Université Pierre et Marie Curie

(Paris VI)

Thèse

présentée par

Bob OLIVIER

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université Paris VI

(spécialité Physique des Particules)

Recherche du partenaire supersymétrique du quark Top et contribution à l'amélioration de la calorimétrie de l'expérience DØ pour la Phase II du Tevatron

soutenue le 9 avril 2001 devant le jury composé de

J.E.	**Augustin**	
U.	**Bassler**	
M.	**Baubillier**	
G.	**Bernardi**	
A.	**Djouadi**	
J.	**Lefrançois**	**(Rapporteur)**
H.	**Montgomery**	**(Rapporteur)**

To the B&B

Remerciements

Je remercie Marcel Banner et Jean-Eudes Augustin, successivement directeurs au cours de ma thèse du laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies des Universités Paris 6 et 7, pour m'avoir permis d'effectuer ma thèse dans leur laboratoire, pour tous les moyens aussi bien humains que matériels qu'ils ont mis à ma disposition et pour leurs commentaires sur cette thèse. Je remercie également Jacques Lefrançois et Hugh Montgomery pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse et pour leur disponibilité et leurs remarques très utiles pour l'amélioration de ce manuscrit. Merci aussi à Abdelhak Djouadi et Michel Baubillier d'avoir accepté de participer à mon jury de thèse.

Je tiens à remercier Gregorio Bernardi, mon directeur de thèse, de m'avoir accueilli au sein de son groupe. Son professionnalisme, son dynamisme, sa disponiblité et la confiance qu'il a su instaurer dans nos relations ont eu un impact déterminant sur cette thèse. Je remercie également Ursula Bassler pour m'avoir encadré durant une partie de ma thèse ; je lui suis redevable de sa gentillesse et de son efficacité redoutable en toute situation.

Je tiens également à remercier le service d'électronique du LPNHE pour son accueil et pour l'aide dans le travail que j'y ai effectué, en particulier Hervé Lebollo, Phillipe Bailly, Jean-Francois Huppert et Alain Vallereau.

Un autre aspect de la recherche est le travail en groupe. J'ai ainsi pu bénéficier de l'aide et de l'expérience des membres du groupe DØ du LPNHE-Paris et je les en remercie chaleureusement. Je remercie également l'ensemble des physiciens du laboratoire avec qui j'ai eu l'occasion de partager ma passion pour la physique et auprès de qui j'ai beaucoup appris.

Je voudrais aussi remercier les physiciens de la collaboration DØ à Fermilab qui m'ont tant aidé, et qui ont su rendre extraordinaire l'année que j'ai passée sur le site de l'expérience. Merci également à Mark Strovink qui m'a accueilli à Berkeley dans le cadre d'un projet France-Berkeley entre le LPNHE et le LBNL.

"And last but not least", je remercie ceux qui n'ont pas besoin d'être cités et qui se reconnaîtront ici, ceux qui m'ont aidé, accompagné et ceux que j'ai aimés...

Introduction

Depuis une trentaine d'années le Modèle Standard rend compte avec succès de tous les phénomènes élémentaires. On s'attend cependant à ce que cette théorie ne soit qu'une limite à basse énergie d'une théorie plus vaste et plus fondamentale, et la recherche d'indices expérimentaux qui confirmerait cette hypothèse se poursuit avec acharnement. La recherche du sTop, hypothétique partenaire scalaire du quark Top, que nous avons effectuée avec les données de la Phase I du Tevatron et dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) s'inscrit dans cet effort de mise en évidence d'une physique au-delà du Modèle Standard.

L'augmentation de la luminosité attendue dans la Phase II du Tevatron qui a démarré le 1^{er} Mars 2001 et l'amélioration du détecteur qui a été réalisée ces trois dernières années permettront d'étendre ce domaine. Pour ces recherches, la calorimétrie joue un rôle central du point de vue expérimental. Nous décrivons donc également dans cette thèse notre contribution à l'amélioration de la calorimétrie, tant sur la calibration électronique du calorimètre à Argon liquide du détecteur DØ que sur les logiciels de reconstruction de l'énergie calorimétrique.

Cette thèse se divise en huit chapitres et commence par une brève revue du Modèle Standard, suivie d'une introduction à la Supersymétrie comme théorie plus achevée que le Modèle Standard. Nous nous limitons ensuite à sa représentation la plus simple, le MSSM. Sont alors rappelés les différents secteurs de ce modèle en insistant sur le secteur des sfermions et sur le sTop qui est un candidat privilégié à la recherche de Supersymétrie. Nous décrivons dans le chapitre 2 les différents processus de production et de désintégration du sTop, et nous justifions l'originalité des canaux étudiés dans cette thèse : les désintégrations en trois ($\tilde{t} \to bl\tilde{\nu}$) et quatre corps ($\tilde{t} \to b\tilde{\chi}_1^o l\nu_l$) du sTop, qui supposent le $\tilde{\nu}$ ou le $\tilde{\chi}_1^o$ comme particule supersymétrique la plus légère (LSP).

Après avoir présenté le dispositif expérimental sur lequel est basée cette étude, à savoir le collisionneur Tevatron (chapitre 3) et le détecteur DØ (chapitre 4), en insistant sur leurs évolutions récentes, nous décrivons dans le chapitre 5 la calibration électronique du calorimètre DØ qui a dû être entièrement repensée et remplacée pour la Phase II du Tevatron. Les contraintes de performances qui lui sont imposées par les nouveaux paramètres de l'accélérateur sont rappelées. Nous présentons ensuite ce nouveau système de calibration que nous avons développé au laboratoire en collaboration avec le LAL-

Orsay et sa place dans le nouveau système d'acquisition en-ligne du détecteur. Ses performances intrinsèques sont décrites, ainsi que celles du calorimètre.

Les stratégies de recherche de nouvelles particules font souvent appel à une variable cinématique d'une grande importance, l'énergie transverse manquante dans le détecteur, qui peut signer par exemple le passage de la particule supersymétrique la plus légère (LSP) qui est stable et ne laisse pas de trace dans le détecteur. Nous étudions dans le chapitre 6 comment la mesure de l'énergie transverse manquante peut être dégradée par le bruit dans le calorimètre, et décrivons le nouvel algorithme (NADA) que nous avons développé et qui minimise cet effet.

Dans le chapitre 7 nous présentons notre recherche du sTop dans les données prises par l'expérience DØ entre 1992 et 1996. Nous avons sélectionné les événements avec un électron, un muon et de l'énergie transverse manquante dans l'état final, qui peuvent être le produit de désintégration d'une paire de sTops en 3 ou en 4 corps. En l'absence d'événements candidats à ce signal, les résultats sont interprétés en terme de limites de section efficace de production du sTop et de régions d'exclusion dans l'espace des paramètres $(m_{\tilde{t}}, m_{LSP})$. L'utilisation inédite au Tevatron de cet état final pour la recherche du sTop nous a permis d'établir des contraintes nettement plus fortes que celles obtenues précédemment au LEP ou au Tevatron dans le canal $\tilde{t} \rightarrow bl\tilde{\nu}$ et les premières limites jamais établies dans le canal de désintégration à quatre corps $\tilde{t} \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0 l\nu_l$. Ces résultats ont été présentés aux conférences de Moriond 2001 et sont en cours de revue pour publication dans la collaboration.

Enfin nous présentons nos conclusions et terminons cette thèse par les perspectives de recherche et de découverte du sTop au Run II du Tevatron et au futur accélérateur du CERN, le LHC.

Table des matières

Chapitre 1

Modèle Standard et Supersymétrie

1.1 Introduction au Modèle Standard

Le Modèle Standard [1, 2, 3, 4] décrit les trois interactions fondamentales autres que la gravitation : l'interaction forte, l'interaction électromagnétique et l'interaction faible qui s'exercent entre les fermions considérés comme élémentaires que sont les quarks et les leptons. Les théories qui décrivent ces interactions sont des théories à invariance de jauge locale dans lesquelles les interactions sont véhiculées par des champs de jauge bosoniques.

La représentation des particules du Modèle Standard s'effectue à l'aide du produit des groupes de symétrie suivants :

$$G_{MS} = SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

où le symbole $\otimes$ signifie qu'il y a un produit direct entre ces groupes de symétrie. Il existe un mélange entre les champs de jauge électromagnétique et faible qui justifie l'appellation d'électrofaible donnée à la description commune de ces deux interactions.

La densité lagrangienne du Modèle Standard comporte trois termes :

$$L_{MS} = L_{Yang-Mills} + L_{Yukawa} + L_{Higgs} \tag{1.1}$$

Nous pouvons donc subdiviser ce modèle en trois secteurs que nous appelerons respectivement le secteur de jauge, le secteur des fermions et le secteur scalaire.

1.1.1 Le secteur de jauge

Il est constitué des bosons de spin 1 et de parité -1 qui appartiennent à la représentation adjointe du groupe de jauge G_{MS} ; leurs notations figurent dans le tableau 1.1.

Bosons de jauge	Notation	Groupe de jauge	Constantes de couplage
Boson abélien	B_μ	$U(1)_Y$	g_1
Bosons intermédiaires	W_μ^i	$SU(2)_L$	g_2
Gluons	G_μ^a	$SU(3)_C$	g_3

TAB. 1.1 – Les bosons de jauge du Modèle Standard. Les indices utilisés étant a pour les différents gluons ($1 \leq a \leq 8$), i pour les trois bosons intermédiaires faibles ($1 \leq i \leq 3$) et μ pour les coordonnées d'espace-temps.

1.1.2 Le secteur des fermions

Les champs de matière (fermioniques) de spin 1/2 appartiennent à la représentation fondamentale du groupe de jauge. Ce sont les quarks et les leptons qui sont classés en trois générations (cf. tableau 1.2). Le Modèle Standard est chiral, c'est-à-dire qu'il ne respecte pas la symétrie gauche-droite (L-R) : les fermions droits n'ont pas les mêmes nombres quantiques que les fermions gauches.

Les indices sont i pour les couleurs ($1 \leq i \leq 3$) et α pour les générations ($1 \leq \alpha \leq 3$). Notons que l'on peut retrouver la charge électrique de ces champs grâce à la relation de Gell-Mann et Nishijima :

$$Q = I_{3L} + Y/2 \tag{1.2}$$

où I_{3L} est la troisième composante d'isospin faible et Y l'hypercharge faible.

1.1.3 Le secteur scalaire

Le secteur scalaire joue un rôle particulier dans le Modèle Standard. En effet, le doublet de Higgs composé de deux champs complexes de spin 0

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^o \end{pmatrix} \tag{1.3}$$

donne une masse aux bosons de jauge W^+, W^- et Z^o ainsi qu'aux quarks et aux leptons par brisure spontanée de la symétrie $U(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Fermions	Notation	Multiplets de $SU(2)_L$
Quarks	$\begin{pmatrix} U^i_\alpha \\ D^i_\alpha \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} u^i \\ d^i \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c^i \\ s^i \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} t^i \\ b^i \end{pmatrix}_L$
	$U^i_{\alpha R}$	$u^i_R \quad c^i_R \quad t^i_R$
	$D^i_{\alpha R}$	$d^i_R \quad s^i_R \quad b^i_R$
Leptons	$L_{\alpha L}$	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$
	$l_{\alpha R}$	$e^-_R \quad \mu^-_R \quad \tau^-_R$

TAB. 1.2 – Les fermions du Modèle Standard. L'indice α ($1 \leq \alpha \leq 3$) différencie les 3 générations de fermions.

1.1.4 Le lagrangien du Modèle Standard

Les termes contribuant à la densité lagrangienne L_{MS} du MS sont :

$$\begin{aligned}
L_{Yang-Mills} &= -\frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G^{\mu\nu}_a - \frac{1}{4}W^i_{\mu\nu}W^{\mu\nu}_i - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + i\bar{L}_\alpha\gamma^\mu D_\mu L_\alpha \\
&\quad + i\bar{Q}_{R\alpha}\gamma^\mu D_\mu Q_{R\alpha} + i\bar{l}_\alpha\gamma^\mu D_\mu l_\alpha + i\bar{U}_\alpha\gamma^\mu D_\mu U_\alpha + i\bar{D}_\alpha\gamma^\mu D_\mu D_\alpha \\
L_{Yukawa} &= f^l_{\alpha\beta}\bar{L}_\alpha l_\beta\phi + f^d_{\alpha\beta}\bar{Q}_{R\alpha}D_\beta\phi + f^u_{\alpha\beta}\bar{Q}_{R\alpha}U_\beta\tilde{\phi} \\
&\quad + \text{conjugués hermitiques} \\
L_{Higgs} &= (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - V(\phi^\dagger\phi) = (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) + \mu^2\phi^\dagger\phi - \lambda(\phi^\dagger\phi)^2
\end{aligned} \tag{1.4}$$

où D_μ est l'opérateur dérivée covariante, les γ^μ sont les matrices 4×4 de Dirac, les $f_{\alpha\beta}$ les couplages de Yukawa des fermions, μ^2 et λ les termes de masse et de couplage de Higgs.

1.1.5 L'origine des masses

La chiralité de l'interaction faible interdit la présence de termes de masse explicites pour les fermions dans L_{MS}. En effet, ceux-ci seraient de la forme

$$m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \tag{1.5}$$

qui n'est pas invariante sous $SU(2)_L$. De même, l'invariance de jauge interdit les termes de masse explicites pour les bosons de jauge et notamment pour les $W^\pm$ et Z^o.

C'est par la brisure spontanée de la symétrie électrofaible que toutes les particules (massives) du MS acquièrent leur masse. Cette brisure est provoquée par la valeur moyenne dans le vide (v.e.v.) non nulle que possède le doublet de Higgs ϕ si le paramètre μ^2 du potentiel scalaire a une valeur négative (cf. figure 1.1) :

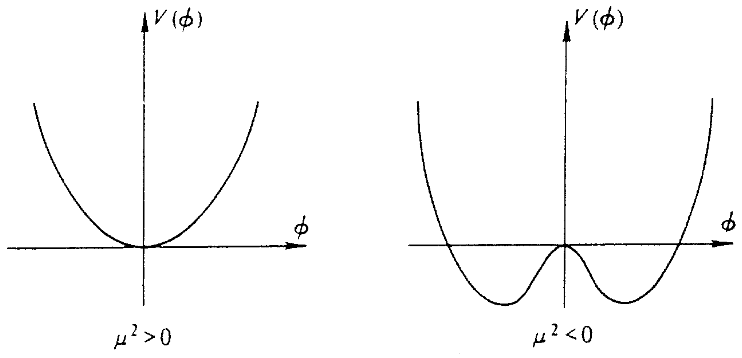

FIG. 1.1 – Le potentiel scalaire du Modèle Standard suivant que μ^2 soit positif ou négatif.

$$< 0|\phi|0 >= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \text{ avec } v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \tag{1.6}$$

Ceci a pour conséquence la réduction de la symétrie $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ à la symétrie apparente $SU(3)_C \otimes U(1)_{EM}$.

Dès lors, les bosons intermédiaires faibles deviennent :

$$\begin{cases} W^\pm_\mu = \frac{W^1_\mu \pm W^2_\mu}{\sqrt{2}} \\ Z_\mu = \sin\theta_W B_\mu - \cos\theta_W W^3_\mu \end{cases} \tag{1.7}$$

avec pour masses respectives :

$$\begin{cases} m_W = \frac{g_2 v}{\sqrt{2}} \\ m_Z = \frac{m_W}{\cos\theta_W} \end{cases} \tag{1.8}$$

L'angle de Weinberg θ_W est défini par :

$$\tan\theta_W = \frac{g_1}{g_2} \tag{1.9}$$

Le photon est de la forme :

$$\gamma_\mu = \cos\theta_W B_\mu + \sin\theta_W W^3_\mu \tag{1.10}$$

Le boson de Higgs a une masse :

$$m_H = \sqrt{-2\mu^2} \tag{1.11}$$

Les champs de matière (fermions) acquièrent chacun une masse proportionnelle à leur couplage de Yukawa et à la v.e.v. du Higgs :

$$\begin{aligned} m^u_{\alpha\beta} &= f^u_{\alpha\beta} v/\sqrt{2} \\ m^d_{\alpha\beta} &= f^d_{\alpha\beta} v/\sqrt{2} \\ m^l_{\alpha\beta} &= f^l_{\alpha\beta} v/\sqrt{2} \end{aligned} \tag{1.12}$$

1.1.6 Les faiblesses du Modèle Standard

L'une des principales faiblesses du Modèle Standard tient au fait qu'il contient un grand nombre de paramètres qui ne sont pas déterminés par la théorie. En tout, il y a 19 paramètres arbitraires dans le Modèle Standard :

- les 3 constantes de couplage des interactions électromagnétique, faible et forte : g_1, g_2 (ou $\sin\theta_W$) et g_3,
- les 9 couplages de Yukawa des fermions $f_{\alpha\beta}$,
- les 2 paramètres du potentiel scalaire : μ^2 (ou m_H, ou v) et λ,
- les 3 éléments de la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (angles de mélange des différentes saveurs de quarks par interaction faible) ainsi que la phase qui paramétrise la violation de CP,
- le paramètre θ_{QCD} de violation de CP qui intervient dans le lagrangien gluonique des interactions fortes : $L_{QCD} \sim \theta_{QCD} F^{\mu\nu}_a F^a_{\mu\nu}$.

Par ailleurs, il pose plusieurs problèmes qui peuvent être classés en trois catégories :

- Le problème de naturalité
  Les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs interviennent dans les diagrammes avec une boucle de fermions. La contribution la plus importante provient des quarks lourds, donc particulièrement du quark Top. Ces corrections sont proportionnelles à Λ/m_f^2, où Λ est l'échelle d'énergie au-delà de laquelle le Modèle Standard n'est plus valide. On associe en général ce paramètre à l'échelle de Planck $m_{Pl} = 10^{19}$ GeV où les effets gravitationnels ne sont plus négligeables. Les corrections radiatives à la masse du Higgs divergent donc quadratiquement en fonction de Λ, et il faut introduire un contre-terme du même ordre de grandeur pour obtenir une masse du Higgs inférieure au TeV. La masse du Higgs proviendrait donc de la différence de deux termes qui lui sont supérieurs de 30 ordres de grandeur. Cet ajustement autrement appelé *fine-tuning* n'est pas "naturel" (i.e. la théorie n'est pas stable lorsque l'on effectue de petites variations de ses paramètres). Le problème des corrections radiatives du Higgs est également appelé problème de hiérarchie : l'existence de deux échelles différentes, la masse de Planck et l'échelle

électrofaible, semble impossible à cause des divergences quadratiques. Il faut cependant noter que le problème de naturalité est spécifique aux champs scalaires, les masses des fermions étant protégées par la symétrie chirale.

