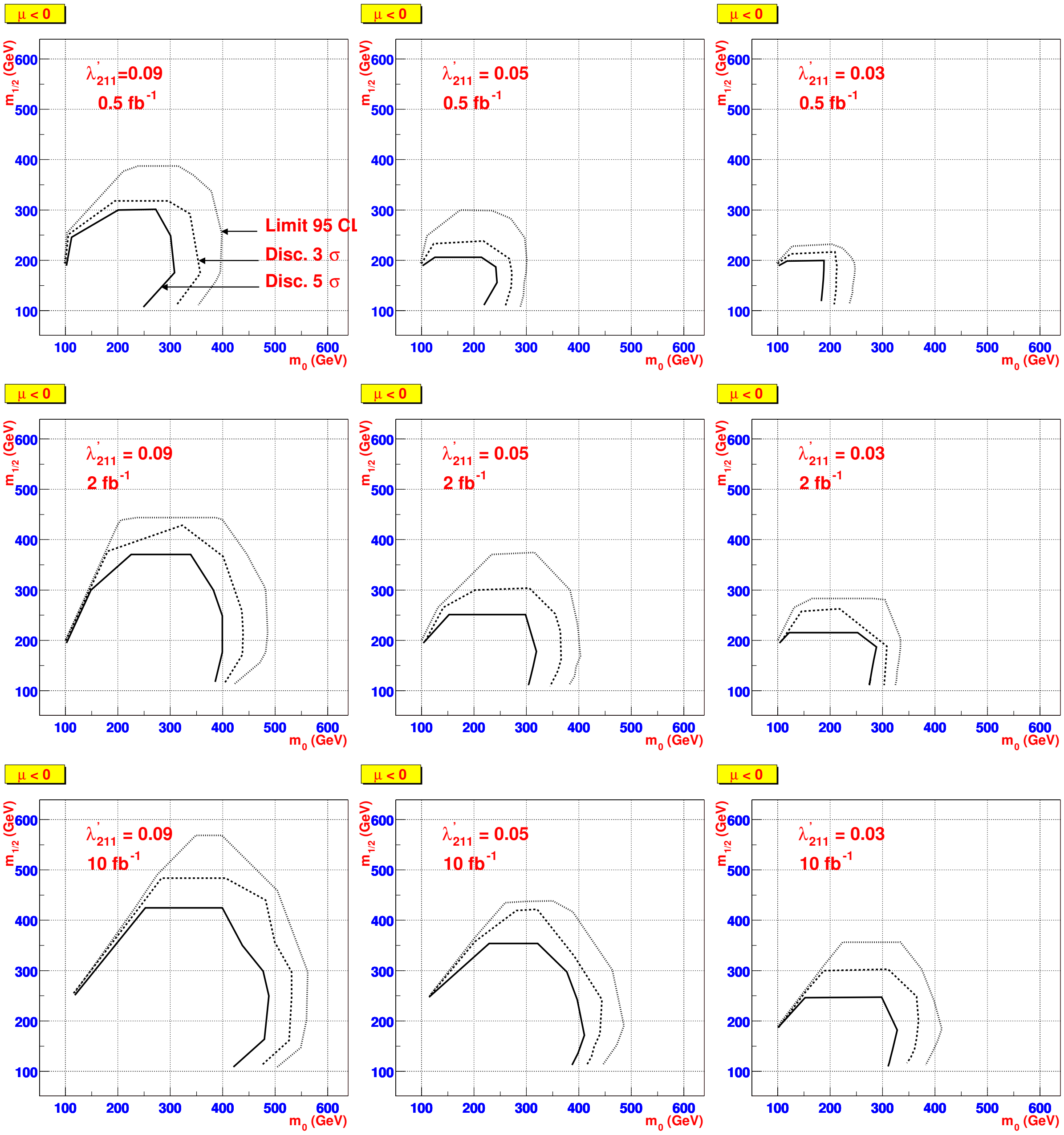


Figure 5.19: Contours du potentiel de découverte à $5\,\sigma$ (trait plein), $3\,\sigma$ (pointillés) et d'exclusion à 95% CL (tireté) dans le plan (m_0, $m_{1/2}$) pour $\tan\beta = 1.5$, $\mathrm{sign}(\mu) < 0$ et différentes valeurs de λ'_{211} et de luminosité.

grands couplages et les grandes luminosités. Les contours s'étendent beaucoup plus loin que ce qui a été obtenu avec les données du Run I.

Grands $\tan\beta$

À cause du mélange de la troisième génération des sleptons, un des stau peut devenir, à m_0 petit devant $m_{1/2}$ et à grand $\tan\beta$, plus léger que le chargino $\chi_1^\pm$. Cela a pour conséquence l'augmentation du rapport d'embranchement $B(\chi_1^\pm \to \tilde{\tau}_1^\pm \nu_\tau)$ et nuit à l'efficacité sur l'état final à trois muons. On peut compenser cette perte d'efficacité en reconstruisant le τ. La figure 5.20 montre les contours de découverte à 5σ et 3σ et les contours d'exclusion à 95%CL pour une valeur de $\lambda'_{211} = 0.05$, une valeur de $\tan\beta = 50$ et trois valeurs de la luminosité ($0.5\,fb^{-1}$, $2\,fb^{-1}$, $10\,fb^{-1}$). Le signe de μ est pris négatif.

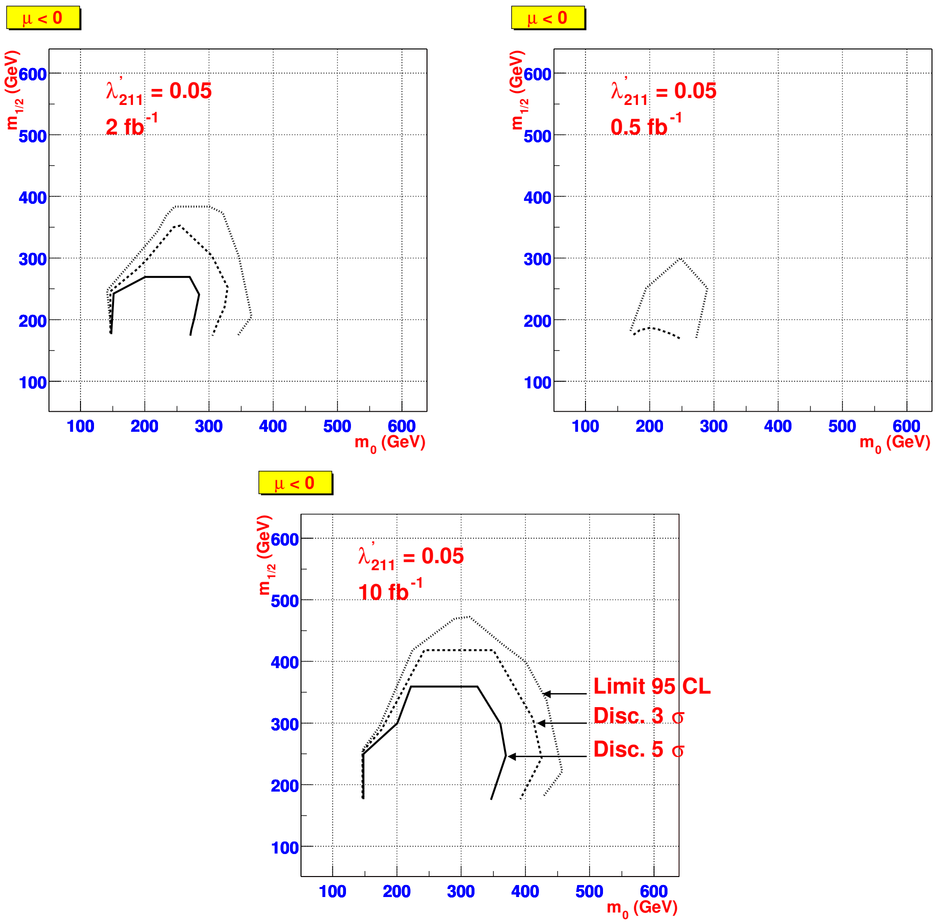


Figure 5.20: Contours du potentiel de découverte à $5\,\sigma$ (trait plein), $3\,\sigma$ (pointillés) et d'exclusion à 95% CL (tireté) obtenus en reconstruisant le tau et ce pour diverse valeurs de luminosité. Les valeurs des autres paramètres sont: $\tan\beta = 50$, $\lambda'_{211} = 0.05$ et $\mathrm{sign}(\mu) < 0$.

5.5.4 Etat final à deux muons de même signe

Une autre analyse qui peut être réalisée au Run II grâce à l'amélioration du détecteur de DØ est la signature en deux muons de même signe et deux jets. Au Run I l'incertitude sur la charge du muon était trop grande [83]. Cette signature a l'avantage d'avoir un faible bruit de fond.

Les contours de découverte et d'exclusion attendus pour le Run II, pour $\lambda'_{211} = 0.05$, $\tan\beta = 1.5$ et diverses valeurs de luminosité sont donnés sur la figure 5.21. Ces contours sont à comparer avec ceux de la signature en trois muons Fig.5.19.