- La non-unification des couplages
  Les interactions forte, faible et électromagnétique ne sont pas unifiées dans le Modèle Standard (produit direct des 3 groupes de jauge) et les constantes de couplage g_1, g_2 et g_3 (mesurées très précisemment au LEP) ne convergent pas en un même point à haute énergie.
- Le problème de l'unification de la gravitation
  Existe-t-il une théorie quantique de la gravitation, et si oui, peut-elle être unifiée aux trois autres interactions fondamentales ? Une telle théorie exigerait-elle que les particules élémentaires soient représentées par des objets étendus ? Une telle théorie nécessiterait-elle un formalisme d'espace-temps à plus de quatre dimensions ?

1.2 La Supersymétrie

La Supersymétrie (SUSY) [5] est une théorie plus générale qui englobe le Modèle Standard en y rajoutant une nouvelle symétrie qui associe un boson ($|B>$) à chaque fermion ($|F>$) du Modèle Standard et réciproquement. Ses générateurs Q (qui sont des spineurs de Majorana) changent d'une demi-unité le spin de leur opérande :

$$Q_\alpha|S>=|S\pm 1/2>\Rightarrow \begin{cases} Q_\alpha|B>=|F> \\ Q_\alpha|F>=|B> \end{cases} \tag{1.13}$$

où $1\leq\alpha\leq 4$ est l'indice spinoriel. Historiquement, c'est dans les années 60 que, suite aux succès des symétries globales dans la classification des particules élémentaires, les théoriciens ont cherché de nouvelles symétries et notamment des symétries reliant des multiplets de spins différents. Cependant cette tendance connut un coup d'arrêt en 1967 avec la démonstration du théorème de Coleman-Mandula [6] qui interdit l'unification des symétries internes (symétrie de couleur, d'hypercharge, d'isospin) avec les symétries de l'espace-temps dans les théories quantiques de champs. La recherche dans cette voie ne fut relancée que des années plus tard en 1975 quand Haag-Lopuszanski-Soshinus [7] réalisèrent que l'on pouvait circonvenir au problème de Coleman-Mandula en étendant les algèbres de Lie sur lesquelles sont fondées les théories quantiques de champs à des algèbres de Lie graduées (qui contiennent à la fois des commutateurs et des anticommutateurs).

Ainsi les générateurs de SUSY, qui obéissent à l'algèbre de commutation d'une algèbre de Lie, satisfont en plus aux relations d'anticommutation d'une algèbre de Lie graduée :

$$\begin{aligned}
[Q_\alpha, M^{\mu\nu}] &= i(\sigma^{\mu\nu})_\alpha^\beta Q^\beta &(1.14)\\
[Q_\alpha, P^\mu] &= 0 &(1.15)\\
\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} &= -2(\gamma_\mu)_{\alpha\beta} P^\mu &(1.16)\\
\{Q_\alpha, Q_\beta\} &= \{\bar{Q}_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = 0 &(1.17)
\end{aligned}$$

avec

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{4}[\gamma_\mu, \gamma_\nu] \text{ et } \bar{Q}_\alpha = Q_\alpha^t \gamma^o \qquad (1.18)$$

On obtient ainsi la seule extension non-triviale du groupe de Poincaré P qui contient les rotations $M^{\mu\nu}$ et les translations P^μ dans l'espace-temps. Les générateurs de SUSY ne commutent donc pas avec les générateurs du groupe de Poincaré, à l'inverse des générateurs de symétries internes.

L'équation 1.14 montre que Q_α se comporte comme un spineur. L'équation 1.15, qui implique que $[Q_\alpha, P^2] = 0$, montre que toute transformation supersymétrique laisse invariant le quadrivecteur énergie-impulsion du système physique auquel elle est appliquée. Ceci a pour conséquence la dégénérescence des masses des champs dans tous les supermultiplets. Enfin d'après la relation 1.16, deux transformations supersymétriques consécutives (le produit $Q_\alpha \bar{Q}_\beta$ par exemple) entraînent une translation P_μ dans l'espace-temps.

Le nombre N de générateurs de SUSY n'est pas fixé par la théorie, on peut seulement montrer [8] qu'il est limité à 4 pour les modèles à SUSY globale (contenant des particules de spin $S \leq 1$) et à 8 pour les modèles de SUGRA [1] (contenant des particules de spin $S \leq 2$). Pour unifier toutes les interactions il faut une SUSY étendue ($N > 1$). Toutefois, seule la SUSY à $N = 1$ est compatible avec les représentations complexes dans lesquelles figurent les fermions chiraux. Il est possible de contourner ce problème en invoquant des brisures de symétrie successives : à très haute énergie on peut avoir un modèle de SUSY étendue qui se réduit à un modèle de SUSY $N = 1$ à une énergie intermédiaire et finalement au Modèle Standard (sans SUSY apparente) à basse énergie.

D'après la définition de la SUSY, chacun des supermultiplets doit contenir un nombre égal de degrés de liberté bosoniques et fermioniques. De façon générale, les modèles supersymétriques possèdent des supermultiplets chiraux contenant des fermions et des sfermions [1] de spins 1 et $\frac{1}{2}$. En outre, pour les modèles de SUGRA, il y a un supermultiplet gravitationnel comprenant le graviton (hypothétique boson de jauge de la gravité) et le gravitino, de spins respectifs 2 et $\frac{3}{2}$. Ces supermultiplets contiennent des particules sans masse tant que la symétrie électrofaible et la SUSY sont vérifiées. Les particules

[1]Notation : les partenaires supersymétriques des fermions sont appelés sfermions et sont subdivisés en squarks, sleptons chargés, sneutrinos, ceux des bosons de Higgs (jauge) sont les higgsinos (jauginos).

du Modèle Standard acquièrent leur masse lors de la brisure de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ alors que la masse des partenaires supersymétriques est due à la brisure de SUSY.

1.3 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM)

Il existe de nombreuses extensions supersymétriques du Modèle Standard parmi lesquelles le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) est la plus simple. Il s'agit d'un modèle effectif de basse énergie (négligeable devant la masse de Planck $m_{Pl} = 10^{19}$ GeV) d'une théorie de SUGRA ne comprenant qu'un seul générateur ($N = 1$) et ayant le même groupe de jauge que le Modèle Standard : $G_{MS} = SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Ce modèle, qui contient un nombre minimal de particules et de paramètres libres, est achevé, cohérent et compatible avec les contraintes expérimentales actuelles [10]. Le nombre de ses paramètres libres peut être réduit, comme on le verra par la suite, ce qui permet de le confronter avec l'expérience.

1.3.1 Le contenu en champs du MSSM

En faisant abstraction des brisures de symétrie de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et de SUSY, et d'après la condition $N_{bosons} = N_{fermions}$, le contenu en champs du modèle est donné dans le tableau 1.3 :

$S=2$	$S=3/2$	$S=1$	$S=1/2$	$S=0$
			$q_{L,R}$	$\tilde{q}_{L,R}$
			$l_{L,R}$	$\tilde{l}_{L,R}$
			$\tilde{\phi}_1, \tilde{\phi}_2$	ϕ_1, ϕ_2
		G^a_μ	$\tilde{G}^a_\mu$	
		B_μ	$\tilde{B}_\mu$	
		W^i_μ	$\tilde{W}^i_\mu$	
$G_{\mu\nu}$	$\tilde{G}_{\mu\nu}$			

TAB. 1.3 – Contenu minimal en champs pour un modèle supersymétrique.

On y retrouve les trois supermultiplets chiraux (trois premières lignes), les trois supermultiplets vectoriels (trois lignes suivantes) et, dans les modèles SUGRA, le supermultiplet gravitationnel (dernière ligne).

A chaque particule du Modèle Standard se trouve associé un partenaire supersymétrique (ou sparticule). En outre, on doit introduire deux doublets de champs complexes de Higgs :

$$\phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix} \quad \phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^0 \\ \phi_2^- \end{pmatrix} \tag{1.19}$$

d'hypercharges opposées (respectivement $Y = -1$ et 1). Le doublet ϕ_1 se couple aux quarks de type *down* et aux leptons chargés alors que ϕ_2 se couple exclusivement aux quarks de type *up*.

Deux raisons imposent l'introduction de ces deux doublets de Higgs :

- d'une part il faut annuler les anomalies que créerait un higgsino unique ; ceci est assuré par la présence de deux higgsinos d'hypercharge opposée,
- d'autre part, il est démontré [11] qu'on ne peut pas dans un modèle supersymétrique fournir une masse aux quarks de type *up*, *down* et aux leptons chargés à l'aide d'un seul doublet de Higgs.

1.3.2 La brisure de la Supersymétrie

En associant à chaque particule du Modèle Standard un partenaire supersymétrique, il apparaît immédiatement que la SUSY n'est pas une théorie exacte. En effet, aucun partenaire supersymétrique n'a encore été observé expérimentalement. Par exemple, on n'a jamais observé de sélectron $\tilde{e}$ de masse $m_e = 0.511$ MeV, de charge $|q_e| = 1$ mais de spin 0. Cette brisure manifeste de la SUSY a pour principale conséquence la levée de dégénérescence des masses dans les supermultiplets et on postule que les partenaires supersymétriques sont suffisamment massifs pour demeurer hors de portée des expériences menées jusqu'à maintenant.

Le mécanisme de brisure de SUSY peut s'effectuer de différentes manières sans que l'on sache à l'heure actuelle quel scénario privilégier. Cependant il est généralement possible, pour établir une théorie effective, de diviser le spectre des particules supersymétriques en deux parties :

- un secteur visible à basse énergie contenant les particules du Modèle Standard ainsi que leurs partenaires supersymétriques,
- un secteur caché qui comprend toutes les particules très massives (10^{10} à 10^{16} GeV).

Par exemple dans les modèles SUGRA le secteur caché est responsable de la brisure de SUSY et ne la transmet au secteur visible que par l'interaction gravitationnelle.

1.3.3 Le lagrangien du MSSM

Ceci étant admis, il est à présent possible d'établir un modèle effectif de basse énergie en prenant la limite quand $m_{Pl} \to \infty$ mais à $m_{3/2}$ fixé (où $m_{3/2}$ est la masse du gravitino).

Le secteur caché se découple et on obtient un lagrangien effectif L_{MSSM} qui décrit le secteur observable :

$$L_{MSSM} = L_{SUSY} + L_{BRISURE} \tag{1.20}$$

Le terme L_{SUSY} est un lagrangien renormalisable, globalement supersymétrique, et qui contient les termes cinétiques et des termes obtenus à partir du superpotentiel W [12]. Ce superpotentiel décrit les interactions chirales du MSSM, c'est-à-dire les couplages de Yukawa supersymétriques ainsi que les interactions entre les champs scalaires. Il est représenté par une fonction analytique des champs scalaires et chiraux : c'est un polynôme qui doit être de degré inférieur ou égal à quatre pour que la théorie soit renormalisable. Il s'exprime comme suit :

$$\begin{aligned} W &= W_{Yukawa} + \mu\phi_1\phi_2 \\ &= \sum_{\textit{générations}} (f^L_{\alpha\beta} L_\alpha E_\beta \phi_1 + f^D_{\alpha\beta} \bar{D}_\alpha Q^\beta \phi_1 + f^U_{\alpha\beta} \bar{U}_\alpha Q^\beta \phi_2) + \mu\phi_1\phi_2 \end{aligned} \tag{1.21}$$

où les $f_{\alpha\beta}$ sont les couplages de Yukawa, L les doublets de leptons gauches, E les singulets de leptons chargés droits, D les doublets de quarks gauche de type *down*, U ceux de type *up*, Q les singulets de quarks droits et ϕ_1 et ϕ_2 les deux doublets de Higgs. Quand $SU(2) \otimes U(1)_Y$ se brise, ϕ_1 et ϕ_2 acquièrent des v.e.v. non nulles v_1 et v_2 fournissant une masse aux quarks et aux leptons : $m_{up} \sim f_{up} v_2$, $m_{down} \sim f_{down} v_1$ et $m_{l^\pm} \sim f_{l^\pm} v_1$. Le paramètre μ qui est le coefficient du terme d'interaction des deux doublets de Higgs a la dimension d'une masse et est appelé le paramètre de masse Higgs-higgsino.

Le terme $L_{BRISURE}$ rassemble dans le secteur visible les reliquats de la brisure de la SUSY. Ce lagrangien viole explicitement la SUSY puisqu'il contient par exemple des champs scalaires sans partenaire fermionique. C'est un lagrangien de "brisure douce", c'est-à-dire qu'il n'introduit pas de divergence quadratique.

1.3.4 Les modèles supersymétriques contraints

Dans l'expression du lagrangien de brisure de SUSY apparaissent de très nombreux paramètres libres (124 dans la cas le plus général, 87 si on les suppose tous réels). De simples considérations phénoménologiques permettent d'en éliminer une bonne partie [12], mais sans hypothèse supplémentaire le MSSM aurait peu de valeur prédictive. Pour parer à cela, on adopte à l'échelle de Planck les trois hypothèses suivantes :

(i) tous les champs scalaires ϕ_l ont la masse universelle m_o (en effet, la brisure de la SUSY est transmise par la gravitation qui ne dépend ni de la saveur ni de la charge électrique ou de couleur) ;

(ii) tous les jauginos ont une masse universelle $m_{1/2}$;

(iii) les champs scalaires interagissent entre eux par des couplages bilinéaires (B_o) et trilinéaires (A_o) universels.

Par conséquent, il y a 6 paramètres libres à haute énergie : $m_o, m_{1/2}, A_o$, μ, B_o et $\tan\beta$.

Pour s'affranchir des effets de seuils au voisinage de l'échelle de Planck, on se place dans le cadre d'une théorie de grande unification (GUT) en supposant que le lagrangien effectif L_{MSSM} est valable jusqu'à l'échelle $Q = M_{GUT} \simeq 2\ 10^{16}$ GeV, où il y a unification des trois constantes de couplage des sous-groupes de jauge du MS : $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3$ avec $\alpha_1 = \frac{5}{3}\frac{g_1^2}{4\pi}$, $\alpha_i = \frac{g_i^2}{4\pi}$ $(i = 2, 3)$. D'après l'hypothèse *(ii)*, il y a égalité entre les masses des jauginos : $m_{1/2} = M_1 = M_2 = M_3$ et ces masses évoluent de la manière suivante :

$$\frac{M_1}{\alpha_1} = \frac{M_2}{\alpha_2} = \frac{M_3}{\alpha_3} \tag{1.22}$$

Pour établir les valeurs de ces masses et de ces paramètres à basse énergie, on utilise les équations du groupe de renormalisation (RGE) : dans le cas du MSSM, il s'agit d'un système de 26 équations aux dérivées partielles dont les conditions aux limites sont fixées par les hypothèses $(i), (ii)$ et (iii) ci-dessus.

Au cours de ce processus de renormalisation, les masses des sparticules évoluent en fonction des interactions auxquelles elles sont sensibles. Ainsi, quand l'énergie diminue, $m_{\tilde{q}}$ augmente (tout comme α_3) alors que $m_{\tilde{l}}$ varie très peu. De plus, la masse du second doublet de Higgs ϕ_2 diminue fortement avec l'énergie à cause de la contribution négative des boucles de quarks Top. On démontre [13] que la masse carrée de ϕ_2 devient négative pour une énergie de l'ordre de 100 GeV. Ce phénomène constitue une explication dynamique de la brisure de la symétrie électrofaible qui était introduite “à la main” dans le Modèle Standard. Ce phénomène, connu sous le nom de “brisure radiative de la symétrie électrofaible” (EWRSB), constitue évidemment une motivation supplémentaire pour les modèles supersymétriques.

Au terme de la renormalisation, en fonction des hypothèses utilisées, on aboutit au MSSM proprement dit, où l'on n'impose pas la “brisure radiative de la symétrie électrofaible” et l'on a six paramètres à basse énergie :

$$m_{\tilde{g}} = 2.6 m_{\frac{1}{2}} \quad , \quad m_{\tilde{q}} \simeq \sqrt{m_o^2 + 6m_{1/2}^2} \quad , \quad A \quad , \quad B \quad , \quad \mu \quad , \quad \tan\beta \tag{1.23}$$

$$\text{où} \quad 1 \leq \tan\beta = \frac{v_2}{v_1} = \frac{< 0|\phi_2|0 >}{< 0|\phi_1|0 >} \leq \frac{m_t}{m_b} \tag{1.24}$$

Par contre, en imposant l'EWRSB, on aboutit au modèle minimal de SUGRA (mSUGRA), dont les paramètres de basse énergie sont $m_{1/2}, m_o, A, \tan\beta$ et le signe de μ. C'est un modèle moins général que le MSSM mais qui dispose, avec l'EWRSB, d'une motivation supplémentaire.

En pratique il suffit donc de rajouter à ces 5 paramètres les 19 paramètres libres du Modèle Standard.

1.3.5 Les modèles violant la R-parité

Le superpotentiel, bien qu'ayant la forme la plus générale compatible avec la renormalisabilité et l'invariance de jauge, ne contient que les termes conservant les nombres leptoniques L et baryoniques B. Il pourrait également contenir des termes de la forme :

$$\left\{ \begin{array}{lll} f^{\gamma}_{\alpha\beta} Q_\alpha D^C_\beta L_\gamma + f^{'\gamma}_{\alpha\beta} L_\alpha L_\beta E^C_\gamma + \mu^{'}_\alpha L^\alpha \phi_2 & \text{où } \Delta B = 0 & \text{et } |\Delta L| = 1 \\ \text{ou} & & \\ f^{''\gamma}_{\alpha\beta} U^C_\alpha D^C_\beta D^C_\gamma & \text{où } |\Delta B| = 1 & \text{et } \Delta L = 0 \end{array} \right. \tag{1.25}$$

Dans le MSSM, ces termes sont proscrits à très haute énergie par une nouvelle symétrie continue $U(1)_R$ qui se transforme en une symétrie discrète Z_2 après la brisure de la SUSY. Cette dernière symétrie se nomme la R-parité et est définie par $R = (-1)^{L+2S+3B}$ où S est le spin. Toute particule du Modèle Standard a une R-parité valant $+1$ alors que les sparticules ont une R-parité égale à -1.

La R-parité serait donc la rémanence à basse énergie d'une symétrie plus large. Il est démontré [14] que sa conservation est automatique dans un certain nombre de GUT supersymétriques qui admettent le MSSM comme limite à basse énergie.

Cependant la principale motivation pour supposer la conservation de la R-parité est expérimentale : en effet les termes du superpotentiel (cf. equation 1.25) rendraient possible une désintégration rapide du proton. Dans ces conditions, si μ', f, f' et f'' sont non-nuls, il faudrait qu'ils soient très petits pour être en accord avec les résultats expérimentaux, ce qui serait une solution bien moins naturelle que de les interdire pour des raisons de symétrie.

La conservation de la R-parité a des conséquences expérimentales très importantes :

- toutes les sparticules sont produites par paires,
- toute désintégration de sparticules génère un nombre impair de sparticules dans l'état final,
- la LSP doit être stable. Elle peut néanmoins s'annihiler avec d'autres sparticules pour donner des particules du Modèle Standard.

Parmi les modèles où la R-parité est violée, le plus simple d'entre eux est parfois noté MSSM' : c'est une version du MSSM où la R-parité n'est pas conservée. Sa phénoménologie diffère sensiblement de celle du MSSM, aussi son étude auprès des collisionneurs actuels et futurs n'est pas à négliger. Il faut cependant noter qu'avec ce modèle la LSP n'est plus un candidat constituant la matière noire de l'Univers. Dans notre recherche du sTop nous nous sommes placés dans le cas où la R-parité est conservée.

1.3.6 Les différents secteurs du MSSM

Le secteur des sermions

Avant la brisure de SUSY, les sfermions ont des masses dégénérées avec celles des fermions. Après cette brisure apparaît un mélange entre $\tilde{f}_L$ et $\tilde{f}_R$, mélange qui est proportionnel à m_f (cf. section 2.1). Par conséquent, il est faible pour les sleptons $\tilde{l}$ et les squarks $\tilde{q}$ des deux premières générations alors qu'il est important pour le sTop $\tilde{t}$, ainsi que pour le sbottom $\tilde{b}$ et le stau $\tilde{\tau}$ si $\tan\beta \gg 1$, en raison de la masse élevée du Top.

Il faut noter que l'évolution des masses des $\tilde{q}$ entre m_{Pl} (ou m_{GUT}) et m_W aboutit à leur quasi-dégénérescence à basse énergie. On peut alors noter $m_{\tilde{q}}$ la masse commune des squarks. Les $\tilde{t}_L, \tilde{t}_R$ et le $\tilde{b}_L$ échappent à cet effet ; ils sont plus légers que les squarks des deux premières générations à cause des contributions négatives des boucles de Top dans les diagrammes de Feynman. Le même phénomène de quasi-dégénérescence se produit pour les $\tilde{l}$ et on note $m_{\tilde{l}}$ leur masse commune.

Les masses des sfermions peuvent s'exprimer en fonction des paramètres du MSSM sous la forme [15] :

$$m_{\tilde{f}}^2 = m_{\text{o}}^2 + a\ m_{\tilde{g}}^2 + b\ m_Z^2 \cos(2\beta) \tag{1.26}$$

où a et b sont des constantes qui dépendent des nombres quantiques du sfermion considéré. De ces relations, on déduit qu'en moyenne :

$$m_{\tilde{q}}^2 \simeq m_{\tilde{l}}^2 + 0.77 m_{\tilde{g}}^2 \tag{1.27}$$

ce qui montre que les squarks sont plus lourds que les sleptons.

Le secteur de Higgs

Les deux doublets de Higgs sont des doublets de champs scalaires complexes et représentent chacun quatre degrés de liberté. Suite à la brisure de symétrie électrofaible, trois des huit degrés de liberté des champs de Higgs sont absorbés par les $W^\pm$ et le Z^o pour leur fournir une masse. Il reste donc cinq degrés de liberté qui sont représentés par les cinq particules de Higgs. Parmi ces dernières on compte deux scalaires neutres : h^o et H^o, un pseudo-scalaire : A^o et deux Higgs chargés : $H^\pm$.

Dans l'approximation classique, les masses et les couplages des cinq champs se déterminent en fonction de m_A et $\tan\beta$ en minimisant le potentiel scalaire de Higgs :

$$\begin{aligned} V(\phi_1, \phi_2) &= \frac{1}{2} g_2^2 (\phi_1^* \frac{\tau^\alpha}{2} \phi_1 + \phi_2^* \frac{\tau^\alpha}{2} \phi_2) \frac{1}{2} g_2^2 (|\phi_2^2| - |\phi_1^2|) + \\ & \mu_1^2 |\phi_1^2| + \mu_2^2 |\phi_2^2| - \mu_3^2 (\phi_1 \phi_2 + \text{conjugués hermitiques}) \end{aligned} \tag{1.28}$$

où τ^α représente les matrices de Pauli et μ_i les termes d'interaction entre les doublets de Higgs. Ainsi on obtient :

$$\begin{cases} m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2 \\ m_{h/H}^2 = \frac{1}{2}[m_A^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos 2\beta)} \end{cases} \tag{1.29}$$

d'où on déduit les inégalités suivantes :

$$\begin{cases} m_W \leq m_{H^\pm} \\ m_Z \leq m_H \\ 0 \leq m_h \leq m_Z |\cos(2\beta)| \\ m_h \leq m_A \leq m_H \end{cases} \tag{1.30}$$

La troisième de ces inégalités montre qu'au premier ordre le h est plus léger que le Z^o. Cependant, il faut tenir compte des corrections radiatives essentiellement dues à la non-compensation entre les boucles de Top et de sTop. Après ces corrections quantiques, m_h ne devrait guère dépasser 130 GeV [16].

Le secteur des jauginos

(1) Les 8 gluinos ($\tilde{g}$) :
ces spineurs de Majorana constituent un octet de couleur et ont tous la même masse $m_{\tilde{g}} = M_3$ acquise lors de la brisure de SUSY.

(2) Les 2 charginos ($\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$) :
ce sont des fermions issus du mélange entre les winos $\tilde{W}^\pm$ (triplets de $SU(2)_L$) et les higgsinos chargés $\tilde{\phi}_1^+ \tilde{\phi}_2^-$ (doublets de $SU(2)_L$). Ce mélange est dû au terme $g_2 \tilde{W}^+ \tilde{\phi}_i^- \phi_j^o$ qui est invariant sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$: quand cette symétrie se brise, ϕ_i^o acquiert une v.e.v. et génère un terme de masse non-diagonal dans la matrice de masse $\tilde{W}^+ \tilde{\phi}_i^-$. La brisure de la SUSY peut également générer des termes de masse diagonaux tels que $\tilde{W}^+ \tilde{W}^-$ et $\tilde{\phi}_i^+ \tilde{\phi}_j^-$. En conséquence, dans la base $(\tilde{W}^\pm + \tilde{\phi}_i^\pm)$ la matrice de masse des charginos a la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2} M_W \sin\beta \\ \sqrt{2} M_W \cos\beta & \mu \end{pmatrix} \tag{1.31}$$

Les vecteurs propres correspondent aux charginos et les valeurs propres correspondent à leurs masses :

$$m_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm}^2 = \frac{1}{2}[(M_2^2 + \mu^2 + 2m_W^2) \mp \sqrt{(M_2^2 + \mu^2 + 2m_W^2)^2 - 4(\mu M_2 - m_W^2 \sin(2\beta)^2)}] \tag{1.32}$$

Par convention, $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \leq m_{\tilde{\chi}_2^\pm}$ et on a les relations :

$$\begin{cases} m_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 + m_{\tilde{\chi}_2^\pm}^2 = M_2^2 + 2m_W^2 + \mu^2 \\ m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \times m_{\tilde{\chi}_2^\pm} = \mu M_2 - m_W^2 \sin(2\beta) \end{cases} \tag{1.33}$$

(3) Les 4 neutralinos $(\tilde{\chi}_1^o, \tilde{\chi}_2^o, \tilde{\chi}_3^o, \tilde{\chi}_4^o)$:
ce sont des fermions de Majorana issus du mélange entre le wino $\tilde{W}_o^3$ (composante d'un triplet de $SU(2)_L$), le bino $\tilde{B}^o$ (singulet de $SU(2)_L$) et les higgsinos neutres $\tilde{\phi}_1^o$ et $\tilde{\phi}_2^o$. Les valeurs propres de la matrice de masse des neutralinos sont fonction des paramètres m_1, μ et $\tan\beta$ et sont ordonnées par indice croissant : $m_{\tilde{\chi}_1^o} \leq m_{\tilde{\chi}_2^o} \leq m_{\tilde{\chi}_3^o} \leq m_{\tilde{\chi}_4^o}$. Dans la majeure partie de l'espace des paramètres SUSY, le $\tilde{\chi}_1^o$ est la LSP. Cette particule peut être, suivant les valeurs de μ, un jaugino pur, un higgsino pur ou un mélange higgsino-jaugino.

Le tableau 1.4 résume le contenu en particules du MSSM après brisures de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et de la SUSY.

$S = 1$	$S = 1/2$	$S = 0$
g	$\tilde{g}$	
	q	$\tilde{q}_{L,R}$
	l	$\tilde{l}_{L,R}$
γ, Z^o	$\tilde{\chi}_i^o$	h, A, H
$W^\pm$	$\tilde{\chi}_i^\pm$	$H^\pm$

TAB. 1.4 – Contenu minimal en particules du MSSM.

Bibliographie

[1] S. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 569.

[2] A. Salam et J. C. Ward, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 168.

[3] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.

[4] S. Glashow, I. Iliopoulos et L. Maiani, Phys. Rev. D **2** (1970) 1285.

[5] Y. Golfand et E. Likthman, JETP Lett. **13** (1971) 323.
D. Volkov et V. Akulov, Phys. Lett. B **46** (1973) 109.
J. Wess et B. Zumino, Nucl. Phys. B **70** (1974) 31, Nucl. Phys. B **78** (1974) 1.

[6] S. Coleman et J. Mandula, Phys. Rev. **159** (1967) 1251.

[7] R. Haag, J. T. Lopuszanski et M. Sohnius, Nucl. Phys. B **88** (1975) 257.

[8] M. Sohnius, Phys. Rep. **128** (1985) 39.

[9] D. Freedman *et al.*, Phys. Rev. B **62** (1976) 3214.
S. Deser et B. Zumino, Phys. Lett. D **13** (1976) 335.

[10] G. Altarelli, CERN-TH 7072/93
J. Ellis, G. Fogli et E. Lisi, CERN-TH 7448/94
G. Altarelli, CERN-TH 7464/94.

[11] C. Savoy, *Aide Mémoire des Symétries Brisées du Modèle Standard*, Ecole de GIF (1989).

[12] R. Arnowitt et P. Nath, CTP-TAMU-52/93, NUB-TH-3073-93.

[13] I. Ibanez et C. Lopez, Phys. Lett. B **126** (1983) 54.
Nucl. Phys. B **233** (1984) 511.

[14] S. Martin, Proceedings de SUSY93, Ed. P. Nath, World Scientific (1993).

[15] V. Barger et R. Phillips, *Collider Physics*, Addison-Wesley Publish. Comp. (1987).

[16] H. Haber et A. Hempfling, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1815.
J. Ellis, G. Ridolfi et F. Zwirner, Phys. Lett. B **257** (1991) 83.
J. Espinosa et M. Quiros, Phys. Lett. B **266** (1991) 389.
M. Carena, *et al.*, CERN-TH-95-045.

Chapitre 2

Le sTop, partenaire supersymétrique du Top

Dans ce chapitre nous traitons plus particulièrement du sTop, partenaire supersymétrique du quark Top. Après avoir justifié pourquoi le sTop pourrait être le plus léger des squarks et ainsi constituer un candidat privilégié à la recherche de particules supersymétriques, nous étudions les différents modes de désintégration possibles du sTop conditionnant sa recherche expérimentale. Nous mettons en évidence l'intérêt des modes de désintégration d'ordre supérieur dans le domaine de masse de sTop accessible auprès des collisionneurs LEP et Tevatron, et plus particulièrement le mode de désintégration en 4 corps $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^0 f\bar{f}'$ qui n'a jusqu'à présent fait l'objet d'aucune recherche expérimentale. Enfin, nous effectuons une revue des résultats expérimentaux récents sur la recherche du sTop au LEP et au Tevatron à travers ses différents modes de désintégration.

2.1 La masse du sTop

Le calcul à partir du lagrangien du MSSM des matrices de masse des squarks donne dans la base $(\tilde{q}_L, \tilde{q}_R)$:

$$M_{\tilde{q}}^2 = \begin{pmatrix} m_{\tilde{q}L}^2 & a_q m_q \\ a_q m_q & m_{\tilde{q}R}^2 \end{pmatrix} \tag{2.1}$$

Les états propres de masse peuvent donc se définir par des relations du type :

$$\begin{aligned} \tilde{q}_1 &= \cos\theta_{\tilde{q}}\ \tilde{q}_L + \sin\theta_{\tilde{q}}\ \tilde{q}_R \\ \tilde{q}_2 &= -\sin\theta_{\tilde{q}}\ \tilde{q}_L + \cos\theta_{\tilde{q}}\ \tilde{q}_R \end{aligned} \tag{2.2}$$

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

$$\cos\theta_{\tilde{q}} = \frac{-a_q m_q}{\sqrt{(m^2_{\tilde{q}_L} - m^2_{\tilde{q}_1})^2 + a_q^2 m_q^2}} \quad , \quad \sin\theta_{\tilde{q}} = \sqrt{\frac{(m^2_{\tilde{q}_L} - m^2_{\tilde{q}_1})^2}{(m^2_{\tilde{q}_L} - m^2_{\tilde{q}_1})^2 + a_q^2 m_q^2}} \tag{2.3}$$

Les expressions de $a_q m_q$ sont

– pour les squarks $\tilde{u}$ $(\tilde{c}, \tilde{t})$: $a_{u(c,t)} m_{u(c,t)} = (A_{u(c,t)} - \mu \ \text{cotan}\beta) \ m_{u(c,t)}$

– pour les squarks $\tilde{d}$ $(\tilde{s}, \tilde{b})$: $a_{d(s,b)} m_{d(s,b)} = (A_{d(s,b)} - \mu \ \tan\beta) \ m_{d(s,b)}$

et les masses des états propres sont :

$$m^2_{\tilde{q}_1,\tilde{q}_2} = \frac{1}{2}\left[m^2_{\tilde{q}_L} + m^2_{\tilde{q}_R} \mp \sqrt{(m^2_{\tilde{q}_L} - m^2_{\tilde{q}_R})^2 + 4a_q^2 m_q^2}\right] \tag{2.4}$$

La différence des carrés des masses des deux états propres des squarks d'une saveur donnée est d'autant plus élevée que le terme $a_q m_q$ est grand. Ce terme peut être négligé pour les squarks des deux premières générations parce que les masses des quarks correspondant sont petites. Dans ce cas, on a $\Delta m_{\tilde{q}} = |m^2_{\tilde{q}L} - m^2_{\tilde{q}R}|$ avec $m^2_{\tilde{q}L}$ et $m^2_{\tilde{q}R}$ du même ordre de grandeur que les termes de brisure douce : $m^2_{\tilde{u}L} \sim M^2_{\tilde{Q}}$, $m^2_{\tilde{u}R} \sim M^2_{\tilde{U}}$, $m^2_{\tilde{d}L} \sim M^2_{\tilde{Q}}$, $m^2_{\tilde{d}R} \sim M^2_{\tilde{D}}$. Les termes de brisure douce sont tous du même ordre de grandeur que l'échelle de brisure de Supersymétrie : pour les deux premières générations, $\Delta m_{\tilde{q}}$ est faible : les scalaires sont quasiment dégénérés en masse.

Les particularités des squarks de la troisième génération proviennent des masses élevées des quarks Top et bottom qui fournissent à $a_q m_q$ des valeurs appréciables. A cause de la masse élevée du quark Top m_t, le mélange entre $\tilde{t}_L$ et $\tilde{t}_R$ est particulièrement important pour le secteur du sTop. Ceci implique une levée de dégénérescence importante entre les masses des états propres du sTop, ce qui peut entraîner que l'un des deux états propres de sTop soit le plus léger des squarks, voire plus léger que son quark partenaire, le Top.

La différence de masse entre les états propres peut être accentuée par de grandes valeurs de $a_{u(d)}$ qui dépend du couplage trilinéaire $A_{u(d)}$ et de cotanβ ($\tan\beta$) pour le sTop (sbottom). Cependant, $a_q m_q$ ne peut pas avoir de trop grandes valeurs sous peine d'obtenir des masses de squarks non physiques $m^2_{\tilde{q}} < 0$.

2.2 La production du sTop auprès des collisionneurs leptoniques et hadroniques

2.2.1 La production du sTop au LEP

Les squarks sont produits au LEP par échange dans la voie s d'un photon ou d'un Z^o (cf. figure 2.1). Le couplage squark-squark-photon est proportionnel à la charge du squark ($e_{\tilde{q}}$) qui est la même que celle du quark partenaire. Le couplage squark-squark-Z^o dépend quant à lui fortement de l'angle de mélange et est proportionnel à $I_3^q \cos^2 \theta_{\tilde{q}} - e_{\tilde{q}} \sin^2 \theta_W$ où I_3^q est le nombre quantique d'isospin faible, $\theta_{\tilde{q}}$ l'angle de mélange du squark considéré et θ_W l'angle de Weinberg. Le couplage au Z^o peut s'annuler pour une valeur particulière de l'angle de mélange :

$$\theta_{\tilde{q}} = \cos \sqrt{\frac{e_{\tilde{q}} \sin^2 \theta_W}{I_3^q}} \tag{2.5}$$

Ceci correspond à un angle de 0.98 rad soit $\sim 56°$ pour le sTop.