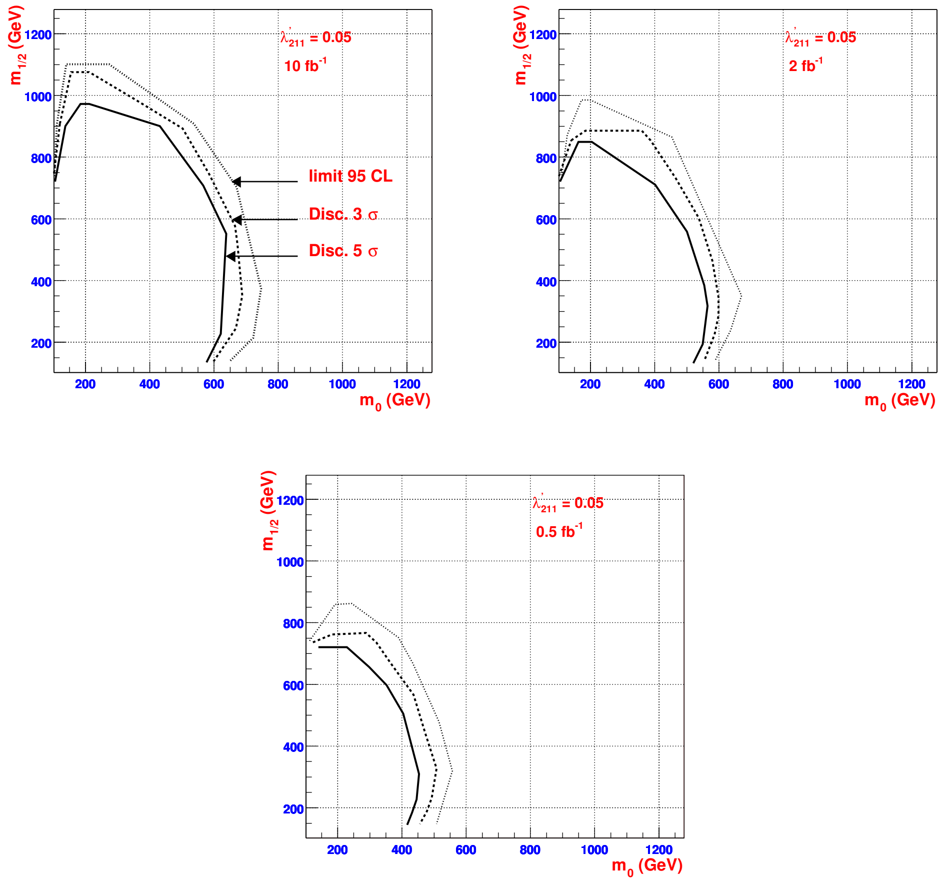


Figure 5.21: Contours du potentiel de découverte à $5\,\sigma$ (trait plein), $3\,\sigma$ (pointillés) et d'exclusion à 95% CL (tireté) obtenus par l'analyse de la signature en deux muons de même signe. Ces contours correspondent à une valeur de $\tan\beta = 1.5$, $\lambda'_{211} = 0.05$, $\text{sign}(\mu) < 0$ et diverses valeurs de luminosité.

Chapitre 6

Identification de l'électron au Run II

6.1 Introduction

L'électron au Run II de DØ est caractérisé par une trace dans le détecteur de trace, un cluster dans le preshower et un cluster dans le calorimètre (voir Fig.6.1). Dans le pro-

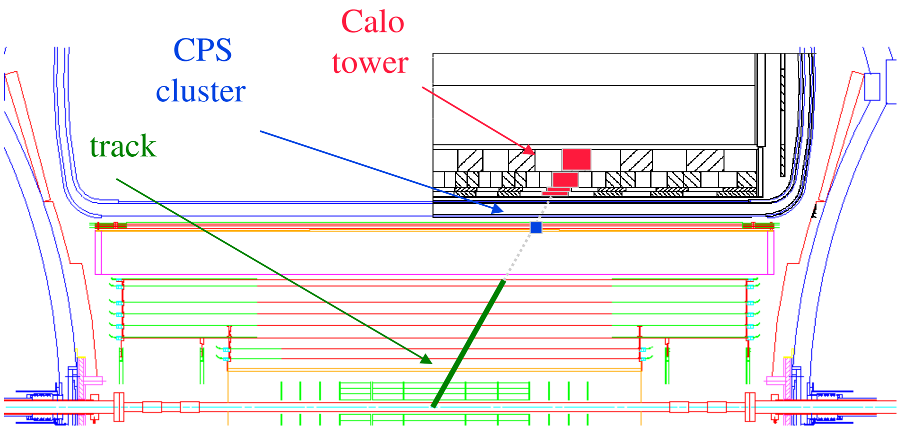


Figure 6.1: Signature de l'électron dans le détecteur de DØ.

gramme de reconstruction de l'expérience, deux méthodes pour identifier de tels électrons existent. La méthode standard, utilisée pour les électrons énergétiques et isolés, consiste à trouver les clusters dans le calorimètre et essayer de leur associer des clusters dans le preshower et des traces dans le détecteur de traces. Cette méthode demande que la taille du cluster soit compatible avec celle d'un électron isolé:

$$\text{isolation} = \frac{E_{tot}^{0.4} - E_{EM}^{0.2}}{E_{EM}^{0.2}} < 0.2,$$

où E_{tot}^{R} et E_{EM}^{R} sont l'énergie totale (électromagnétique + hadronique) et l'énergie électromagnétique dans un cône de rayon R.

Il est évident que la méthode décrite ci-dessus perd de son efficacité lorsque les gerbes induites par les électrons ne sont pas isolées, ce qui arrive le plus souvent pour des électrons de basse énergie. Pour identifier de tels électrons on procède par un chemin inverse à celui de la première méthode. On commence d'abord par trouver les traces des particules chargées et ensuite chercher à leur faire correspondre des clusters dans le preshower et des tours[1] dans le calorimètre. Il va sans dire qu'aucun critère d'isolation n'est demandé par cette méthode.

6.2 Identification de l'électron isolé

Comme on l'a mentionné brièvement ci-dessus, dans cette identification on commence par former des amas (cluster) de cellules du calorimètre ayant reçues de l'énergie au dessus d'un certain seuil ($1\,GeV$). Plusieurs algorithmes existent dans le programme de reconstruction de DØ. Néanmoins, on peut distinguer deux types d'algorithmes. La première catégorie contient les algorithmes qui construisent les clusters à partir de tours. On ne considère donc pas la segmentation en profondeur du calorimètre. L'avantage de tels algorithme, en plus de leur bonne efficacité de reconstruction de particules, est leur rapidité. Un exemple qui est l'algorithme de cône (utilisé au Run I) a été décrit dans le chapitre 4. Le deuxième type d'algorithme prend profit des couches en profondeurs du calorimètre. On construit des clusters de cellules dans chaque couche du calorimètre (EM1, EM2,...), et on associe ensuite les clusters qui ont une même direction (depuis le vertex d'interaction) pour former des clusters globaux. Ce type d'algorithme a le mérite de pouvoir reconstruire les électrons et photons, peu profonds dans le calorimètre, qui sont près des jets.

Un cluster construit est considéré comme étant électromagnétique si au moins 90% de son énergie est situé dans le compartiment électromagnétique du calorimètre:

$$\frac{\text{énergie électromagnétique}}{\text{énergie totale}} > 90\%$$

et s'il a une isolation inférieure à 0.2 (voir ci-dessus la définition de l'isolation).

La position d'un cluster électromagnétique est donnée par le barycentre des cellules du cluster de la troisième couche du calorimètre électromagnétique (celle qui correspond au maximum du dépôt d'énergie d'une gerbe électromagnétique et la plus segmentée):

$$\vec{X} = \frac{\sum_i w_i \vec{x}_i}{\sum_i w_i},$$

où w_i est le poids affecté à la $i^{\text{ème}}$ cellule repérée par le vecteur $\vec{x}_i$. Ce poids peut être tout simplement l'énergie de la cellule E_i, comme il peut être donné par une formule qui

[1] La tour a été définie dans le chapitre 3 comme étant l'ensemble des cellules dans une direction donnée.

donne plus de poids aux cellules éloignées do coeur du cluster:

$$w_i = w_0 + \ln \frac{E_i}{\sum_i E_i},$$

où w_0 est un paramètre qui doit être ajusté pour une résolution optimum [84].

La deuxième étape consiste à trouver les clusters du preshower qui sont autour de la direction du cluster du calorimètre dans une fenêtre de taille $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.05 \times 0.05$ pour le central et de 0.1 $\times$ 0.1 pour les preshowers à l'avant. Le cluster le plus énergétique trouvé dans cette fenêtre est utilisé: son énergie est ajoutée à celle du cluster du calorimètre et sa position remplace la position calculée en utilisant la troisième couche du calorimètre électromagnétique.

Dans la dernière étape, on cherche une ou plusieurs traces qui correspondent à la direction donnée par la position du cluster dans une route de largeur $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.05 \times 0.05$. L'existence d'une telle trace fait du candidat considéré un électron; si au contraire aucune trace n'est associée au cluster le candidat portera le label de photon.

D'autre critère de discrimination peuvent être appliqués sur les candidats. La matrice de covariance (matrice H) et le maximum de vraisemblance constituent deux techniques efficaces pour se débarrasser des faux électrons (photons). Ils ont été utilisés au Run I et ils sont utilisés au Run II. On présentera en détail le premier outil dans un paragraphe suivant.

Pour des électrons de $Z \to ee$ l'efficacité de l'identification suivant la méthode décrite ci-dessus est de 91% pour le calorimètre central et de 77% pour les calorimètres de à l'avant.

6.3 Identification des électrons mous

L'identification des électrons de faible énergie, qui sont la plupart du temps mal isolés, débute par la recherche des traces de particules chargées [85]. Pour chaque trace trouvée on regarde s'il lui correspond un cluster dans le preshower dans une fenêtre autour de la trace de taille $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.03 \times 0.025$. La taille de la fenêtre a été ajustée de sorte que 95% des électrons Monte Carlo de faible énergie (3 à 20 GeV) et isolés aient leur clusters dans le preshower à l'intérieur de cette fenêtre. On demande ensuite qu'au moins une tour d'énergie électromagnétique non nulle coïncide avec la direction de la trace à une ouverture près de $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.045 \times 0.05$. La taille de cette fenêtre a été ajustée de la même façon que précédemment. On peut, finalement, exiger que la fraction de l'énergie électromagnétique de la tour trouvée soit supérieure à un seuil donné.

Pour quantifier la performance de cette méthode on définit:

- l'efficacité $\epsilon = \frac{N_{eT+PS+CA}}{N_e}$, où N_e est le nombre d'électrons générés et $N_{eT+PS+CA}$ est le nombre de traces associées à un cluster de preshower et une tour de calorimètre.