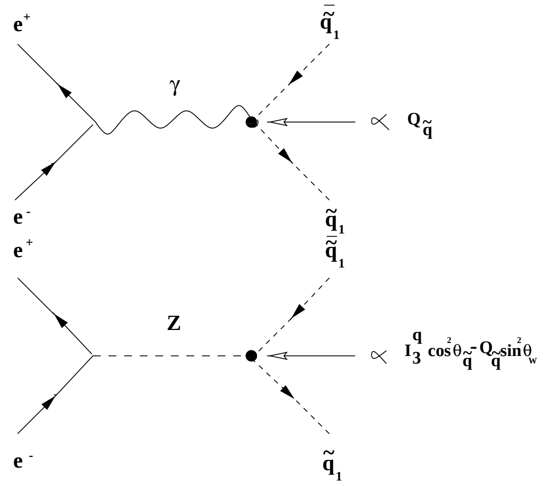

Fig. 2.1 – Diagrammes de production de squarks au LEP.

La section efficace de production vaut, dans l'approximation de Born [1] :

$$\sigma^{Born} = \frac{\pi \alpha^3}{s} v^2 \left[e_{\tilde{q}}^2 + \frac{1}{\mathcal{P}} \left(\frac{(v_e^2 + a_2^2) v_{\tilde{q}}^2}{16 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} s^2 - \frac{e_{\tilde{q}} v_e v_{\tilde{q}}}{2 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} s(s - M_Z^2) \right) \right] \tag{2.6}$$

où

$$\mathcal{P} = (s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2 \tag{2.7}$$

et $v_e = 2\sin^2\theta_W - \frac{1}{2}$, $a_e = -\frac{1}{2}$ et $v_{\tilde{q}} = 2(I_3^q \cos^2\theta_W - e_{\tilde{q}}\sin^2\theta_W)$; v est la vélocité du squark au sens de Lorentz. La section efficace est minimale pour

$$\cos^2\theta_{min} = \frac{e_{\tilde{q}}\sin\theta_W}{I_3^q}\left[1 + \left(1 - \frac{M_Z^2}{s}\cos^2\theta_W\right)\frac{L_e + R_e}{L_e^2 + R_e^2}\right] \tag{2.8}$$

avec $L_e = \sin^2\theta_W - \frac{1}{2}$ et $R_e = \sin^2\theta_W$. Les angles pour lesquels σ^{Born} est minimale sont égaux à 5% près à ceux du découplage au Z^o. Les corrections QCD [2] de radiation de gluons réels ou d'échange de gluons virtuels sont de l'ordre de 60% pour des masses de sTop proches du seuil de production cinématique $\frac{\sqrt{s}}{2}$ et de l'ordre de 15% loin du seuil. Les corrections QED de radiation de photons dans l'état initial sont quant à elles positives pour des masses loin du seuil mais négatives dans le cas contraire. La section efficace est alors fortement augmentée pour des masses faibles devant $\frac{\sqrt{s}}{2}$. Pour des masses proches du seuil de production, les corrections négatives de QED tendent à compenser les effets positifs de QCD et la section efficace résultante est proche de celle obtenue dans l'approximation de Born.

2.2.2 La production du sTop au Tevatron

Auprès des collisionneurs hadroniques [3, 4], les paires de sTop sont produites dans l'approximation de Born par annihilation de quarks et fusion de gluons :

$$\begin{array}{lllllll} q\bar{q} & \to & \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 & , & q\bar{q} & \to & \tilde{t}_2\bar{\tilde{t}}_2 \\ gg & \to & \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 & , & gg & \to & \tilde{t}_2\bar{\tilde{t}}_2 \end{array} \tag{2.9}$$

La production de paires mixtes $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_2$ ou $\tilde{t}_2\bar{\tilde{t}}_1$ est interdite au premier ordre en QCD. La figure 2.2a représente les diagrammes $q\bar{q}$ et gg au premier ordre. La figure 2.2b représente la production $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$ aux ordres supérieurs, tandis que la figure 2.2c représente la production $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_2$ au plus bas ordre permis en QCD. Les sections efficaces correspondant aux processus partoniques 2.9 s'écrivent :

$$\sigma_{LO}\left[q\bar{q} \to \tilde{t}_n\bar{\tilde{t}}_n\right] = \frac{\alpha_s^2\pi}{\hat{s}}\frac{2}{27}v_n^3 \tag{2.10}$$

$$\sigma_{LO}\left[gg \to \tilde{t}_n\bar{\tilde{t}}_n\right] = \frac{\alpha_s^2\pi}{\hat{s}}\left\{v_n\left(\frac{5}{48} + \frac{31m_{\tilde{t}_n}^2}{24\hat{s}}\right) + \left(\frac{2m_{\tilde{t}_n}^2}{3\hat{s}} + \frac{m_{\tilde{t}_n}^4}{6\hat{s}^2}\right)\log\left(\frac{1-v_n}{1+v_n}\right)\right\} \tag{2.11}$$

avec $n = 1$ ou 2. L'énergie invariante de ces sous-processus est notée $\sqrt{\hat{s}}$, la vélocité des squarks est notée $v_n = \sqrt{1 - 4m_{\tilde{t}_n}^2/\hat{s}}$.

Au Tevatron ($\sqrt{s} = 1.8$ TeV), le mécanisme dominant de production pour des masses de sTop élevées est l'annihilation de quarks de valence $q\bar{q}$. La fraction d'événements produits par annihilation $q\bar{q}$ augmente de 0.55 à 0.86 si la masse de sTop est augmentée de 100 à 200 GeV.

Les corrections SUSY-QCD consistent en l'émission et l'échange de gluons ou gluinos réels ou virtuels. L'angle de mélange $\theta_{\tilde{t}}$ intervient à cet ordre dans le calcul des sections efficaces mais uniquement à travers des corrections impliquant les couplages $t\bar{\tilde{t}}\tilde{g}$ et à quatre squarks. En fait les corrections SUSY sont très faibles et la section efficace ne dépend presque uniquement que de la masse des sTop produits et très peu des autres paramètres supersymétriques que sont la masse du gluino, les masses des squarks des deux premières générations (à cause de leurs masses élevées) et de l'angle de mélange $\theta_{\tilde{t}}$ [3]. La figure 2.2 représente les diagrammes de production de squarks au Tevatron dont deux diagrammes $gg \to \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$ dans lesquels intervient l'angle $\theta_{\tilde{t}}$.

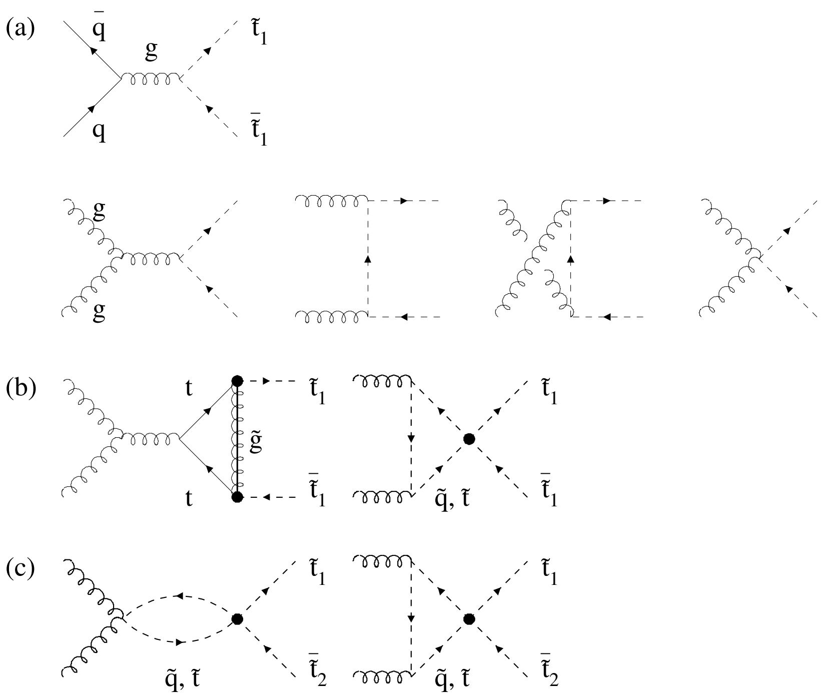

FIG. 2.2 – Diagrammes de production de squarks au Tevatron.

Le calcul de la section efficace de production $p\bar{p} \to \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$ a été effectué grâce au programme PROSPINO [5] pour une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Nous avons adopté la paramétrisation CTEQ3M [6] des densités de partons. L'incertitude due aux différentes paramétrisations de densités de partons au NLO est inférieure à 5% au Tevatron. Elle est relativement bien contrôlée grâce à la dominance de l'annihilation de quarks de valence dont les paramétrisations sont bien contraintes.

La variation de la section efficace en fonction de la masse du gluino et de l'angle de mélange (corrections SUSY) est inférieure à 1% [3]. L'amplitude des corrections QCD est donnée par le facteur K (cf. table 2.1) défini par $K = \frac{\sigma_{NLO}}{\sigma_{LO}}$. Ces valeurs sont données pour une valeur centrale de l'échelle de renormalisation et de factorisation

$\mu_R = \mu_F = \mu = m_{\tilde{t}_1}$. Dans le domaine de masse accessible au Tevatron, les corrections QCD sont positives et atteignent 30 à 40% si l'état initial gg domine. Si l'état initial qq domine, les corrections sont plus faibles. Cette dépendance en masse importante du facteur K est due au fait que l'état initial gg domine pour de faibles valeurs de $m_{\tilde{t}_1}$ alors que l'état initial qq domine à grande valeur de $m_{\tilde{t}_1}$.

$m_{\tilde{t}_1}$ (GeV)	60	80	100	120	140	160
K	1.41	1.39	1.32	1.25	1.20	1.15

TAB. 2.1 – Valeurs du facteur $K = \frac{\sigma_{NLO}}{\sigma_{LO}}$ pour une valeur centrale de l'échelle $\mu = m_{\tilde{t}_1}$ dans le domaine de masse accessible au Tevatron.

La figure 2.3 représente la section efficace totale de production $p\bar{p} \to \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$ en fonction de la masse $m_{\tilde{t}_1}$ dans l'approximation de Born (LO) et au NLO et ceci pour trois choix de l'échelle μ.

L'incertitude principale est due au choix de l'échelle de renormalisation et de factorisation μ. Dans l'approximation de Born, la dépendance de la valeur de la section efficace en fonction du choix de l'échelle μ est très élevée : en faisant varier l'échelle μ de $2m_{\tilde{t}_1}$ à $m_{\tilde{t}_1}/2$, la section efficace LO augmente d'environ 100%. Au NLO, la dépendance du choix de cette échelle est réduit par un facteur 10 par rapport à l'approximation de Born ; elle est de l'ordre de 10% dans le domaine de masse accessible au Tevatron (de 80 à 150 GeV). Ceci permet d'estimer l'incertitude théorique restante due aux diagrammes d'ordre supérieur non calculés.

Les valeurs des sections efficaces varient d'environ 100 pb pour une masse $m_{\tilde{t}_1}$ de 65 GeV à environ 1 pb pour une masse de 155 GeV et sont suffisamment élevées pour accumuler des échantillons de 10^2 à 10^4 événements pour la luminosité de 100 pb^{-1} obtenue lors du Run I.

2.3 Les désintégrations du sTop

2.3.1 L'identité de la LSP

L'un des premiers problèmes à résoudre lorsque l'on souhaite identifier les produits de désintégration de particules supersymétriques dans les modèles avec R-parité conservée est l'identité de la particule supersymétrique la plus légère LSP. C'est un point important dont dépendra la signature des sTop expérimentalement recherchés.

Si l'on se restreint à la physique des particules seule (i.e. sans tenir compte des contraintes issues de la cosmologie), tous les superpartenaires chargés ou neutres (respectant les hiérarchies de masse telles que $m_{\tilde{\chi}_1^0} \leq m_{\tilde{\chi}_2^0}$, cf. section 1.3.6) peuvent être identifiés à la LSP. Cependant, une LSP chargée de masse inférieure à 350 GeV aurait

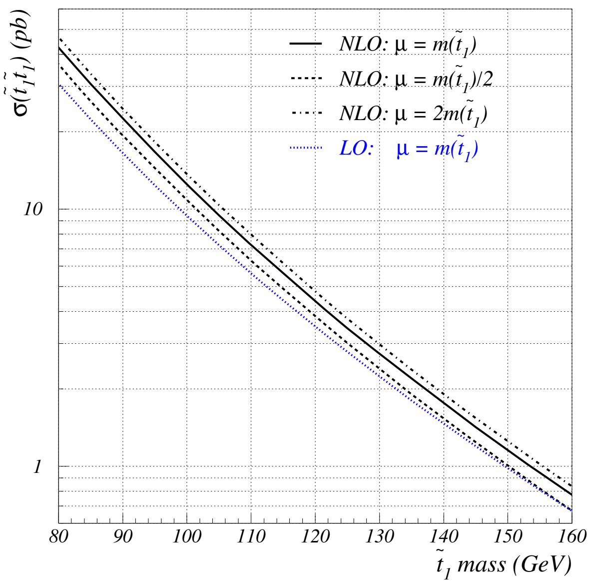

FIG. 2.3 – Section efficace totale de production $p\bar{p} \rightarrow \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$ en fonction de la masse $m_{\tilde{t}_1}$ dans l'approximation de Born (LO) et au NLO et ceci pour trois choix de l'échelle μ.

été détectée à cause de son couplage électromagnétique [7], aussi les charginos et les sleptons chargés ne peuvent constituer des candidats LSP pour les énergies disponibles au LEP ou au Tevatron. Le même argument s'applique pour les gluinos et les squarks, à condition que ceux-ci puissent former des hadrons chargés (ceci n'est pas absolument certain [7] ; cependant par la suite nous ne considérerons pas la possibilité d'un gluino ou d'un squark LSP). Enfin, il n'y a pas d'arguments contre le fait que le neutralino (ou le sneutrino le plus léger) soit la LSP.

2.3.2 Les désintégrations en 2 corps

Nous nous plaçons dans l'hypothèse où le sTop le plus léger est moins massif que le quark Top. Le cas contraire ne peut être étudié au Tevatron, mais pourra l'être au futur collisionneur du CERN, le LHC. La désintégration $\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ n'est donc pas accessible pour ce squark.

La désintégration la plus simple à 2 corps dans l'état final est $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ (cf. figure 2.4a) si elle est cinématiquement possible : $m_{\tilde{t}_1} > m_b + m_{\tilde{\chi}_1^+}$. La largeur correspondante s'écrit, en négligeant la masse du quark b [1] :

$$\Gamma(\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_i^+) = \frac{g^2}{16\pi} m_{\tilde{t}_1} (l_{i1}^2 + k_{i1}^2) \left[1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_i^+}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2} \right]^2 \tag{2.12}$$

où l_{i1} et k_{i1} dépendent de l'angle de mélange $\theta_{\tilde{t}_1}$ et g est la constante de couplage de $SU(2)_L$.

Les limites expérimentales directes sur $m_{\tilde{\chi}_1^+}$ provenant du LEP sont relativement élevées, de l'ordre de 105 GeV [8] et ne permettent une recherche de cette désintégration que dans une fenêtre étroite en masse de sTop avec les données accumulées au Run I du Tevatron.

Si le mode en 2 corps $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^+$ est cinématiquement interdit ($m_{\tilde{t}_1} < m_b + m_{\tilde{\chi}_1^+}$), le sTop peut se désintégrer en $c\tilde{\chi}_1^o$ par un diagramme en boucle (cf. figure 2.4b). Le changement de saveur $b \to c$ a lieu par un courant chargé avec un échange de W virtuel. Le calcul de la largeur de ce mode de désintégration fait apparaître une divergence qui doit être éliminée en rajoutant un contre-terme à ce diagramme. Le traitement de cette divergence a été initialement effectué [10] dans le cadre du modèle mSUGRA où les masses des squarks sont unifiées à l'échelle de grande unification GUT ; la divergence est alors éliminée en choisissant un contre-terme à l'échelle Λ_{GUT}, générant un terme résiduel élevé $\log(\Lambda_{GUT}/M_W^2)$ lorsque cette renormalisation est effectuée. Ce terme arbitraire constitue la contribution dominante à l'amplitude de la désintégration $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_1^o$.

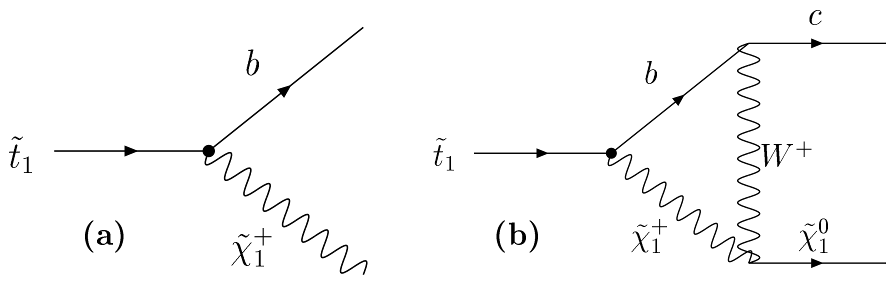

FIG. 2.4 – Diagrammes des désintégrations en 2 corps $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^+$ et $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_1^o$.

La largeur de désintégration s'écrit [10] :

$$\Gamma(\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_i^o) = \frac{g^2}{16\pi} |\epsilon|^2 m_{\tilde{t}_1} b_{i1} \left[1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_i^o}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2} \right]^2 \tag{2.13}$$

où b_{i1} tient compte de la composition du neutralino (bino ou higgsino) et où ϵ est proportionnel à

$$\epsilon \propto \frac{g}{\sin^2 \theta_W} \log\left(\frac{\Lambda_{GUT}^2}{M_W^2} \right) \frac{V_{tb}^* V_{cb} m_b^2}{2M_W^2 \cos^2 \beta} \tag{2.14}$$

Le facteur en $\frac{1}{\cos^2\beta}$ dans ce mode de désintégration entraîne une augmentation importante de la largeur du sTop pour de grandes valeurs de $\tan\beta$.

Cependant ce mode en deux corps pourrait être supprimé pour plusieurs raisons. Tout d'abord, le grand terme logarithmique $\log(\Lambda_{GUT}/M_W^2) \sim 65$ pour $\Lambda_{GUT} \sim 2\ 10^{16}$ est dû uniquement au choix d'appliquer la procédure de renormalisation à l'échelle d'énergie Λ_{GUT}. Ceci est justifié dans le cadre du modèle mSUGRA, mais dans le modèle MSSM plus général où les masses des squarks ne sont pas nécessairement unifiées à une échelle en énergie élevée, le choix d'un contre-terme doux à l'échelle de brisure de la Supersymétrie $\Lambda_{SUSY} \sim 1$ TeV ne fait pas apparaître ce terme logarithmique élevé. Le terme ϵ est également réduit par l'élément de matrice CKM $V_{cb} \sim 0.05$. Enfin si le neutralino est de type higgsino la valeur de b_{i1} est très faible, ce terme ne faisant apparaître que des composantes de type jaugino. La largeur de désintégration $\Gamma(\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_i^0)$ peut ainsi être très faible, laissant la possibilité à d'autres modes en 3 ou 4 corps de dominer.

2.3.3 Les désintégrations en 3 corps

Les désintégrations $\tilde{t}_1 \to bl^+\tilde{\nu}$ et $\tilde{t}_1 \to b\tilde{l}^+\nu$ avec échange d'un chargino virtuel sont possibles si $m_{\tilde{t}_1} > m_{\tilde{\nu}} + m_b$ dans le premier cas et si $m_{\tilde{t}_1} > m_{\tilde{l}} + m_b$ dans le second cas (cf. figure 2.5). Les largeurs, calculées dans les limites $m_{\tilde{t}_1} \ll m_{\tilde{\chi}_1^+} \ll m_{\tilde{\chi}_2^+}$, $m_b \to 0$ et $m_l \to 0$, valent [11, 12] :

$$\Gamma(\tilde{t}_1 \to bl^+\tilde{\nu}) \sim \frac{m_{\tilde{t}_1}^5}{m_{\tilde{\chi}_1^0}^4}|c|^2 f(R_{\tilde{\nu}}) \tag{2.15}$$

$$\Gamma(\tilde{t}_1 \to b\tilde{l}^+\nu) \sim \frac{m_{\tilde{t}_1}^3}{m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}|c|^2 g(R_{\tilde{l}^+}) \tag{2.16}$$

où c et c' dépendent des angles de mélange, f et g sont des fonctions qui dépendent des paramètres $R_{\tilde{\nu}} = \frac{m_{\tilde{\nu}}}{m_{\tilde{t}_1}}$ et $R_{\tilde{l}} = \frac{m_{\tilde{l}}}{m_{\tilde{t}_1}}$. Le rapport des deux largeurs $\frac{\Gamma(\tilde{t}_1 \to bl^+\tilde{\nu})}{\Gamma(\tilde{t}_1 \to b\tilde{l}^+\nu)}$ est proportionnel à $(\frac{m_{\tilde{t}_1}}{m_{\tilde{\chi}_1^0}})^2$. Aussi, à masses égales, le mode $\tilde{t}_1 \to bl^+\tilde{\nu}$ domine par rapport au mode $\tilde{t}_1 \to b\tilde{l}^+\nu$ pour $m_{\tilde{t}_1} > m_{\tilde{\chi}_1^0}$. Dans la suite nous ne tiendrons compte que du mode $\tilde{t}_1 \to bl^+\tilde{\nu}$.

D'autres désintégrations à 3 corps dans l'état final sont possibles [12, 13] : $\tilde{t}_1 \to bW\tilde{\chi}_1^0$ (cf. figure 2.5c) et $\tilde{t}_1 \to bH^+\tilde{\chi}_1^0$ par échange d'un sbottom, d'un chargino ou d'un Top virtuel. En ce qui concerne le canal $\tilde{t}_1 \to bW\tilde{\chi}_1^0$, une masse de $\tilde{\chi}_1^0$ de 45 GeV (proche de la valeur minimale déterminée expérimentalement au LEP [14]) implique pour que ce canal soit ouvert $m_{\tilde{t}_1} > 130$ GeV. Comme on le verra par la suite, cette valeur de 130 GeV correspond approximativement à la limite de sensibilité accessible sur la masse du $\tilde{t}_1$ avec les données du Run I. Ce canal ne sera donc réellement accessible qu'au Run II.

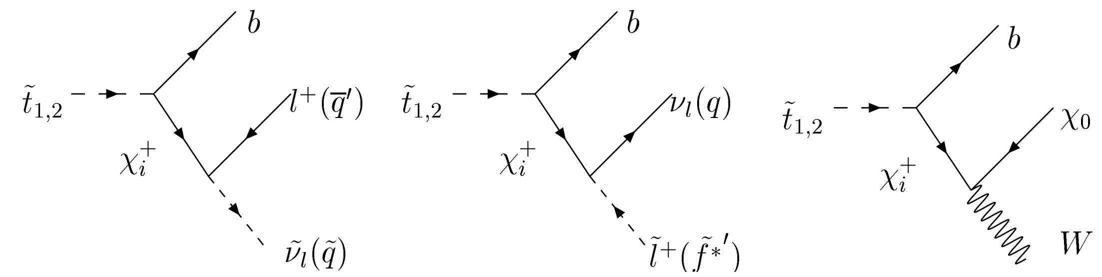

FIG. 2.5 – Diagrammes des désintégrations en 3 corps $\tilde{t}_1 \to bl^+\tilde{\nu}$, $\tilde{t}_1 \to b\tilde{l}^+\nu$ et $\tilde{t}_1 \to bW\tilde{\chi}_1^0$.

Dans le MSSM, le boson de Higgs chargé a une masse supérieure à celle du W dans l'approximation de Born : $m_{H^\pm} = m_A + m_W$. Cette relation et les limites expérimentales sur $m_A > 90$ GeV [15] entraînent $m_{H^\pm} \geq 120$ GeV. Ce résultat est confirmé par les recherches directes de Higgs chargés [16]. Les désintégrations de sTop produisant un Higgs chargé dans l'état final sont donc très défavorisées au Tevatron.

2.3.4 Les désintégrations en 4 corps

Il existe un autre mode de désintégration possible du sTop dans le MSSM : la désintégration en 4 corps en quark b, un neutralino et deux fermions

$$\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^0 f\bar{f}' \tag{2.17}$$

dans le cas où le mode en 3 corps est cinématiquement exclu ($m_{\tilde{t}_1} < m_{\tilde{\nu}} + m_b$ ou $m_{\tilde{t}_1} < m_{\tilde{l}} + m_b$), correspondant à des sneutrinos ou sleptons lourds, et si $m_{\tilde{t}_1} < m_b + m_{\tilde{\chi}_1^+}$. Ce mode de désintégration est effectué par l'échange de particules virtuelles (Top, chargino, sbottom, slepton et squarks des deux premières générations) et est du même ordre $\mathcal{O}(\alpha^3)$ que le mode en boucle $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_1^0$. Le mode en 4 corps peut donc être compétitif avec le mode de désintégration en 2 corps $c\tilde{\chi}_1^0$. Les premières estimations de l'ordre de grandeur de la largeur de ce processus en 4 corps [17] ont été effectuées en supposant les masses des particules échangées très élevées par rapport à la masse du sTop. Dans ce cas, la largeur du mode en 4 corps était en général nettement plus faible que celle du mode en 2 corps $c\tilde{\chi}_1^0$. Aussi aucune recherche expérimentale de désintégration du sTop en 4 corps n'a été effectuée jusqu'à présent. L'importance du mode en 4 corps a été récemment réévaluée [18, 19] à la lumière des récents résultats expérimentaux sur les masses des particules supersymétriques et a permis de souligner que le mode en 4 corps peut être le mode de désintégration dominant du sTop.

Les diagrammes contribuant au mode de désintégration en 4 corps $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^0 f\bar{f}'$ sont représentés dans la figure 2.6. La première série de diagrammes 2.6a fait intervenir un échange de W associé à un Top, sbottom ou chargino virtuel. Une série similaire de diagrammes 2.6b est obtenue en remplaçant le W par un boson de Higgs chargé H^+. Une troisième série de diagrammes 2.6c consiste en l'échange de squarks des deux premières générations ou de sleptons.

La contribution de la plupart de ces diagrammes peut être négligée par des arguments de masse et de couplage sur les particules échangées : masse du quark Top élevée par rapport au domaine de masse du sTop accessible au Tevatron ou au LEP ; limites expérimentales sur le squark bottom ($>$ 140 GeV [20]) et les squarks des deux premières générations ($>$ 250 GeV) ; limites expérimentales ($>$ 120 GeV [15, 16]) sur les masses des Higgs chargés et faibles couplages de Yukawa des Higgs chargés aux leptons et aux quarks légers. Ainsi, une bonne approximation (particulièrement pour des masses de sTop de l'ordre de 80 à 130 GeV) est de ne tenir compte que des diagrammes avec échange de charginos se désintégrant en W, en sneutrinos ou en sleptons. Lorsque la différence entre les masses du sTop, chargino et sneutrino n'est pas trop élevée, les diagrammes 2.6c constituent la contribution dominante au mode en 4 corps avec une largeur supérieure au mode en 2 corps $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}^o_1$, et ceci même pour des valeurs de $\tan\beta$ élevées. Pour des masses de sneutrinos et de sleptons élevées, le diagramme 2.6a avec échange de chargino et de W est la contribution dominante au mode en 4 corps.

Compétition entre les modes $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}^o_1$ et $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}^o_1 f\bar{f}'$

Les résultats numériques présentés dans ce paragraphe ont été obtenus avec une valeur de $\tan\beta = 2.5$ et un paramètre de masse de jaugino $M_2 = 120$ (200) GeV donnant une masse de chargino de 96 (163) GeV pour un paramètre de masse Higgs-higgsino $\mu = 300$ GeV [12]. Le paramètre de masse du bino est choisi tel que $M_1 = \frac{1}{2}M_2$, donnant des masses de neutralinos de 50 (88) GeV pour les valeurs de M_2 choisies précédemment. Le choix de la valeur du couplage trilinéaire A_t fixe la valeur de $m_{\tilde{t}_1}$.

La figure 2.7 représente le rapport d'embranchement $\mathrm{BR}(\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}^o_1 f\bar{f}')$ en fonction de la masse $m_{\tilde{t}_1}$ pour une masse commune élevée des squarks et des sleptons $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{l}} = m_{\tilde{\nu}} = 400$ GeV (correspondant au cas où le diagramme dominant comporte l'échange d'un $\tilde{\chi}^+_1$ et d'un W) et pour les valeurs de M_1, M_2 et μ précédemment citées. Le rapport d'embranchement est très faible pour de faibles masses de sTop (inférieures à 80 GeV) où la virtualité du chargino échangé est importante, mais augmente en fonction de $m_{\tilde{t}_1}$ pour atteindre des valeurs proches de 1 lorsque $m_{\tilde{t}_1}$ devient proche du seuil $m_b + m_{\tilde{\chi}^+_1}$ où le mode en 2 corps $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}^+_1$ devient ouvert. Même pour de faibles valeurs $m_{\tilde{t}_1} \simeq 80$ GeV, le rapport d'embranchement du mode $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}^o_1 f\bar{f}'$ peut atteindre 90% (cf. figure 2.7a, pour $\mu = 300$ GeV). Ces valeurs de masse de sTop ayant déja été exclues expérimentalement par les recherches effectuées au LEP et au Tevatron dans l'hypothèse où le sTop se désintègre avec un rapport d'embranchement de 100% en $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}^o_1$, ces résultats devraient être reconsidérés dans l'optique d'une dominance possible du mode en 4 corps, ce qui constitue un des thèmes de cette thèse.

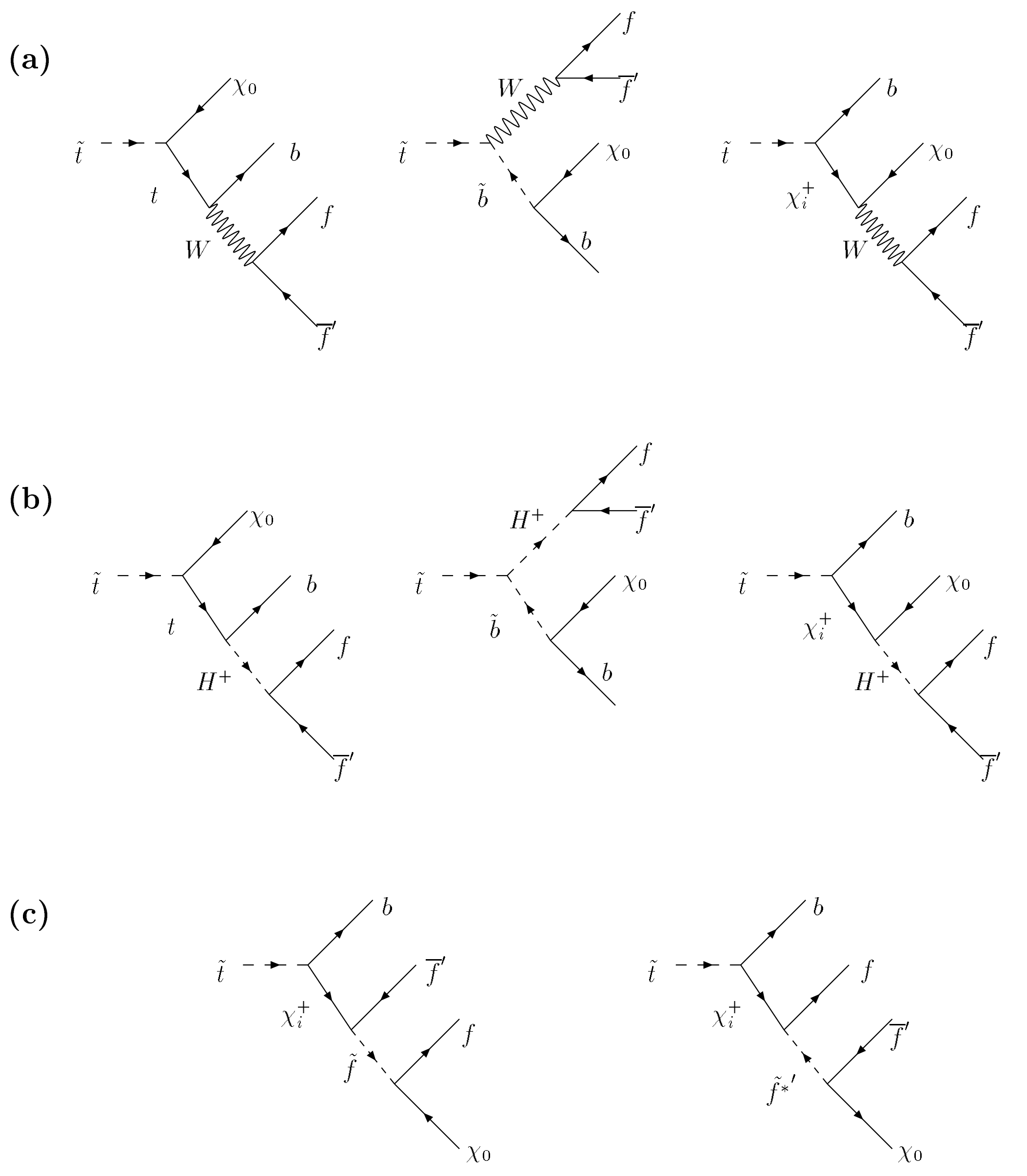

FIG. 2.6 – Diagrammes contribuant au mode de désintégration en 4 corps $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^o f \bar{f}'$.