- le taux de mauvaise identification MisID $= \frac{N_{OT+PS+CA}}{N_{OT}}$, où N_{OT} est le nombre de traces produites par d'autres particules chargées que l'électron et $N_{OT+PS+CA}$ est le nombre de ces traces dont la direction coïncide avec un cluster dans le preshower et une tour dans le calorimètre.

Les valeurs de ces quantités, calculées sur des événements $Z \to b\bar{b}$, dépendent de la coupure sur la fraction de l'énergie électromagnétique de la tour trouvée. Elles sont montrées sur le tableau 6.1 pour quatre valeurs de cette coupure.

EMF cuts	EMF = 0	EMF < 0.50	EMF < 0.80	EMF < 0.99
ϵ (%)	73 ± 5	73 ± 5	71 ± 5	51 ± 5
MisID (%)	16 ± 6	12 ± 1	9 ± 1	2.3 ± 0.3

Table 6.1: Performances de l'algorithme d'identification des électrons mous. EMF est la fraction d'énergie électromagnétique de la tour du calorimètre associée à la trace.

6.4 Matrice de covariance (Matrice H)

La méthode de la matrice H, comme on l'a déjà indiqué, est utilisée pour améliorer l'identification des électrons [86] en rejetant les faux provenant essentiellement des hadrons chargés ($\pi^{\pm}$). Elle tient compte du développement en profondeur de la gerbe (électromagnétique ou hadronique) en prenant des quantités à partir des différentes couches du calorimètre. Elle considère aussi le développement transversal en prenant plusieurs variables d'une couche donnée, notamment la troisième couche du calorimètre électromagnétique (EM3)[2]. L'avantage de la méthode de la matrice H est qu'elle tient compte des corrélations entre les variables utilisées. Il est clair que, par exemple, une gerbe qui dépose beaucoup d'énergie dans les premières couches du calorimètre déposera moins dans les dernières couches. De même, la forme d'une gerbe (et donc le dépôt d'énergie dans les différentes couches) depend de l'angle d'incidence (c'est à dire pour une tour donnée de la position du vertex).

La matrice H a été déjà utilisée au run I en utilisant une matrice 41×41 [1-6]. Dans la suite nous présentons le principe de la méthode, les différentes matrices construites et nous concluons par une étude de la rejection e/π versus ces matrices.

6.4.1 Principe de la méthode

Étant donné un ensemble de variables caractérisant la gerbe d'un électron e x_i^e, $i = 1, 2, \cdots d$, on peut construire une matrice (de covariance) de dimension d de la manière

[2]Rappelons que cette couche est située au maximum de dépôt d'énergie d'une gerbe électromagnétique et, pour cette raison, elle est la plus segmentée (lue).

suivante:

$$M_{ij} = 1/N \sum_{n=1}^{N} (x_i^n - \bar{x}_i)(x_j^n - \bar{x}_j) \quad i,j = 1 \cdots d, \tag{6.1}$$

où N est le nombre d'électrons disponibles et $\bar{x}_i$ est la valeur moyenne de la variable x_i pour le lot considéré. En utilisant cette matrice on associe à un candidat donné, c'est à dire un ensemble de d variables x_i, une valeur de la variable χ^2 définie par l'expression suivante:

$$\chi^2 = \sum_{ij}^{d} (x_i - \bar{x}_i) H_{ij} (x_j - \bar{x}_j), \tag{6.2}$$

où $H = M^{-1}$. Cette valeur mesure la consistance de la forme de la gerbe du candidat avec la gerbe d'un électron. Plus le candidat ressemble à lélectron moyen plus il a une valeur proche de celle de celui-ci. En appliquant une coupure sur la variable χ^2 on distingue une gerbe d'un électron d'une gerbe d'un hadron avec une certaine efficacité. On note que si les variables x_i sont gaussiennes, la variable définie plus haut suit réellement une distribution de χ^2. Mais, évidement, ce n'est pas le cas de la plupart des variables qu'on utilisera.

Dans la pratique l'Eq.6.2 s'écrit plutôt sous la forme suivante:

$$\chi^2 = y H' y^T, \tag{6.3}$$

où H' est la matrice diagonale obtenue de la matrice H par une matrice de rotation U (ie $H' = U^T H U$) et y_i sont les vecteurs propres. Ces variables (y_i) sont non corrélées, c'est à dire leur matrice de covariance (Eq.6.1) est diagonale. Vu sa forme, l'Eq.6.3 nous indique comment calculer le χ^2 même lorsque la matrice M est singulière, ce qui arrive lorsque on utilise des variables linéairement dépendantes. Dans un tel cas, on diagonalise la matrice M et on n'inverse que les valeurs propres non nulles. Ceci revient à ne prendre que les variables linéairement indépendantes.

Les matrices H sont calculées en utilisant des électrons Monte Carlo. En tout, il y a 37 matrices chacune pour une des 37 tours constituant la moitié du calorimètre (en η)[3]. L'autre moitié est couverte par symétrie de réflexion. Cela signifie que tous les électrons pointant vers une tour donnée sont utilisés pour construire la matrice correspondante. Le χ^2 associé à un candidat d'une direction η donné est calculé (Eq.6.2) avec la matrice de la tour la plus proche à cette direction.

Nous avons généré environ 6 330 électron d'une énergie variant entre 15 GeV et 150 GeV dans un intervalle de pseudorapidité de [0,1] (on ne considère que la partie centrale). Le vertex d'interaction suit une distribution gaussienne de moyenne 0 et de $\sigma = 28.0\,cm$. Un lot de pion est généré dans les même conditions à des fins d'étude des efficacités de rejection par la matrice H.

Lors de la reconstruction complète des électrons, les clusters trouvés subissent trois coupures: la coupure sur le P_T, la coupure sur la fraction d'énergie électromagnétique (EMF) et la coupure sur l'isolation. Le tableau 6.2 montre les valeurs utilisées dans cette étude.

[3]La zone utile du calorimètre est limité dans $|\eta| \leq 3.7$

coupure	valeur
$P_T\ (GeV)$	4.0
EMF	0.90
isolation	0.20

Table 6.2: Coupure de reconstruction

La coupure sur la fraction d'énergie électromagnétique est très efficace contre les pions. En effet, parmi 35 800 pions seul 640 réussissent à passer cette coupure; ce qui donne une efficacité de rejection de 98.2%. Le rôle de la matrice H est donc de discriminer contre ces pions résiduels. On note que la plupart des électrons pointant vers les cracks en ϕ (régions non instrumentées entre les modules) déposent plus de 10% de leur énergie dans la partie hadronique et donc sont éliminés par la coupure sur EMF. Dans cette étude, pour ne pas considérer de telles particules, on a appliqué une coupure de $\Delta\phi = 0.06$ autour des centres des cracks.

6.4.2 Détermination des matrices H

Dans ce paragraphe on donne les différentes matrices étudiées. La figure 6.2 montre l'énergie moyenne déposée par les électrons et les pions dans les cellules des couches EM2, EM3 et EM4 du calorimètre électromagnétique. Rappelons qu'une cellule de la troisième couche (EM3) est quatre fois plus petite qu'une cellule d'une autre couche. Cette figure montre que les pions déposeent moins d'énergie que les électrons dans la partie électromagnétique du calorimètre. Elle montre aussi le profil latéral des gerbes.

L'ensemble des variables pour chaque matrice est donné ci-dessous. Pour abréger, on note la fraction d'énergie déposée dans une couche par le nom de la couche (par exemple PSh et EM1 désignent la fraction d'énergie déposée dans le preshower (PSh) et dans la première couche électromagnétique (EM1), respectivement). Les matrices sont ordonnées selon les dimensions croissantes.

- Hmatrix10

  PSh, EM1, EM2, EM4, les quatre cellules de la couche EM3 appartenant à la tour la plus chaude, $\log_{10} \mathrm{E}_{tot}$, z/σ_z.
  où σ_z est la largeur de la distribution du vertex d'interaction ($\sigma_z = 28.0\,cm$).

- Hmatrix22

  PSh, EM1, EM2, EM4, 16 cellules de EM3, $\log_{10} \mathrm{E}_{tot}$, z/σ_z,
  Les 16 cellules de EM3 sont les 4 cellules de la tour la plus chaude plus les 12 cellules qui les entourent (voir figure 6.2).

- Hmatrix30

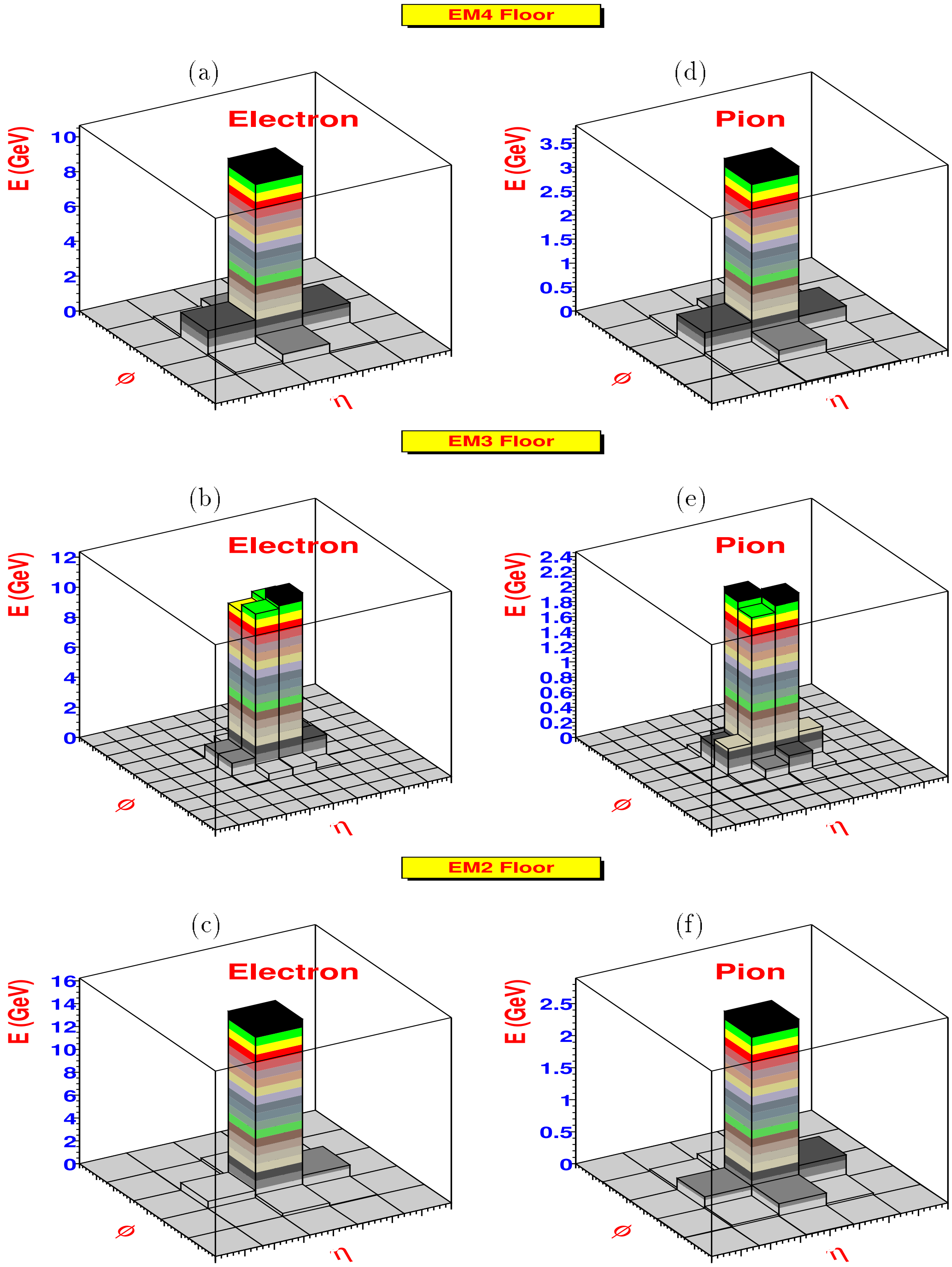


Figure 6.2: Energie moyenne déposée par l'électron (a, b et c) et le pion (d, e et f) dans les cellules des couches (de bas en haut) EM2, EM3 et EM4. La grille de tours (cellules) de 5×5 en η et ϕ dans chaque couche est centrée sur la tour la plus chaude. On remarque la différence entre les valeurs de l'énergie déposée par les électrons et les muons.

EM1, EM2, EM4, 25 cellules de EM3, $\log_{10} \mathrm{E}_{tot}$, z/σ_z.
Les 25 cellules sont ceux appartenant à une grille 5×5 centrée sur la cellule la plus chaude de la tour la plus chaude.

- Hmatrix31

  PSh, EM1, EM2, EM4, 25 cellules de EM3, $\log_{10} \mathrm{E}_{tot}$, z/σ_z.
  C'est la matrice Hmatrix30 plus le preshower.

- Hmatrix41

  EM1, EM2, EM4, 36 cellules de EM3, $\log_{10} \mathrm{E}_{tot}$, z/σ_z.
  Les 36 cellules sont ceux d'une grille 6×6 centrée sur la tour la plus chaude. Notons que le preshower, comme dans la matrice Hmatrix30, n'est pas inclus dans cette matrice (la matrice Hmatrix41 a été utilisée dans le Run I où le preshower n'existait pas).

- Hmatrix42

  PSh, EM1, EM2, EM4, 36 cellules de EM3, $\log_{10} \mathrm{E}_{tot}$, z/σ_z.
  C'est la matrice Hmatrix41 plus le preshower.

- Hmatrix50

  PSh, EM1, 5 cellules de EM2, 36 cellules de EM3, 5 cellules de EM4, $\log_{10} \mathrm{E}_{tot}$, z/σ_z.
  Les 36 cellules sont celles de la matrice Hmatrix41. Les 5 cellules de EM2 et EM4 sont la celle de la tour la plus chaude et ses plus proches voisins. Nous avons inclus ces variables parce que, comme le montre la figure 6.2, elles présentent une certaine différence entre les électrons et les pions.

6.4.3 Rejection e/π

La figure 6.3 illustre les distributions de la variable χ^2 obtenues en utilisant les sept matrices définies dans le paragraphe précédent. Il est clair que le pouvoir de séparation entre les électrons et les pions varie d'une matrice à une autre. Une comparaison quantitative, entre ces matrices, est présentée dans les tableaux 6.3 et 6.4. Dans le premier on donne pour des efficacités sur les électrons fixées les efficacités de rejection des pions (le taux de pions reconnus comme pions par la matrice H). La coupure correspondante sur le χ^2 est donnée aussi sur la même ligne.

Le deuxième tableau donne, à l'inverse du premier, les efficacités sur les électrons pour des efficacités de rejection de pions fixées.

On doit noter que l'efficacité totale est obtenu en multipliant les efficacités ci-dessus par les efficacités de présélection (les coupures sur l'isolation et la fraction d'énergie électromagnétique) qui valent 99.7% pour les électrons et 98.2% pour le pion. Rappelons que ces derniers chiffres sont obtenus pour des électrons et des pions simples et peuvent donc se dégrader lorsqu'on se situe dans un environnement proche de la réalité[4].

[4]la mesure de l'isolation et la fraction d'énergie électromagnétique dans un événement réel est moins

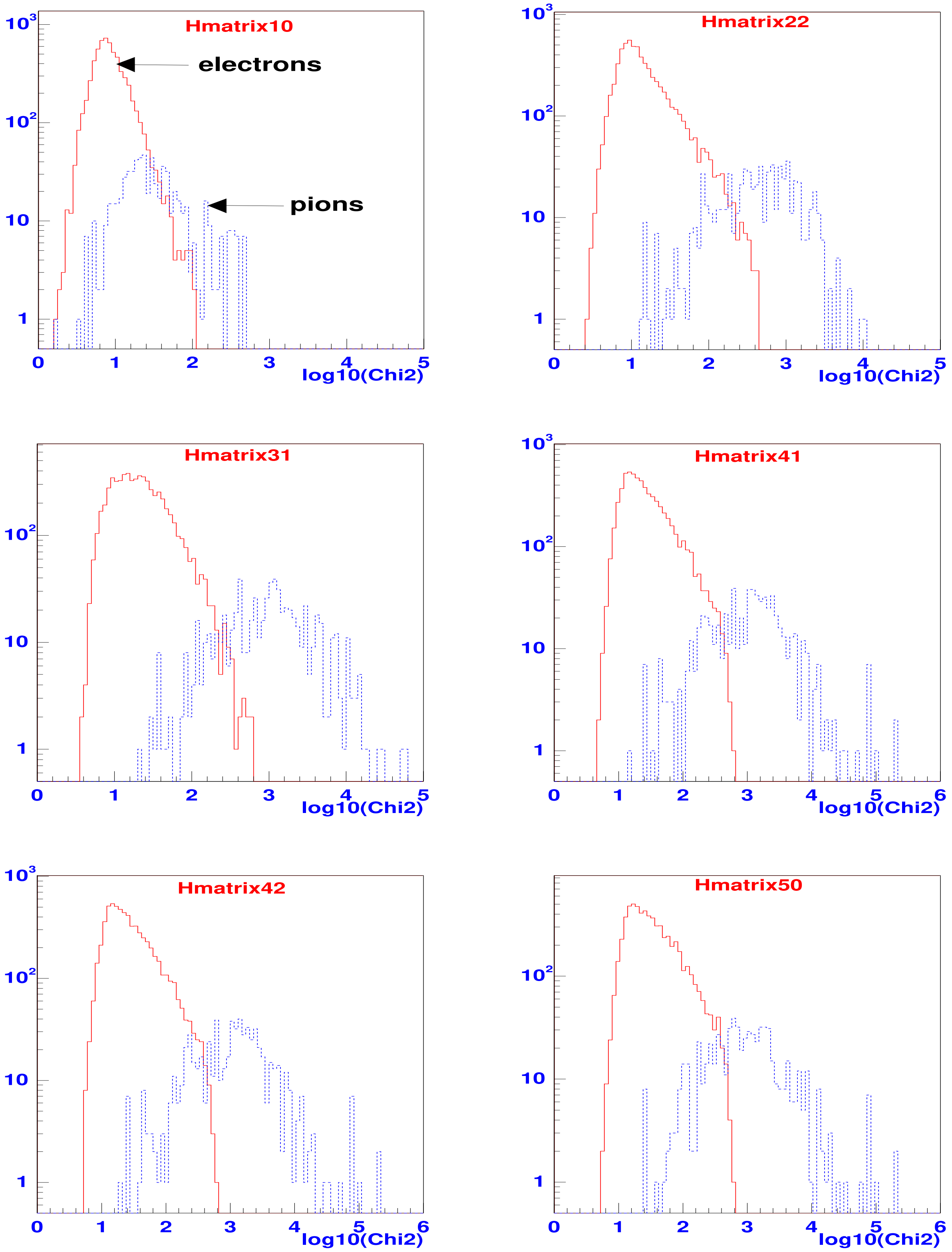


Figure 6.3: Distribution du χ^2 pour les sept matrices définies dans cette étude: en plein les électrons et en pointillé les pions.