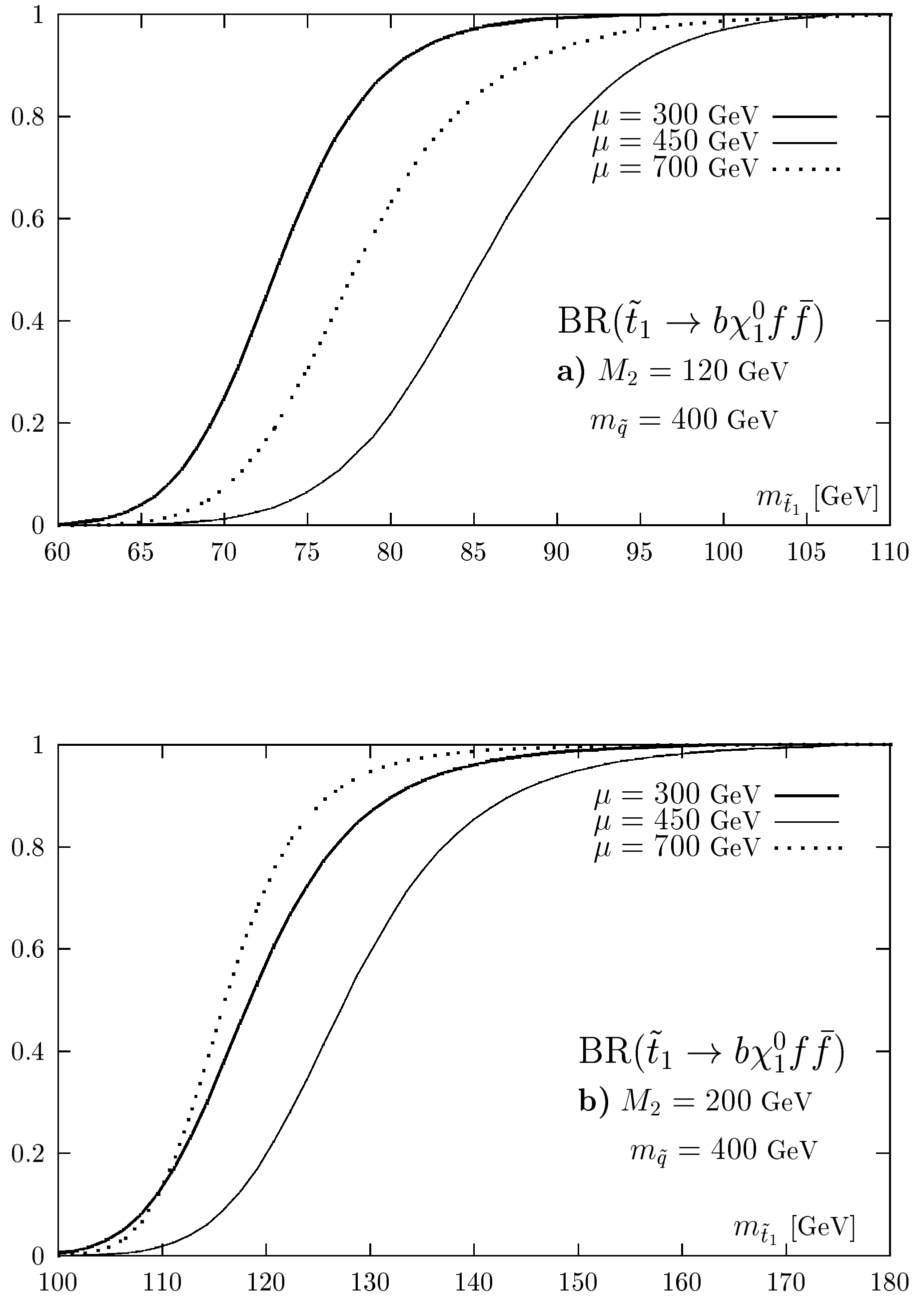

FIG. 2.7 – Rapport d'embranchement BR($\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^0 f\bar{f}'$) en fonction de la masse $m_{\tilde{t}_1}$ pour une masse commune des squarks et des sleptons $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{l}} = m_{\tilde{\nu}} = 400$ GeV et pour un paramètre de masse jaugino M_2 de 120 (a) et 200 (b) GeV.

Dans le cas précédent, les masses des sleptons étaient trop élevées (400 GeV) pour leur permettre de contribuer au mode $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^0 f\bar{f}'$. Après avoir relâché cette contrainte, la figure 2.8 représente le rapport d'embranchement $\mathrm{BR}(\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^0 f\bar{f}')$ en fonction de la masse $m_{\tilde{\nu}}$ pour $m_{\tilde{t}_1} = 80$ GeV, $\mu = 300$ GeV et pour 3 valeurs de la masse commune des squarks $m_{\tilde{q}} = 300$, 500 et 800 GeV. La masse $m_{\tilde{\nu}}$ est supérieure à $m_{\tilde{t}_1}$ afin d'interdire cinématiquement le mode en 3 corps $\tilde{t}_1 \to bl\tilde{\nu}$. La contribution des diagrammes avec échange de sleptons augmente de façon significative le rapport d'embranchement du mode en 4 corps pour des masses de sneutrinos légères ($m_{\tilde{\nu}} \lesssim 120$ GeV). Pour des masses de sneutrinos plus élevées, la virtualité des sleptons devient trop élevée, ne laissant que la contribution du diagramme avec échange de chargino et de W.

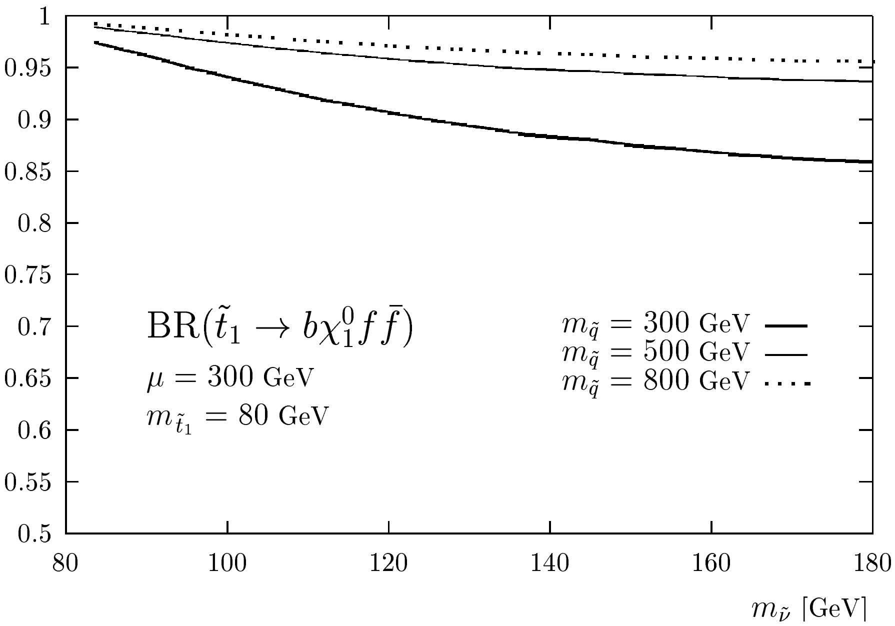

FIG. 2.8 – Rapport d'embranchement $\mathrm{BR}(\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^0 f\bar{f}')$ en fonction de la masse $m_{\tilde{\nu}}$ pour $m_{\tilde{t}_1} = 80$ GeV, $\mu = 300$ GeV et pour 3 valeurs de la masse commune des squarks $m_{\tilde{q}} = 300$, 500 et 800 GeV.

En conclusion, pour le domaine de masse de sTop accessible au LEP et au Tevatron, le mode en 4 corps $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^0 f\bar{f}'$ peut être dominant par rapport au mode en 2 corps $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_1^0$ si les masses de charginos et de sleptons ne sont pas trop éloignées de leurs limites expérimentales actuelles. Ceci affecte le résultat des recherches expérimentales de sTop au LEP et au Tevatron où le mode en 2 corps $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_1^0$ a été principalement étudié. Ces résultats devraient tenir compte d'une dominance possible du mode en 4 corps dont l'étude est présentée dans le chapitre 7 de cette thèse.

2.3.5 Les contraintes expérimentales auprès des collisionneurs leptoniques et hadroniques

Nous comparons ici les contraintes expérimentales sur le sTop obtenues par les quatre expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL auprès de l'accélérateur e^+e^- LEP ainsi que les résultats obtenus par les expériences CDF et DØ au Tevatron.

Les désintégrations en 2 corps

$\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_1^o$

Dans l'hypothèse de la conservation de la R-parité, les neutralinos les plus légers sont invisibles dans les détecteurs, aussi les événements où une paire de sTop se désintègre en $c\tilde{\chi}_1^o$ sont caractérisés par la présence de deux jets acoplanaires (c'est-à-dire que le plan défini par l'un des jet et l'axe du faisceau ne contient pas le second jet) et d'énergie manquante due aux $\tilde{\chi}_1^o$. La topologie des événements dépend de $\Delta m = m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^o}$ qui représente la moitié de l'énergie visible dans les détecteurs. Quand le mode $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_1^o$ est dominant, la largeur de désintégration du sTop est suffisamment faible pour que le squark Top s'hadronise en un “hadron sTop” sans couleur avant de se désintégrer ; ce comportement a été implémenté par les expériences LEP dans leurs simulations et se traduit par une augmentation de l'énergie visible à petite valeur de Δm. A grande valeur de Δm cet effet devient négligeable ce qui permet de ne pas en tenir compte dans les analyses effectuées auprès du Tevatron. Aucun excès d'événements n'a été observé par les expériences au LEP et au Tevatron ; cette absence de résultat est interprétée en terme de limites sur les sections efficaces de production de paires de sTop et en terme de limites d'exclusion sur la masse du sTop. La figure 2.9 représente les régions exclues à 95% de niveau de confiance par les quatre expériences LEP dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^o})$ pour une énergie dans le centre de masse de 189 GeV [21]. La plus grande masse $m_{\tilde{t}_1}$ exclue est d'environ 90 GeV pour une masse $m_{\tilde{\chi}_1^o}$ d'environ 85 GeV. Les résultats préliminaires du LEP à 208 GeV ont été combinés [8] et sont résumés dans la table 2.2.

$m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^o}$ (GeV)	Limite sur $m_{\tilde{t}_1}$ (GeV), $\theta_{\tilde{t}_1} = 0°$	Limite sur $m_{\tilde{t}_1}$ (GeV), $\theta_{\tilde{t}_1} = 56°$
20	100	96
40	98	95
60	98	96

TAB. 2.2 – Résultats préliminaires combinés du LEP pour les limites à 95% de niveau de confiance sur la masse du sTop se désintégrant avec un rapport d'embranchement de 100% en $c\tilde{\chi}_1^o$ pour $\sqrt{s} \leq 208$ GeV et pour des sections efficaces de production maximale ou minimale.

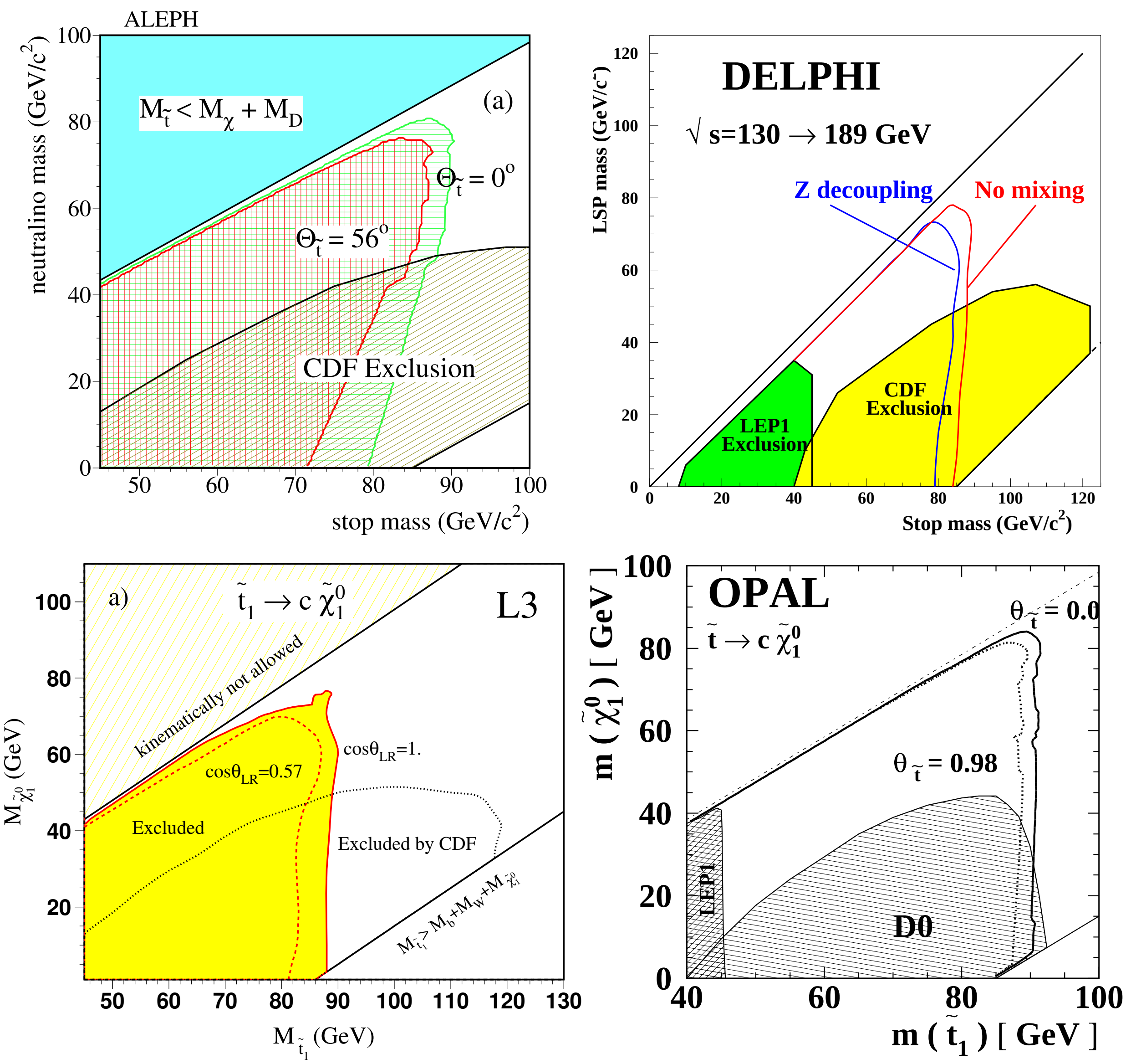

FIG. 2.9 – Régions exclues à 95% de niveau de confiance dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}^o_1})$ par les expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL au LEP pour une énergie dans le centre de masse de 189 GeV dans le cadre des recherches de désintégrations $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}^o_1$.

La figure 2.10 représente les résultats des expériences CDF [22] et DØ [23] comparés à la combinaison des résultats préliminaires pour les quatre expériences LEP. Les résultats obtenus au Tevatron sont plus contraignants qu'au LEP à grande masse de sTop. La plus grande masse de sTop exclue est de 120 GeV pour une masse de $\tilde{\chi}_1^o$ de 40 GeV et le domaine d'exclusion s'étend jusqu'à une masse de neutralino de 50 GeV pour une masse de sTop de 100 GeV. Au Tevatron la sensibilité à basse valeur de Δm est plus faible qu'au LEP à cause du taux élevé de bruit de fond QCD irréductible ; les résultats obtenus auprès des deux collisionneurs sont ainsi complémentaires.

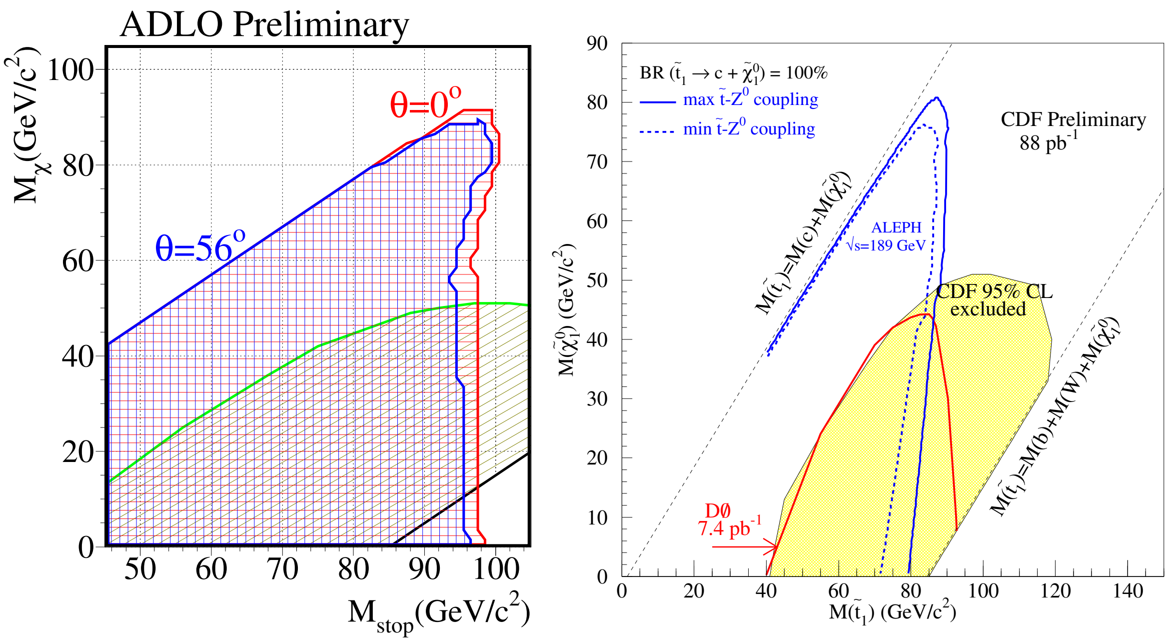

FIG. 2.10 – (a) Régions exclues à 95% de niveau de confiance dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^o})$ par les expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL au LEP (résultats préliminaires à $\sqrt{s}$ = 208 GeV) dans le cadre des recherches de désintégrations $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_1^o$. (b) Régions exclues par les expériences CDF et DØ.

$\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^+$

Le mode de désintégration $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^+$ est dominant si $m_{\tilde{t}_1} > m_b + m_{\tilde{\chi}_1^+}$. La limite expérimentale de 105 GeV sur $m_{\tilde{\chi}_1^+}$ interdit ce canal au LEP où la plus grande masse de sTop pouvant être produite est limitée cinématiquement par l'énergie du faisceau à approximativement 100 GeV. DØ et CDF ont effectué une recherche d'événements où une paire de sTop se désintègrent en $b\tilde{\chi}_1^+$, les $\tilde{\chi}_1^+$ produisant chacun à leur tour une paire $W\tilde{\chi}_1^o$. Ces événements sont caractérisés par deux jets de quarks b, de l'énergie manquante due aux neutralinos, et un ou plusieurs leptons chargés issus des désintégrations des W.

DØ [24] a effectué une recherche avec deux électrons dans l'état final, alors que CDF a effectué une recherche [25] avec un seul lepton (e ou μ) dans l'état final, le second W se désintégrant en quarks ou en leptons. Cette signature est similaire à celle due à la désintégration d'une paire de quarks Top, mais avec une cinématique plus molle due à la masse du sTop plus petite et à la présence de deux neutralinos massifs dans l'état final. La sensibilité sur ce canal est réduite par le faible rapport d'embranchement du W en leptons ($\sim 11\%$ par génération) et n'a permis d'établir des limites de sections efficaces sur la production de paires de sTop qu'en deçà des prédictions théoriques [5].