ϵ_e	H10 χ^2	H10 ϵ_π	H22 χ^2	H22 ϵ_π	H30 χ^2	H30 ϵ_π	H31 χ^2	H31 ϵ_π	H41 χ^2	H41 ϵ_π	H42 χ^2	H42 ϵ_π	H50 χ^2	H50 ϵ_π
97	27	49	106	84	125	93	128	92	193	89	200	90	234	85
95	22	59	71	93	89	96	93	95	137	93	140	93	167	91
92	18	70	51	95	67	97	71	97	104	95	107	92	126	92
89	16	77	40	96	56	97	58	97	81	96	83	96	101	95

Table 6.3: Efficacité de rejection de pions (le taux de pions reconnus comme pions par la matrice H) ϵ_π pour des efficacités sur les électrons ϵ_e fixées. La coupure correspondante sur le χ^2 est indiquée aussi.

ϵ_π	H10 χ^2	H10 ϵ_e	H22 χ^2	H22 ϵ_e	H30 χ^2	H30 ϵ_e	H31 χ^2	H31 ϵ_e	H41 χ^2	H41 ϵ_e	H42 χ^2	H42 ϵ_e	H50 χ^2	H50 ϵ_e
90	10	68	82	96	160	98	161	98	188	97	198	97	182	96
95	7	39	54	92	106	96	106	96	114	93	117	93	98	88
97	5	13	22	76	70	92	71	92	47	78	48	77	80	84
99	4	6	16	64	38	79	39	79	25	55	25	55	25	45

Table 6.4: Les efficacités sur les électrons ϵ_e pour des efficacités de rejection de pions ϵ_π fixées. La coupure correspondante sur le χ^2 est indiquée aussi

Une manière graphique de comparer les performances des différentes matrice est illustrée sur la figure 6.4, où on a représenté l'efficacité sur les électrons en fonction des efficacités d'acceptation de pions.

En conclusion, on peut dire d'après les tableaux 6.3, 6.4 et la figure 6.4 que les matrices H de dimension 10 et 50 ont la plus mauvaise performance et que les matrices de dimension 30 et 31 sont les plus efficaces. Ceci est du, peut être, au fait que dans ces dernières les variables prise de la couche EM3 appartiennent à une grille centrée sur la cellule la plus chaude (au lieu de la tour la plus chaude pour les autres matrices); ce qui correspond mieux à la petite taille, de l'ordre d'une cellule, de la gerbe de l'électron.

On peut aussi dire, en comparant les performances des matrices qui incluent le preshower et celles qui ne l'incluent pas, que la prise en compte de ce détecteur dans la matrice H n'améliore pas le pouvoir de séparation entre les électrons et les pions. Ce fait est illustré sur la figure 6.5, où on a représenté la fraction d'énergie enregistrée par le preshower sans

bonne que dans un cas de simulation simple.

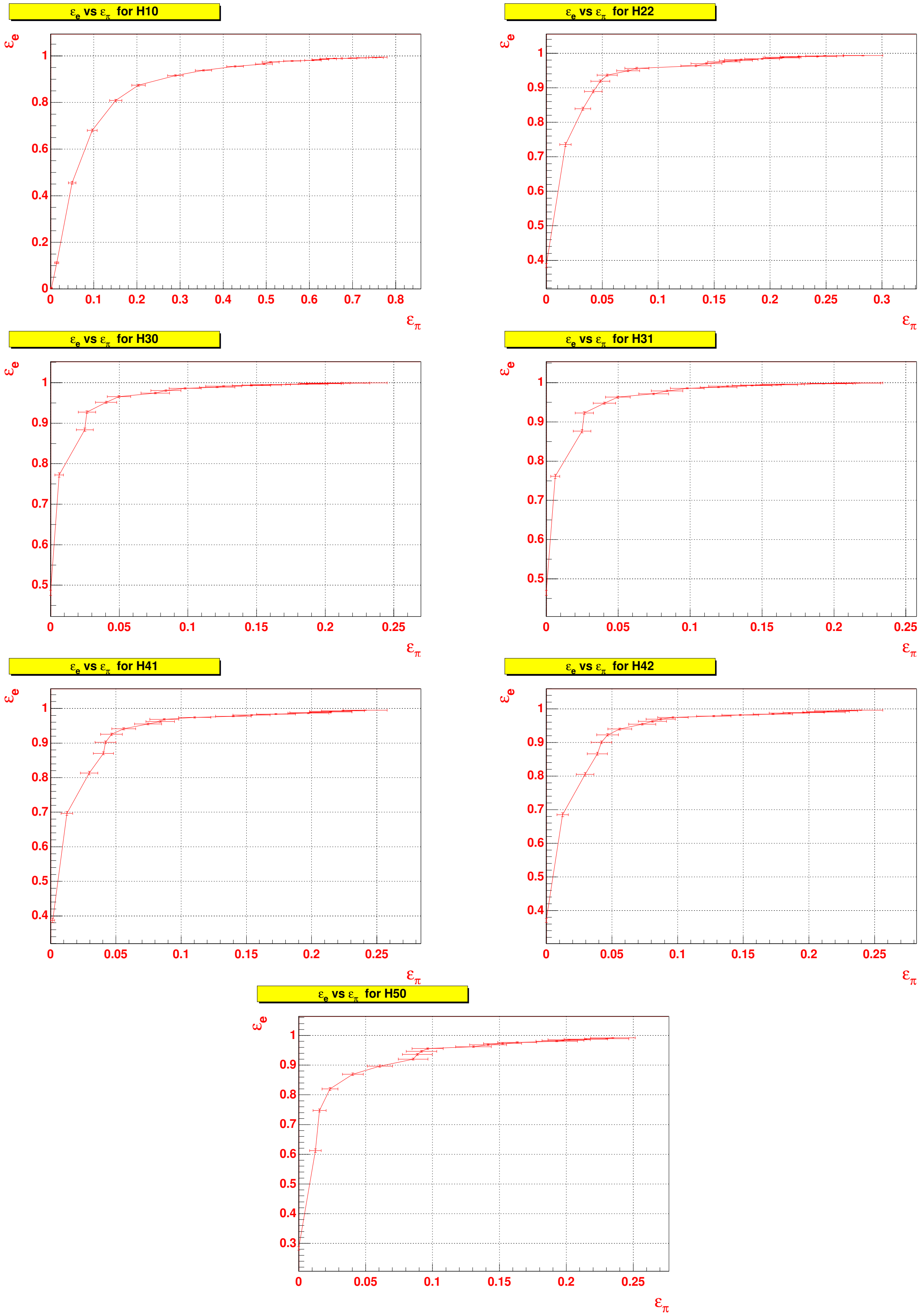


Figure 6.4: Efficacité sur les électrons ϵ_e versus l'efficacité d'acceptation de pions ϵ_π pour les différentes matrices.

appliquer de coupure (figure 6.5-(a)) et avec une coupure sur le χ^2 obtenu par la matrice de dimension 41, c'est à dire celle qui ne contient pas le preshower, (figure 6.5-(b)). La différence entre les deux figures est déjà petite sauf pour le pic à énergie nulle pour les pions. On voit sur la figure (b), qu'une fois tenu compte des corrélations entre les dépôts d'énergie dans les couches du calorimètre en coupant sur le χ^2 de matrice Hmatrix41, le preshower n'est plus util dans la discrimination entre les pions et les électrons.

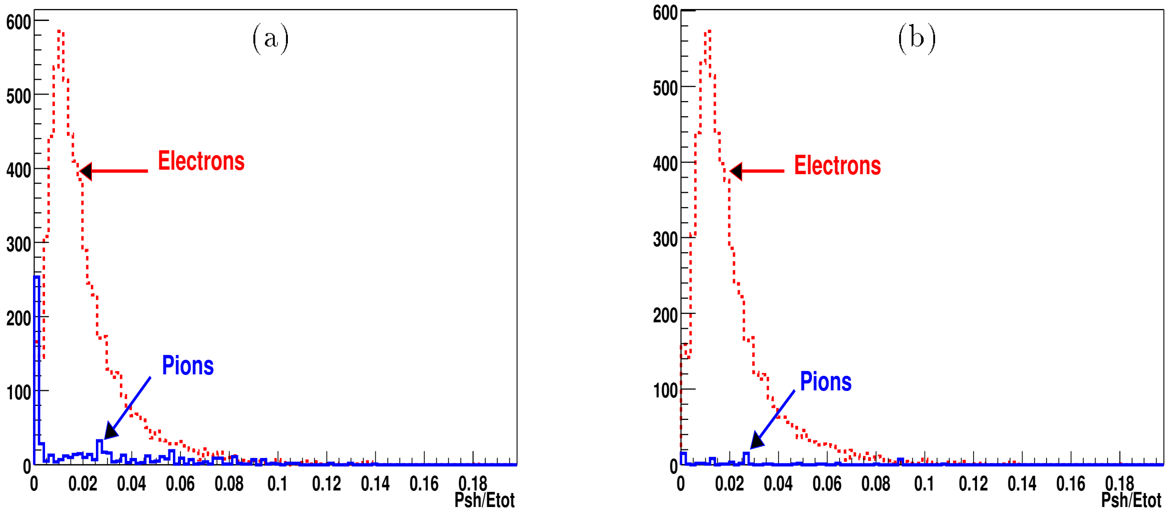


Figure 6.5: Fraction d'énergie des électrons et des pions dans le preshower sans coupure (a) et avec une coupure $\chi^2 < 193.0$ sur le χ^2 de la matrice Hmatrix41 (b).

Conclusion

Une recherche de production résonante de particules supersymétrique (smuon et sneutrino du muon) est présentée. Le cadre théorique de cette étude est le modèle mSUGRA, où on considère cinq paramètres libres: m_0, $m_{1/2}$, $\tan\beta$, A_0, $sign(\mu)$, avec R-parité violée (un paramètre). Deux méthodes d'analyse ont été appliquées: l'analyse séquentielle considérée comme une méthode traditionnelle et l'analyse par réseau de neurones qui est de plus en plus utilisée comme outil en physique des particules.

Notre étude est basée sur les données du Run I de l'expérience DØ auprès du Tevatron à Fermilab (USA). La luminosité considérée est de $94\,pb^{-1}$. Aucun excès par rapport aux prédictions du modèle standard n'a été observé, on interprète par conséquent ce résultat en termes de limites sur les paramètres du modèle utilisé. Des contours d'exclusion à 95% de niveau de confiance dans le plan (m_0, $m_{1/2}$) sont donnés. Des valeurs de m_0 et $m_{1/2}$ jusqu'à $230\,GeV$ et $260\,GeV$ sont exclues pour une constante de couplage $\lambda'_{211} = 0.09$, $\tan\beta = 2$, $sign(\mu) = -1$ et $A_0 = 0$. On peut aussi interpréter ce resultat par des contours d'exclusion dans les plans des masses, ($m_{\tilde{\nu}_\mu}$, $m_{\chi_1^0}$) par exemple, où $\tilde{\nu}_\mu$ est le sneutrino du muon et χ_1^0 est le neutralino le plus léger. Des masses (relatives) du $\tilde{\nu}_\mu$ et χ_1^0 de $280\,GeV$ et $112\,GeV$ sont exclues à 95% de niveau de confiance.

Cette même analyse peut être refaite sur les données du Run II qui bénéficie d'une plus grande luminosité instantanée ($5.2\,10^{32}\,cm^{-2}s^{-1}$ au Run II contre $0.86\,10^{32}\,cm^{-2}s^{-1}$ au Run I) et une plus grande énergie dans le centre de masse ($2\,TeV$ contre un $1.8\,TeV$ au Run I). Cela permettra de restreindre d'avantage les paramètres de mSUGRA et comme conséquence les masses des particules supersymétriques.

Une autre partie de ce travail traite de l'identification de l'électron au Run II qui est très importante pour la recherche d'une nouvelle physique. Plusieurs outils sont utilisés pour une telle fin. Particulièrement nous avons etudié les performances de la matrice de covariance (matrice H).

Appendix A

Réseaux de neurones

A.1 Définition

Un réseau de neurones (RN) est une généralisation d'une application linéaire:

$$Y_i = F(\sum_{j=0}^{n} w_{ij} X_j), \quad i = 1, 2, \ldots k \tag{A.1}$$

où w est la matrice $(k \times n)$ de l'application linéaire et F est appelée "fonction d'activation". Pour un réseau de neurones F est une fonction non linéaire (sigmoide) donnée par:

$$F(x) = \frac{1}{1 + e^{-x}} \tag{A.2}$$

L'équation A.1 correspond à un réseau de neurones à deux couches: la couche d'entrée avec n variables et la couche de sortie comportant k variables.

Un réseau de neurone général se constitue en plus des couches d'entrée et de sortie d'une ou de plusieurs couches intermédiaires chacune ayant un certain nombre de variables. Par exemple un réseau de neurones de structure 5-7-2 a trois couches: une couche d'entrée (5 variables), une couche de sortie (2 variables) et une couche intermédiaire de 7 variables. Une telle structure peut être visualisé par:

$$\begin{pmatrix} X_1 \\ X_2 \\ \vdots \\ X_5 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} w^1 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} Y_1 = F(w^1_{1j} X_j) \\ Y_2 = F(w^1_{2j} X_j) \\ \vdots \\ Y_7 = F(w^1_{7j} X_j) \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} w^2 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} Z_1 = F(w^2_{1j} Y_j) \\ Z_2 = F(w^2_{2j} Y_j) \end{pmatrix} \tag{A.3}$$

où une sommation sur les indices répétés est sous entendue.

Le réseau de neurones est donc un ensemble de fonctions (les variables de sortie) des variables d'entrée. Pour être utilisé, il suffit de déterminer les éléments des matrices w (les poids).

L'une des utilisations du réseau de neurones est le *classement* d'objets. Par exemple, dans cette thèse on a eu affaire à deux objets: le signal et le fond. La puissance du réseau de neurones à séparer des objets résulte du théorème suivant:

- une combinaison linéaire de sigmoides peut ajuster n'importe quelle fonction d'une ou de plusieurs variables [93].

Si on imagine que les variables du signal dessine (comme dans l'exemple qui va suivre) une *hypersurface* dans l'espace de ces variables, la tâche du réseau de neurones serait d'approcher la fonction qui définit cette surface. Les candidats (provenant du signal, du fond ou des données) seront classés selon leur distance de la hypersurface trouvée par le réseau de neurones.

A.2 Entraînement d'un réseau de neurones

Le but de l'entraînement du réseau de neurones est de calculer les poids w_{ij} en utilisant les événements du signal et du fond. On définit la fonction "coût":

$$E = \frac{1}{2}\Big((s - Z_1)^2 + (b - Z_2)\Big)$$

où s et b sont les sorties idéales pour le signal et le fond (+1 pour le signal et -1 pour le fond par exemple). C'est la distance entre les sorties calculées Z_i et désirées (s et b). Les w_{ij} sont calculés de façon à ce que cette distance soit minimale. Les différents paramètres sont initialisés aléatoirement et un algorithme de rétro-propagation est utilisé pour les ajuster afin d'avoir les sorties désirées. Les événements sont présentés plusieurs fois (cycles) à cet algorithme.

En plus des lots d'événements d'entraînement, on utilise d'autres échantillons indépendant pour tester l'ajustement des paramètres après chaque cycle. Ce test qui permet de voir la convergence (ou divergence) de la procédure de minimisation, permet aussi de voir la qualité du choix des variables d'entrée.

Une fois l'apprentissage du réseau de neurones fini, le résultat est une fonction (application) qui transforme des variables d'entrée en une ou plusieurs variables de sortie, et qui sera utilisée sur des candidats d'origine connue ou inconnue.

A.3 Exemple

Dans cet exemple, on a utilisé le réseau de neurones *MLPfit* [94]. On a généré aléatoirement et uniformément 10 000 points dans le plan (x, y) tel que $x, y \in [-2, 2]$. On définit comme étant un point du signal tout point qui vérifie la condition suivante:

- $R \leq 0.75$ ou $R \leq 1.25(1 + cos\alpha)$

où $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ et α est l'angle entre l'axe x et la direction de R. Les points qui ne vérifient pas cette condition sont classés comme étant du bruit de fond. Agissant ainsi, on compte 4 547 points de signal et 5 453 points de bruit de fond.

Les distributions de x et y pour le signal et le fond sont montrées sur la figure A.1.

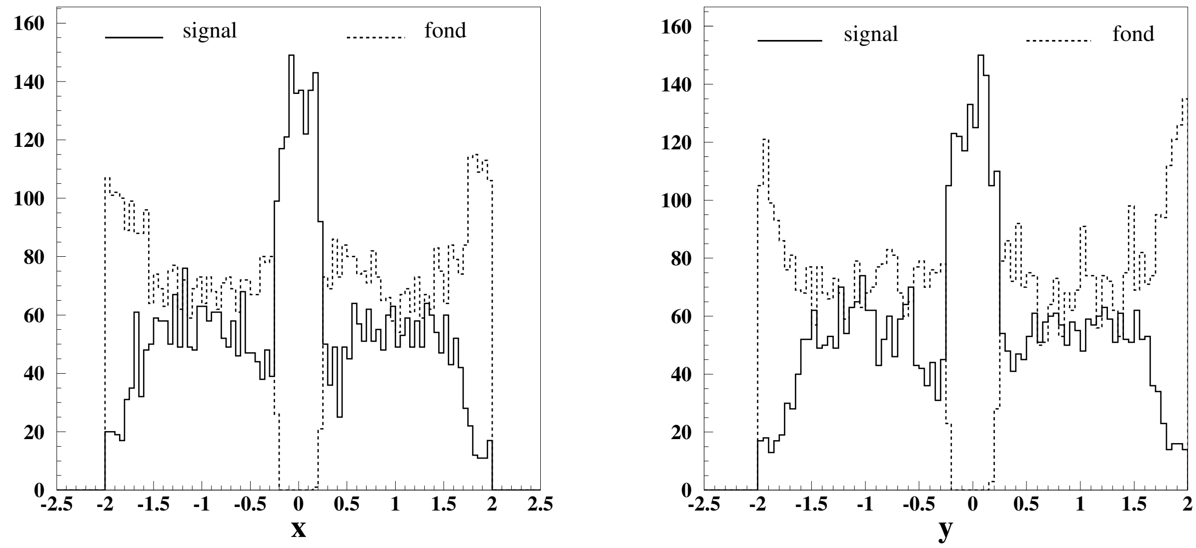


Figure A.1: Les distributions des variables d'entrée du réseau de neurones: x et y. Le signal est en plein et le fond est en pointillé.

Les corrélations entre les variables x et y sont illustrées sur la figure A.2

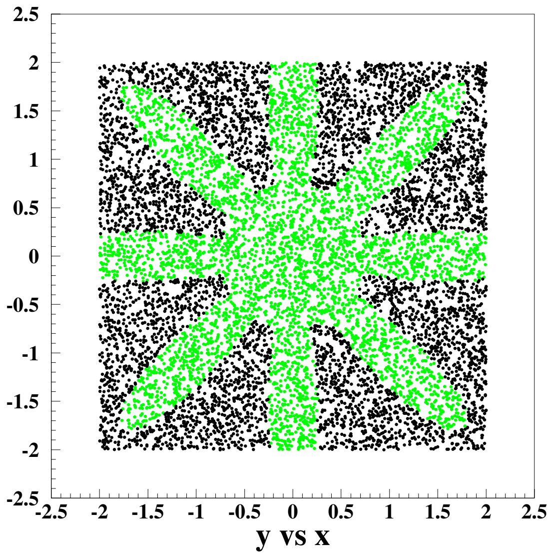


Figure A.2: Corrélation entre les variables d'entrée du réseau de neurones: le signal est en clair et le fond est en noire.