La figure 2.11 représente les limites de sections efficaces établies par DØ (pour une masse de chargino de 47 GeV) et par CDF (pour une masse de chargino de 90 GeV). Ces valeurs de masse de chargino sont maintenant exclues par les résultats du LEP. Les limites sont au mieux 5 fois moins contraignantes que les prédictions théoriques [5]. Le canal avec un seul lepton (e ou μ) bénéficie d'un rapport d'embranchement plus élevé (22%) que le canal di-électrons ($11\%^2 = 1.2\%$) et a permis à CDF d'établir des limites jusqu'à des masses de sTop de 120 GeV.

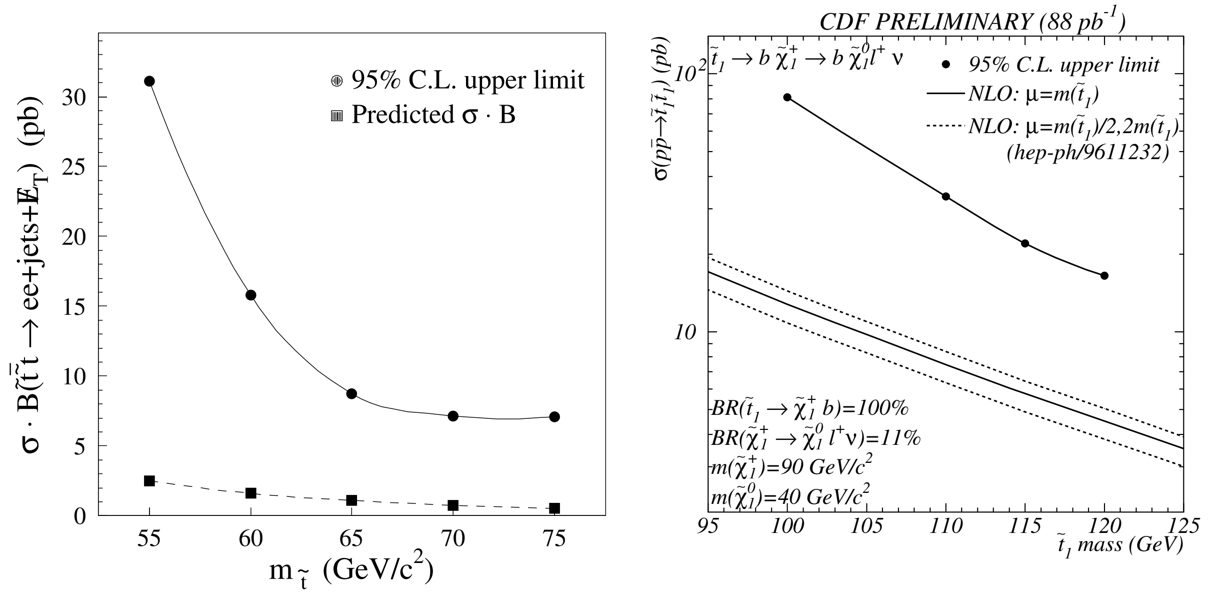

FIG. 2.11 – Limites à 95% de niveau de confiance de sections efficaces de production de paires de sTop dans le cadre des désintégrations $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^+$ obtenues par les expériences DØ et CDF.

Les désintégrations en 3 corps

$\tilde{t}_1 \to b l^+ \tilde{\nu}$

Parmi les modes en 3 corps, la désintégration $\tilde{t}_1 \to b l^+ \tilde{\nu}$ (avec échange d'un chargino virtuel se désintégrant en un lepton chargé et un sneutrino) a été recherchée par les expériences ALEPH, L3, OPAL et CDF [21]. La signature recherchée est là aussi deux jets de quarks b, de l'énergie manquante due aux neutralinos et deux leptons chargés. Le sneutrino peut ici jouer le rôle de LSP ou bien se désintégrer en $\nu\tilde{\chi}^o_1$. La figure 2.12 représente les régions exclues à 95% de niveau de confiance par les expériences ALEPH, L3 et OPAL dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\nu}})$ pour une énergie dans le centre de masse de 189 GeV et en supposant un rapport d'embranchement de 33% pour chacun des leptons ($l = e, \mu, \tau$). La plus grande masse $m_{\tilde{t}_1}$ exclue est d'environ 90 GeV pour une masse $m_{\tilde{\nu}}$ d'environ 80 GeV. Les résultats préliminaires du LEP ont été combinés [8] et sont résumés dans la table 2.3.

$m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}^o_1}$ (GeV)	Limite sur $m_{\tilde{t}_1}$ (GeV), $\theta_{\tilde{t}_1} = 0°$	Limite sur $m_{\tilde{t}_1}$ (GeV), $\theta_{\tilde{t}_1} = 56°$
20	99	96
40	99	97

TAB. 2.3 – Résultats préliminaires combinés du LEP pour les limites à 95% de niveau de confiance sur la masse du sTop se désintégrant avec un rapport d'embranchement de 100% en $bl\tilde{\nu}$ pour $\sqrt{s} = 208$ GeV et pour des sections efficaces de production maximale ou minimale.

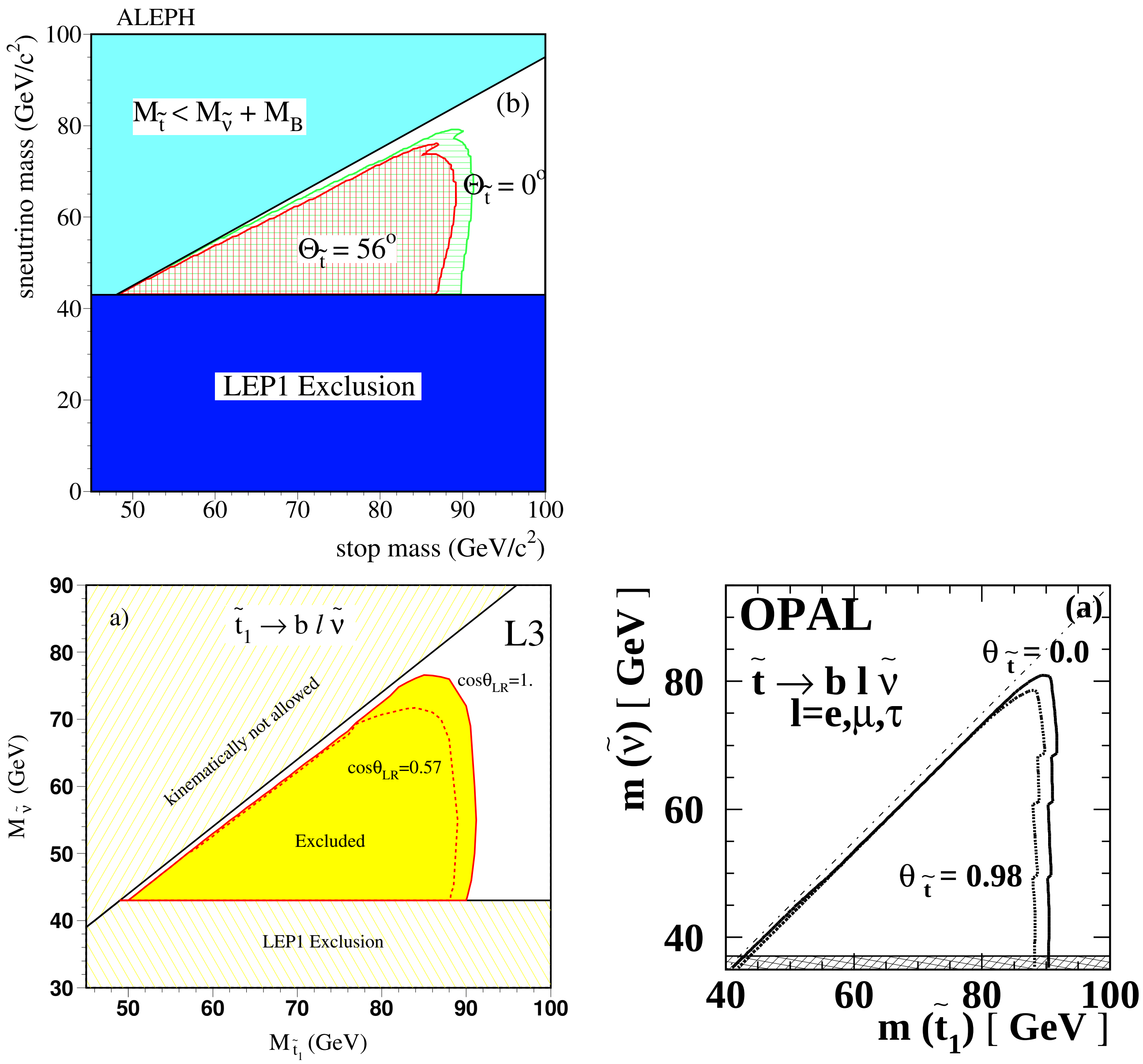

FIG. 2.12 – Régions exclues à 95% de niveau de confiance dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\nu}})$ par les expériences ALEPH, L3 et OPAL au LEP pour une énergie dans le centre de masse de 189 GeV dans le cadre des recherches de désintégrations $\tilde{t}_1 \to bl\tilde{\nu}$.

Le mode de désintégration $\tilde{t}_1 \to bl^+\tilde{\nu}$ a également été recherché en supposant que le $\tilde{\nu}_\tau$ est le plus léger des sneutrinos et que le rapport d'embranchement du sTop en $\tilde{t}_1 \to b\tau^+\tilde{\nu}_\tau$ est de 100%. Ce scénario abandonnant l'universalité des sleptons par rapport au Modèle Standard peut se produire pour de grandes valeurs de $\tan\beta$. La figure 2.13 représente les régions exclues à 95% de niveau de confiance par les expériences L3 et OPAL dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\nu}_\tau})$ pour une énergie dans le centre de masse de 189 GeV.

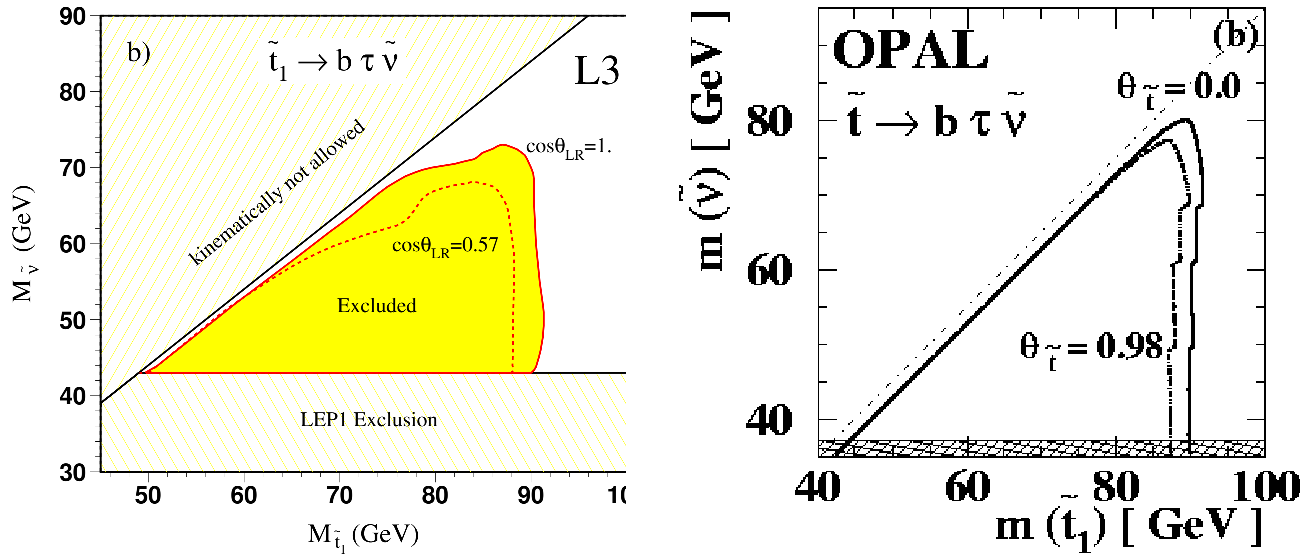

FIG. 2.13 – Régions exclues à 95% de niveau de confiance dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\nu}_\tau})$ par les expériences L3 et OPAL au LEP pour une énergie dans le centre de masse de 189 GeV dans le cadre des recherches de désintégrations $\tilde{t}_1 \to b\tau\tilde{\nu}_\tau$.

La plus grande masse $m_{\tilde{t}_1}$ exclue est d'environ 90 GeV pour une masse $m_{\tilde{\nu}_\tau}$ d'environ 80 GeV pour OPAL et de 72 GeV pour L3. Les limites sur les masses $m_{\tilde{t}_1}$ et $m_{\tilde{\nu}_\tau}$ sont comparables à celles obtenues en supposant l'universalité des sleptons.

La figure 2.14 représente les résultats de l'expérience CDF comparés à la combinaison des résultats préliminaires des expériences ALEPH, L3 et OPAL à $\sqrt{s} = 208$ GeV en supposant de nouveau l'universalité des sleptons. Les résultats obtenus à CDF augmentent sensiblement les limites sur la masse du sTop par rapport au LEP (jusqu'à 125 GeV) mais pour des masses de sneutrino assez faibles (jusqu'à 50 GeV), restant proches de la limite indirecte obtenue au LEP I ($m_{\tilde{\nu}} > 43$ GeV [9]).

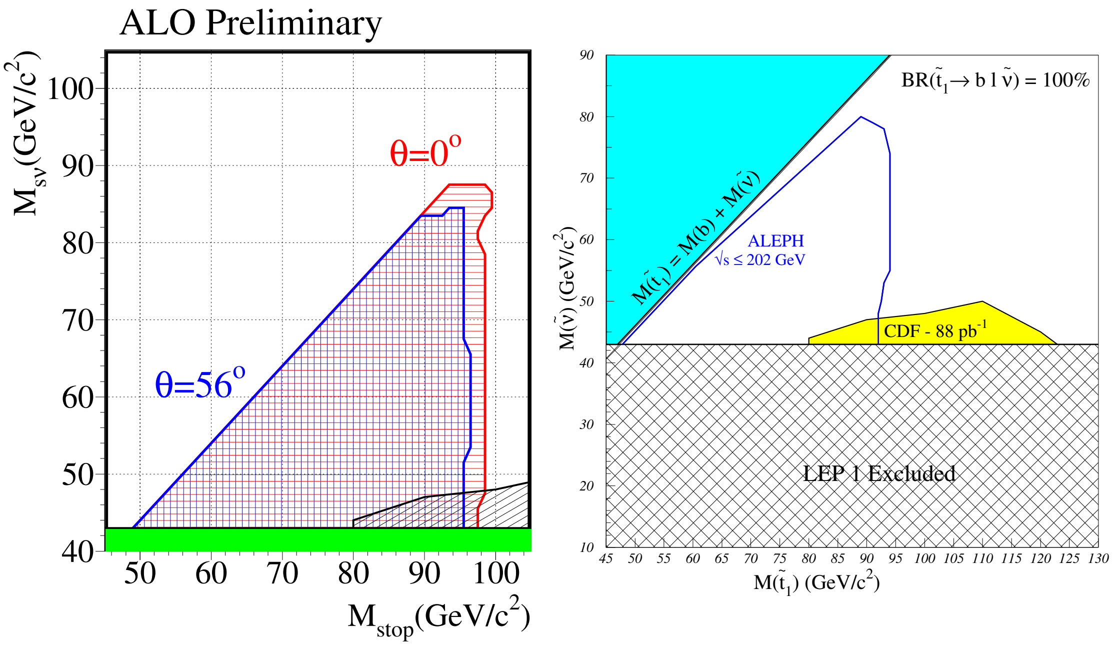

FIG. 2.14 – (a) Régions exclues à 95% de niveau de confiance dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\nu}})$ par les expériences ALEPH, L3 et OPAL au LEP (résultats préliminaires à $\sqrt{s} = 208$ GeV) dans le cadre des recherches de désintégrations $\tilde{t}_1 \to bl\tilde{\nu}$. (b) Région exclue par l'expérience CDF, comparée aux résultats publiés d'ALEPH à $\sqrt{s} = 202$ GeV et $\theta_{\tilde{t}_1} = 0°$.

2.4 Conclusion

La phénoménologie du sTop au LEP et au Tevatron a été exposée dans ce chapitre. Les motivations qui nous incitent à supposer que cette particule est légère, ses modes de production et de désintégration ont été décrits.

Nous avons étudié dans ce chapitre les modèles avec R-parité conservée. Les particules supersymétriques les plus légères (LSP) choisies ont été le neutralino et le sneutrino. Nous avons étudié les différents modes de désintégration possibles du sTop conditionnant sa recherche expérimentale et avons mis en évidence l'intérêt des modes de désintégration d'ordre supérieur dans le domaine de masse de sTop accessible auprès des collisionneurs LEP et Tevatron.

Les canaux expérimentaux choisis dans la suite de cette thèse sont les modes d'ordre supérieurs $\tilde{t}_1 \to bl\tilde{\nu}$ et $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^0 l\bar{\nu}_l$ qui dominent sur le canal en 2 corps $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_1^0$ dans de grandes régions de l'espace des paramètres SUSY. La signature expérimentale des événements sTop est alors deux jets de quarks b accompagnés de deux leptons et d'énergie manquante. Ce choix s'explique à la fois par l'étude phénoménologique exposée dans ce chapitre mais également par le faible bruit de fond associé à cette signature leptonique.

Bibliographie

[1] A. Bartl, H. Eberl, S. Kraml, W. Majerotto et W. Porod, Z. Phys. C **73** (1997) 469.

[2] M. Drees et K. Hikasa, Phys. Lett. B **252** (1990) 127.

[3] W. Beenakker, M. Kramer, T. Plehn, M. Spira et P. M. Zerwas, Nucl. Phys. B **515** (1998) 3.

[4] M. Spira, hep-ph/9812407.

[5] W. Beenakker, R. Hopker et M. Spira, hep-ph/9611232.

[6] R. Brock *et al.*, Rev. Mod. Phys. **67** (1995) 157.

[7] J. Ellis *et al.*, Nucl. Phys. B **238** (1984) 453.

[8] LEP 2 SUSY Working Group,
`http ://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/`.

[9] Collaboration Particle Data Group, Eur. Phys. J. C **15** (2000) 1,
`http ://pdg.lbl.gov/`.