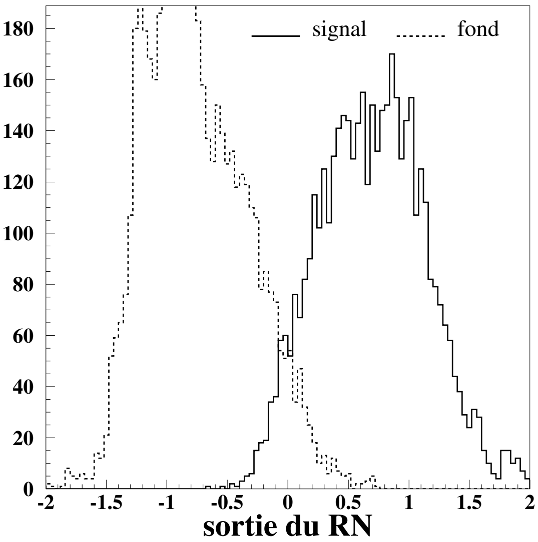


Figure A.3: la sortie du réseau de neurones

Un réseau de neurones de structure 2-20-1 est entraîné sur une partie des événements (points) du signal et de bruit de fond. Comme on l'a déjà dit cette étape est nécessaire pour déterminer les poids de la fonction du réseau de neurones qui sera utilisée pour classer les candidats.

Le résultat du classement des événements du signal et du fond est représenté sur la figure A.3. Une bonne discrimination est observée.

L'application d'une coupure à zéro retient 94.3% du signal et accepte 5.1% du fond. Ce résultat est visualisé sur la figure A.4. Elle représente une reconstruction presque parfaite de la figure A.2; ce qui illustre clairement la bonne performance du réseau de neurones utilisé.

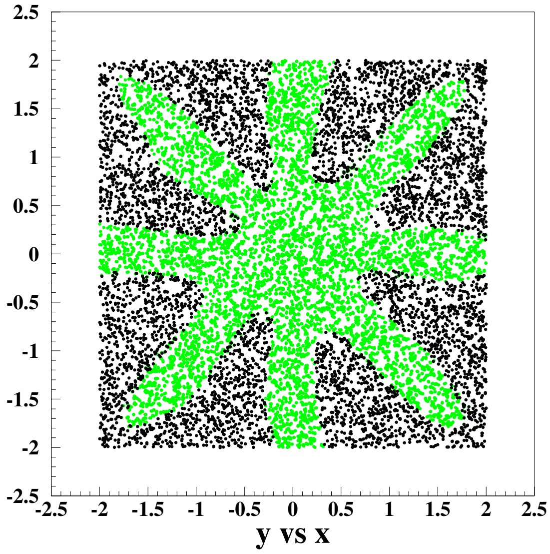


Figure A.4: Reconstruction de la figure A.2 par le réseau de neurones.

Appendix B

Optimisation d'une analyse

Dans cet appendice on décrit la méthode d'optimisation utilisée dans cette thèse. Optimiser une analyse consiste à trouver les coupures, sur les variables de l'analyse, qui donnent la meilleur efficacité pour le signal tout en gardant le bruit de fond à sa plus faible valeur possible. Il existe plusieurs méthodes pour "mesurer" l'optimabilité d'une analyse [97]. Une façon, non biaisée, est de dire que l'analyse optimale est celle qui exclut le plus petit nombre d'événements produit du processus considéré (ou d'une manière équivalente, celle qui exclut la plus petite section efficace). C'est la prescription $\bar{\mathrm{N}}_{95}$ [71].

Essayons de formuler cette proposition. Soit s (b) le nombre d'événements du signal (du fond) attendus (ou plutôt la valeur moyenne). La probabilité d'observer n événements provenant du signal est supposée donnée par la distribution de Poisson:

$$P_s(n) = e^{-s}\,\frac{s^n}{n!}. \tag{B.1}$$

Lorsqu'on observe n_{obs} événements de données, on peut exclure à 95% de niveau de confiance un signal de valeur moyenne $s_{n_{obs}}$ donnée par l'équation:

$$e^{-s_{n_{obs}}} \sum_{i=0}^{n_{obs}} \frac{s^i_{n_{obs}}}{i!} = 0.05\,. \tag{B.2}$$

Par exemple $s_{n_{obs}} = 3.00,\ 4.74,\ 6.30,\ \ldots$ pour $\mathrm{n_{obs}} = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots$ On aurait pu exclure des valeurs de $s_{n_{obs}}$ plus petites, pour les mêmes valeurs de n_{obs}, si on avait soustrait une partie ou tout le bruit de fond (c'est à dire si on avait estimé qu'au moins une partie des événements observés est dû au bruit de fond). Un tel calcul est donc qualifié de prudent.

Sur une infinité d'expériences le nombre d'événements exclu en moyenne est exprimé par:

$$\begin{aligned} < s > &= \sum_{n_{obs}=0}^{\infty} s_{n_{obs}}\, P_b(n_{obs}) && \text{(B.3)} \\ &= e^{-b}\{3.00 + 4.7\,b + 6.30\frac{b^2}{2!} + 7.75\,\frac{b^3}{3!} + \cdots\}, \end{aligned}$$

où $P_b(n_{obs})$ est la probabilité que le bruit de fond donne n_{obs} événements. A ce niveau, on peut faire deux remarques:

- l'Eq.B.4 fait apparaître le bruit de fond et donc des coupures sont sous entendues.
- la sommation dans cette équation fait abstraction du n_{obs} qui correspondrait au nombre d'événements de données si on avait le droit de les regarder lors de l'optimisation. Cette formulation est bien non biaisée de ce point de vue.

Dans le raisonnement précédent, $< s >$ n'est pas affecté par la coupure (seul le fond l'est); mais lors d'une optimisation d'une analyse le nombre d'événements attendus du signal est sensible à la coupure à travers l'efficacité ϵ: $s = \mathcal{L}\sigma\epsilon$, où $\mathcal{L}$ et σ sont la luminosité intégrée et la section efficace, respectivement.

La coupure optimale est donc celle qui correspond au minimum d'événements produits $(\mathcal{L}\sigma)$, noté $\bar{N}_{95}$:

$$\bar{N}_{95} = \sum_{n_{obs}=0}^{\infty} \frac{s_{n_{obs}} P_b(n_{obs})}{\epsilon}, \tag{B.4}$$

On voit sur cette équation qu'en cas d'absence de bruit de fond une augmentation de ϵ mène à une baisse de $\bar{N}_{95}$. Cela correspond par exemple à des coupures lâches. Cependant, de telles coupures augmentent le fond b et, par conséquence, $\bar{N}_{95}$. Les coupures optimales sont celles qui correspondent au minimum de $\bar{N}_{95}$.

Finalement, notons qu'en cas où on soustrait le fond, les $s_{n_{obs}}$ doivent être déterminés de l'équation suivante (au lieu de l'Eq.B.2) [98]:

$$\frac{e^{-(s_{n_{obs}}+b_{sub})} \sum_{i=0}^{n_{obs}} \frac{(s_{n_{obs}}+b_{sub})^i}{i!}}{e^{-b_{sub}} \sum_{i=0}^{n_{obs}} \frac{b_{sub}^i}{i!}} = 0.05 \tag{B.5}$$

où b_{sub} est le bruit de fond soustrait (on peut choisir de ne pas soustraire une partie du fond mal simulée).

Références

[1] S.L. Gashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579; A. Salam, *Elementary Particle Theory*, ed. N. Svartholm (Almqvist et Wiksells, 1968); S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.

[2] LEP Working Group for Higgs boson searches and ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, hep-ex/0107029

[3] M.E. Peskin et D.V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, Perseus Books Publishing (1995).

[4] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 2644.

[5] G. 't Hooft, lectures in Cargèse 1979.

[6] J. Wess et B. Zumino, Nucl. Phys. B70 (1974) 39;

[7] J. Wess et J. Bagger, *Supersymmetry and Supergravity* Princeton University Press.

[8] P. Fayet, Nucl. Phys. **B90** (1975) 104.

[9] M. Carena, M. Olechowski, S. Pokorski et C. E. M. Wagner, Nucl. Phys. **B419** (1994) 213.

[10] M. El Kheishem, A, Shafik et A. Aboshousha, Phys. Rev. **D45** (192) 4345.

[11] M. Bezouh *et al.*, *The Minimal Supersymmetric Standard Model: Group Summary Report*, http://susy.in2p3.fr

[12] H. Dreiner and C.G. Ross, Nucl. Phys. B365 (1991).

[13] B.C Allanch, A. Dedes, H. Dreiner, Phys. Rev. D60, 075014 (1999).

[14] M. Guchait, D.P. Roy, hep-ph/9707275.

[15] Search for R-parity Violating supersymmetry in the dielectron channel, DØ collobo-ration, Phys. Rev. Lett. 83 4476 (1999).

[16] Search for R-parity Violation in Multilepton Final States in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8 TeV$, DØ colloboration, Phys. Rev. D Rapid Comm.(62), 071701 (2000).

[17] Search for R-parity Violating supersymmetry using Like-Sign Dielectrons in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8TeV$,CDF colloboration, Phys. Rev. Lett. 83 2133 (1999).

[18] S. Banerjee *Search for R-parity violating SUSY in the $\mu\mu$ + jets channel*, DØ Note 3812.

[19] " Report of the group on the R-parity violation"R. Barbier et al., hep-ph/9810232.

[20] J. Butterworth et H.Dreiner, Nucl. Phys. B397 (1993) 3.

[21] H. Dreiner et P. Morawitz, Nucl. Phys. B428 (1994) 31.

[22] F.T. Cole *et al., Design Report, Superconducting Accelerator* FNAL Internal Note (1979), (non publié); *Design report, Tevatron 1 Project* FNAL Internal Note (1984), (non publié). Fermilab Beam Division, *The Tevatron Run II Handbook*, http://www-bd.fnal.gov/runII/

[23] M. Church *Substantial Upgrades To Tevatron Luminosity* hep-ex/0105041.

[24] S. Abachi *et al.*, (DØ Colloboration), Nucl. Instr. Meth. **A338**, (1994) 185.

[25] A. R. Clark *et al.* (DØ colloboration), Nucl. Instr. Meth. **A279** (1989) 243.

[26] J. F. Detoeuf *et al.* (DØ colloboration), Nucl. Instr. Meth. **A279** (1989) 310.

[27] J. F. Lebrat, *La Recherche du Quark Top dans le Canal e+jets à DØ* (thèse de doctorat) 1996.

[28] H. Aihara *et al.* (DØColloboration), Nucl. Instr. Meth. **A325** (1993) 393.

[29] A. Plaquet, *Identification de l'Electron à DØ,* (thèse de Doctorat 1994).

[30] W.G.D. Dharmaratna, *Reconstruction of the Calorimeter Response-Test Beam Load 2*, DØ Note 1731 (1993).

[31] S. Abachi *et al.* Nucl. Instr. Meth. **A324**, 53 (1993).

[32] H. Aihara *et al.* Nucl. Instr. Meth. **A 325**, 393 (1993).

[33] C. Brown *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A279** (1989) 331.

[34] Y. Antipov *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A297** (1990) 121.

[35] J. Bantly *et al.*, IEEE trans. on Nucl. Sci 41 (1994) 1274.

[36] M. Abolins *et al.*, IEEE trans. on Nucl. Sci. 36 (1989) 384.

[37] H.T. Diehl, *Aggressive Shielding Strategies for the Muon Upgrade*, DØ Note 2713.

[38] Colloboration DØ, Nucl. Instr. Meth. **A408** (1998) 103; Colloboration DØ, *The DØ Upgrade, The Detector and its Physics*, (1996); http://www-d0.fnal.gov/hardware/upgrade/upgrade.html.

[39] R. Lipton, Nucl. Instr. Meth. **A418** (1998) 85; Colloboration DØ, *DØ Silicon Tracker Technical Design Report*, DØ Note 2169.

[40] M. R. Wayne, Nucl. Instr. Meth. **A387** (1997) 278; Colloboration DØ, *The DØ Upgrade of Central Fiber Tracker Technical Design Report*, DØ Note (1997).

[41] M. Narain, Nucl. Instr. Meth. **A447** (2000) 223;

[42] D. Karmgard, DØ Note 3518 (1998) et thèse de doctorat (non publiée).

[43] J. W. Bantly and R. E. Hall, *Top counting in the Dimuon Channel: DØ Analysis of Run I*, DØ Note 3088 (1997).

[44] A. J. Milder, *Dijet Angular Distribution at DØ detector* (thèse de doctorat, 1993).

[45] R. Kehoe, *Determination of the DØ Jet Energy Corrections* DØNote 2597 (1995).

[46] B.K. Abbott, *Jet Transverse Energy Shape in $p\bar{p}$ Collisions at* $\sqrt{s} = 1,8\,TeV$ (thèse de doctorat, 1994).

[47] C. Y. Yoshikawa, *The Top Quark in Muon+Jet Event From* $1.8\,TeV$ *$p\bar{p}$ Collisions* (thèse de doctorat, 1996).

[48] M. Bhattacharjee *et al.*, *Jet Energy Resolutions* DØ Note 2887 (1996).

[49] T. Hu, *How to find the most important measurement in Least-Square Fit and its application in the muon measurement at DØ*, DØ Note 1811 (1993).

[50] C. Gerber *et al.*, *Muon Momentum Determination*, DØ Note 2140 (1994).

[51] J.M. Butler, *EF Muon ID for b-Tagging in the Post-Zap Era*, DØ Note 2602 (1995).

[52] E. Galas, *The MTC Package (Muon Tracking in the DØ Calorimeter)*, DØNote 2066 (1994).

[53] J. Bantly, *Second Generation leptoquark in Run 1B/C at DØ* (non publié).

[54] M. Adams *et al. Measurement of $Z\gamma \to \mu\mu\gamma$ and Limits on Trilinear $ZZ\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ Couplings* DØ Note 3230 (1997).
P. Quintas, *Trigger Efficiency for $W\to\ \mu\nu$*, DØ Note 2712 (1995).
K. Counder *et al. Search for Anamalous Gauge Couplings in* WW/WZ$\to\ \mu\nu$, DØ Note 3376 (1998).

[55] J. Linneman, *T*riggering the DØ Experiment, World Sientific (1992).

[56] N. Ghodbane, S. Katsanevas, P. Morawitz et E. Perez, lyoinfo.in2p3.fr/susygen/susygen.html; N. Ghodbane, hep-ph/9909499.

[57] F. Déliot, G. Moreau, C. Royon, E. Perez et M. Chemtob, Phys. Lett. **B475**, 184 (2000).

[58] Les calculs des sections efficaces ont été effectués par G. Moreau (thèse de doctorat 2001).

[59] F. Abe *et al.*, Phys. Rev. **D44**, 30 (1991).

[60] W. T. Giele, E. Glover et D. Kosower, Nucl. Phys. **B403**, 633 (1993); http://www-theory.fnal.gov/people/giele/vecbos.html; D. Chakraborty, *A search for* $t\bar{t} \rightarrow electron + \not{E}_T + jets$ *signature in* $p\bar{p}$ *collisions at* $\sqrt{s} = 1.8\,TeV$ *with the DØ detector* (thèse de doctorat 1994).

[61] F.E. Paige, S.D. Protopopescu, H. Baer et X. Tata, hep-ph/9804321.

[62] DØ collab. Phys. Rev. Lett. 79 1203 (1997).

[63] T.Sjostrand, Computer Physics Commun. **89** (1994) 74; http://www.thep.lu.se/tf2/staff/torbjorn/Pythia.html.

[64] http://www-pat.fnal.gov/mcgen/herwig.

[65] J. McKinley, DØ Note (1996).

[66] John Hobbs, Communication privée.

[67] T. Hu et P.Z. Quintas $W \rightarrow \mu\nu$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ *Cross Sections in Run IB at DØ*, DØ Note 2956, (1996).

[68] Vipin Bhatnagar, Communication privée.

[69] Particle Data Group, Phys. Rev. **D50** (1994) 1272.

[70] MLPfit: a tool for Multi-Layer Perceptrons, http://schwind.home.cern.ch/schwind/MLPfit.html.

[71] J.-F.Grivaz et F. Le Diberder, *Complementary analyses and acceptance optimization in new particle searches*, LAL 92-37; ALEPH Coll., Phys. Lett. **B313** (1993).

[72] J. W. Bantly and R. E. Hall, *Top counting in the Dimuon Channel: DØ Analysis of Run I*, DØ Note 3088 (1997).

[73] N. Amos *et al.*, (E710 Colloboration), Phys. Lett. **B243**, 158 (1990); F. Abe *et al.*, (CDF Colloboration), Phys. Rev. **D50**, 5518 (1994).

[74] A. S. Hernandez, *Search for Anamalous* $WW/WZ \rightarrow e\nu jj$ *Production at DØ*, (thèse de doctorat 1997).

[75] J. Bantly *et al.*, *Improvement to the DØ Luminosity Constant*, DØ Note 2544 (1195).

[76] http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/Welcome.html.

[77] P. Bloom *et al.*, *Search for W Boson Pair Production with Dilepton Decay Modes with Run 1B Data*, DØ Note 3290 (1997).

[78] CDF Coll., Phys. Rev. Lett. 83, 2133 (1999).
A. Köngeter, *Search for the R-Parity violating SUSY in the CDF Multi-Lepton channel*, (thèse de doctorat 1999).

[79] DØ coll., Phys. Rev. Lett. 83, 4476 (1999).
N. Parua, *Search for R-parity Violating Supersymmetry in $p\bar{p}$ collisions at* $\sqrt{s} = 1.8\,TeV$, (thèse de doctorat 1998).

[80] F. Déliot, G. Moreau, C. Royon hep-ph/0007288.

[81] H. Baer, M. Drees, F. Paige, P. Quintana, X. Tata, hep-ph/9906233.

[82] www.physics.rutgers.edu/jconway/soft/shw.html

[83] Narayanan, *Muon Charge Asymmetry at the D0 Experiment*, DØ Note 2549.

[84] N. A. Graf. *mprovements to the Calorimeter Electron Position Algorithm*, DØ Note 1352 (1992).

[85] F. Fleuret, *Low Energy Electron Identification in DØ*, DØ Note 3870 (2001).

[86] A. Abdesselam, *Comparison of H-Matrices for electron identification in DØ Run II*, DØ Note 3745 (2000).

[87] M. Narain, *Electron Identification in the D0 Detector*, DØ conf. 92-25;

[88] M. Narain, *Electron Identification in the D0 Detector*, DØ Note 1548 (1992).

[89] M. Narain, U. Heintz *A Study of Electron ID Efficiencies using* $Z \to ee$ *Decays*, DØ Note 1814 (1993);

[90] D. M. Norman, *Improved Low ET Electron Identification using Lower DimensionalH-Matrices and Fisher Variables*, DØ Note 2453 (1995).

[91] D. M. Norman, L.T. Goss, *Low ET Electron Identification Efficiencies at Run 1B Luminosities*, DØ Note 3048 (1996).

[92] S.B. Beri et al., *An H-matrix study of the* $tt \to e\mu$ *channel*, DØ Note 2227 (1994).

[93] K. Hornik *et al.*, *Multilayer Feedforwrd Networks are Universal Approximators*, Neural Networks, Vol. 2, pp 359-366 (1989).

[94] Voir le site de MLPfit: http://schwind.home.cern.ch/schwind/MLPfit.html

[95] B. Knutson, *Algorithms for Computing Significance*, DØ Note 3345 (1997).

[96] C. Caso $etal.$ Particle Data Group, $Eur.\ Phys.\ J.$ **C3** (1998) 1.

[97] B. Knutson, *Algorithms for Computing Significance*, DØ Note 3345 (1997).

[98] C. Caso $etal.$ Particle Data Group, $Eur.\ Phys.\ J.$ **C3** (1998) 1.