[10] K. I. Hikasa et M. Kobayashi, Phys. Rev. D **36** (1987) 724.

[11] W. Porod, Phys. Rev. D **59** (1999) 095009.

[12] A. Djouadi et Y. Mambrini, Phys. Rev. D **63** (2001) 115005.

[13] W. Porod et T. Wohrmann, Phys. Rev. D **55** (1997) 2907.

[14] Collaboration ALEPH, Phys. Lett. B **499** (2001) 67.
Collaboration DELPHI, Eur. Phys. J. C **19** (2001) 201.
Collaboration L3, Phys. Lett. B **459** (1999) 354.
Collaboration OPAL, Eur. Phys. J. C **14** (2000) 187.

[15] Collaboration ALEPH, Phys. Lett. B **499** (2001) 53.
Collaboration CDF, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 4472

[16] Collaboration ALEPH, Phys. Lett. B **487** (2000) 253.
Collaboration DØ, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 4975.

[17] G. Altarelli et R. Rückl, Phys. Lett. B **144** (1984) 126.
I. Bigi et S. Rudaz, Phys. Lett. B **153** (1985) 335.

[18] C. Boehm, A. Djouadi et Y. Mambrini, Phys. Rev. D **61** (2000) 095006.

[19] Y. Mambrini, thèse de l'université Montpellier II (2001).

[20] Collaboration CDF, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5704.
Collaboration DØ, Phys. Rev. D Rapid Comm. **60** (1999) 031101.

[21] Collaboration ALEPH, Phys. Lett B **469** (1999) 303.
Collaboration DELPHI, Phys. Lett. B **496** (2000) 59.
Collaboration L3, Phys. Lett. B **471** (1999) 308.
Collaboration OPAL, Phys. Lett. B **456** (1999) 95

[22] Collaboration CDF, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5704.

[23] Collaboration DØ, Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 2222.

[24] Collaboration DØ, Phys. Rev. D **57** (1998) 589.

[25] Collaboration CDF, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5273.

Chapitre 3

L'amélioration du Tevatron

Le Tevatron [1] est depuis sa mise en service en 1985 le collisionneur de protons et d'antiprotons possédant l'énergie la plus élevée au monde. L'anneau, mesurant deux kilomètres de diamètre, est situé au Laboratoire Fermi (Fermilab), près de Chicago. L'énergie du faisceau du Tevatron qui était de 900 GeV lors du Run I (1992-1996) passera lors de la prochaine prise de données (Run II) à 1 000 GeV, et produira ainsi une énergie de collision dans le référentiel du centre de masse de 2 TeV. La figure 3.1 montre une vue d'ensemble des accélérateurs et des détecteurs du Laboratoire Fermilab. Il existe deux points de collision au Tevatron, appelés BØ et DØ, où se trouvent respectivement les expériences CDF et DØ. Actuellement les différents systèmes d'accélération et les deux expériences sont dans la phase terminale du programme d'amélioration ("upgrade") de la machine et des détecteurs qui s'est étalée entre 1997 et 2001.

L'amélioration des différents systèmes d'accélération [2] a pour but l'augmentation de la luminosité instantanée d'un facteur 20 ainsi qu'une augmentation en énergie de 10% pour atteindre 1 TeV par faisceau. Cette amélioration s'accompagne d'une diminution du temps de croisement de 3.5 μs à 396 ns puis 132 ns avec l'augmentation du nombre de paquets dans le Tevatron, ce qui réduit le nombre de collisions de basses énergies par croisement de paquet qui sont sources de bruit. La première étape de ce projet a été achevée en juin 1999 par le remplacement du précédent injecteur, le Main Ring, par un nouvel accélérateur, le Main Injector, ainsi que par la construction d'un nouvel anneau de stockage d'antiprotons, le Recycler, qui se trouve dans le même tunnel que le Main Injector.

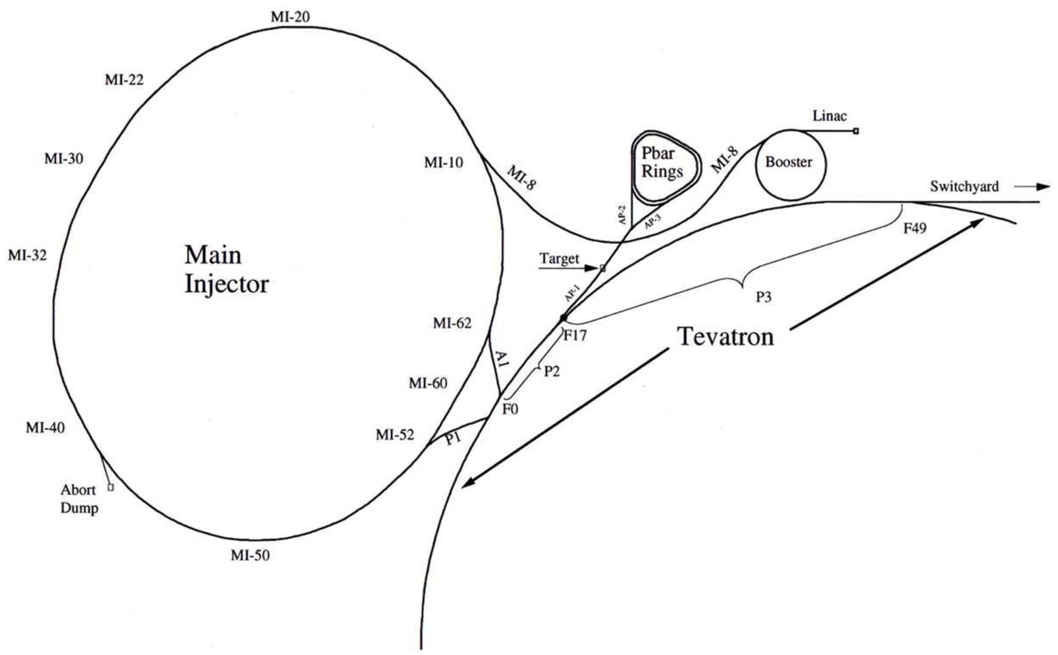

FIG. 3.1 – L'ensemble d'accélérateurs qui alimentent le Tevatron au Laboratoire Fermilab. A côté du Tevatron, représenté partiellement, se trouvent le Linac, le Booster, les anneaux d'antiprotons et le Main Injector. Les détecteurs CDF et DØ se trouvent sur la partie du Tevatron non représentée sur la figure.

3.1 La création des faisceaux

3.1.1 L'injecteur : du Main Ring au Main Injector

La production du faisceau débute lorsque des ions H^- sont accélérés successivement à une énergie de 0.75 MeV grâce à un accélérateur Cockroft-Walton, puis à 400 MeV dans un accélérateur linéaire appelé Linac long de 150 m. A la sortie du Linac, les ions passent à travers une feuille de carbone arrachant les électrons et produisant ainsi des protons. Le “Booster” leur fournit alors une énergie de 8 GeV et les injecte dans l'anneau d'injection principal (le “Main Injector”) par série de 5 à 7 paquets de $\sim 6\ 10^{10}$ protons. Dans cet anneau, les protons et antiprotons (voir le paragraphe suivant pour la production des antiprotons) sont alors amenés à une énergie de 150 GeV et les paquets sont regroupés en un seul de $2.7\ 10^{11}$ protons avant d'être transférés dans le Tevatron proprement dit où leur énergie sera alors portée à 1 000 GeV. Les performances du Main Injector, exprimées en terme de nombre de protons par seconde délivrés à la cible de production d'antiprotons ou en nombre total de protons délivrés au Tevatron, seront sensiblement supérieures à celles du Main Ring. Les expériences CDF et DØ bénéficieront aussi d'une diminution du bruit et des temps morts dûs à l'injection grâce au retrait du Main Ring du tunnel du Tevatron.

3.1.2 La production des antiprotons

La luminosité du Tevatron est limitée en pratique par le nombre d'antiprotons que l'on est capable d'obtenir. Ceux-ci sont produits par collisions de protons sur une cible de Cuivre et de Nickel (notée "Target" sur la figure 3.1). Ces protons sont produits de la même manière que ceux destinés au Tevatron mais ne sont amenés qu'à une énergie de 120 GeV dans le Main Injector. Ils sont alors envoyés sur la cible par impulsions de 1.8 μs constituées de 82 paquets de 6 10^{10} protons, soit 5 10^{12} protons. Les impulsions sont séparées l'une de l'autre par 1.5 seconde. Une lentille au Lithium focalise les antiprotons produits dans l'axe du faisceau des protons incidents et ayant une énergie d'environ 8 GeV. Les antiprotons sont alors refroidis et stockés par deux nouveaux systèmes à refroidissement stochastique, le "Debuncher" et l'"Accumulator", permettant d'atteindre un taux de stockage de 2 10^{11} antiprotons/heure (trois fois plus élevé qu'au Run I). Une fois que le nombre d'antiprotons produits atteint une certaine quantité, ceux-ci sont injectés dans le Main Injector ; 1.3 10^{12} antiprotons sont obtenus au bout de huit heures d'un tel cycle.

3.1.3 Le recycleur d'antiprotons

L'utilisation d'un anneau de recyclage ("Recycler", situé dans le Main Injector) permet l'augmentation par un facteur 2 de la luminosité initialement prévue avec le Main Injector seul. Les performances attendues pour le Run II sont à la fois un taux de stockage de 2 10^{11} antiprotons/heure et la possibilité du recyclage par refroidissement de 1.5 10^{12} antiprotons du cycle précédent du Tevatron, doublant ainsi la luminosité finale obtenue dans le collisionneur, soit 2 10^{32} cm^{-2}s^{-1}.

3.2 Le Tevatron

La table 3.1 résume les performances obtenues lors du Run précédent, Run Ib, ainsi que les spécifications pour le Run II, qui sera subdivisé en deux périodes à "basse" et "haute" luminosité : le Run IIa (2001-03) et le Run IIb (2004-07). L'intensité d'antiprotons est suffisante pour atteindre l'objectif initial du Run IIa, 5 10^{31} cm^{-2}s^{-1}, et sera encore augmentée par l'utilisation du Recycler conçu pour refroidir suffisamment d'antiprotons pour obtenir une luminosité de 2 10^{32} cm^{-2}s^{-1}. Cependant, l'augmentation de la luminosité instantanée a pour conséquence un nombre d'interactions par croisement plus grand, ce qui affecte les taux de déclenchement des détecteurs et *in fine* la capacité à interpréter les données.

Run	Ib (1993-95) (6×6)	IIa (2001-03) (36×36)	IIb (2004-07) (140×121)	unités
Circonférence	6.28	6.28	6.28	km
Protons/paquet	$2.3\ 10^{11}$	$2.7\ 10^{11}$	$2.7\ 10^{11}$	
Antiprotons/paquet	$5.5\ 10^{10}$	$3.3\ 10^{10}$	$3.3\ 10^{10}$	
Nombre de paquet	(6×6)	(36×36)	(140×121)	
Nombre total d'antiprotons	$3.3\ 10^{11}$	$1.1\ 10^{12}$	$3.6\ 10^{12}$	
Espacement des paquets	3500	396	132	ns
Longueur des paquets	60	37	37	cm
Angle de croisement	0	0	136	μrad
Luminosité instantanée	$1.6\ 10^{31}$	$2\ 10^{32}$	$5\ 10^{32}$	$cm^{-2}s^{-1}$
Luminosité intégrée	2.8	19.2	96.3	pb^{-1}/semaine
Luminosité intégrée	150	1 000	5 000	pb^{-1}/an
Interactions/croisement	2.5	2.3	1.3	

TAB. 3.1 – Performances obtenues par le Tevatron au Run Ib et objectifs pour le Run II. La colonne de gauche indique les paramètres typiques de fonctionnement lors du précédent Run Ib. La colonne du milieu indique les paramètres nominaux du Run II en mode 36×36 paquets, et la colonne de droite illustre les performances possibles avec les mêmes paramètres mais avec un remplissage de 121 paquets d'antiprotons espacés de 132 ns (Run IIb).

Une façon de diminuer le nombre d'interactions par croisement est d'augmenter le nombre de paquets. La colonne de droite représente le mode de fonctionnement du Run IIb avec 121 paquets espacés de 132 ns. Les paramètres physiques des paquets du Run IIb sont identiques à ceux du Run IIa, mais environ 3 fois plus d'antiprotons sont employés. La luminosité est augmentée de moins qu'un facteur deux à cause de l'introduction d'un angle de croisement de 136 μrad entre les deux faisceaux. Ce mode de fonctionnement est intéressant lorsque les taux de production et les efficacités de recyclage d'antiprotons sont élevés, et que le nombre d'interactions par croisement est un facteur limitant. La figure 3.2a représente, en fonction du temps, la luminosité délivrée par le Tevatron et enregistrée par DØ lors du Run I ; on distingue les trois prises de données (Run Ia, Ib et Ic) séparées par des périodes d'arrêt. Les données utilisées dans notre analyse ont été enregistrées pendant l'ensemble de ces Runs et représentent $108.3 \pm 5.7\ pb^{-1}$ sur une luminosité totale délivrée (enregistrée) d'environ 140 (115) pb^{-1}. La figure 3.2b représente les objectifs de luminosité moyenne et intégrée pour les différentes périodes du Run II : 2 fb^{-1} pour le Run IIa (2001-2003), et plus de 15 fb^{-1} pour le Run IIb (2004-2007).

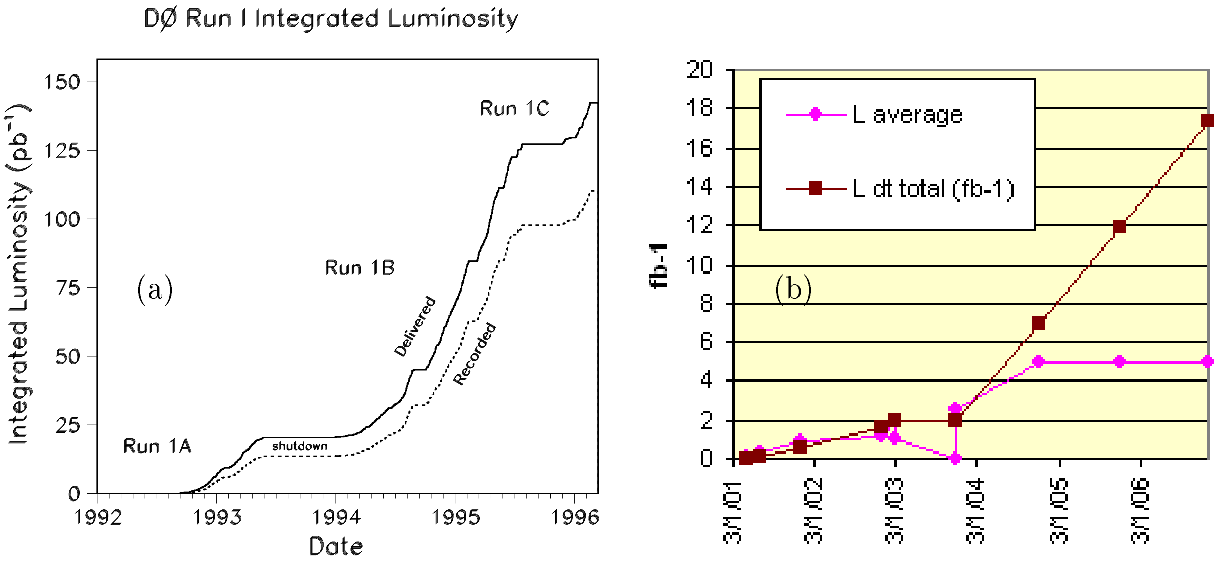

FIG. 3.2 – (a) Luminosité intégrée délivrée par le Tevatron (trait plein) et enregistrée par DØ (pointillés) en fonction du temps lors du Run I ; (b) objectifs de luminosité moyenne et intégrée pour les différentes périodes du Run II : 2 fb^{-1} pour le Run IIa (2001-2003), et 15 fb^{-1} pour le Run IIb (2004-2007).

Bibliographie

[1] Fermilab Beam Division, *A report of the design of the Fermi National Accelerator Laboratory superconducing accelerator*, Note interne FNAL (1979).
Fermilab Beam Division, *Design report Tevatron 1 project*, Note interne FNAL (1984).
H. T. Edwards, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **35** (1985) 605.
L. Lederman, Scientific American **264** (1991) 48.

[2] Fermilab Beam Division, *The Tevatron Run II Handbook*, `http ://www-bd.fnal.gov/runII/`

Chapitre 4

L'amélioration du détecteur DØ du Run I au Run II

Le but de l'amélioration du détecteur DØ est de permettre de poursuivre les études de physique dans les nouvelles conditions de haute luminosité du Main Injector et du Tevatron. Cette évolution renforce les points forts du détecteur (la calorimétrie et la détection des muons), améliore grandement le système de détection des traces chargées et des vertex secondaires et offre de nouvelles possibilités de déclenchement. La figure 4.1 représente une vue générale des modifications du détecteur DØ pour le Run II.

4.1 Introduction

Les détecteurs utilisés auprès des collisionneurs se composent de plusieurs éléments destinés chacun à un type de mesures bien précis. La disposition et la nature de ces différents sous-détecteurs sont dictées par la physique des interactions particules - matière. Près du point d'interaction se trouvent des détecteurs de traces chargées, qui mesurent la trajectoire tridimensionnelle des particules. Autour des détecteurs de traces se trouve un calorimètre, qui mesure l'énergie des particules. Un calorimètre doit être épais (en longueurs de radiation et d'interaction) pour absorber toute l'énergie des particules, au contraire des détecteurs de traces. Ceux-ci en effet se doivent de présenter le moins de matière possible pour ne pas perturber la trajectoire des particules, et ne pas leur faire perdre d'énergie. Un calorimètre est assez épais pour stopper toutes les particules excepté les muons et les neutrinos. Les muons sont identifiés par des détecteurs de traces situés après le calorimètre. Quant aux neutrinos (qui interagissent très peu avec la matière), on déduit leur présence par un déficit d'énergie lors du bilan de l'énergie dans le plan transverse au faisceau.

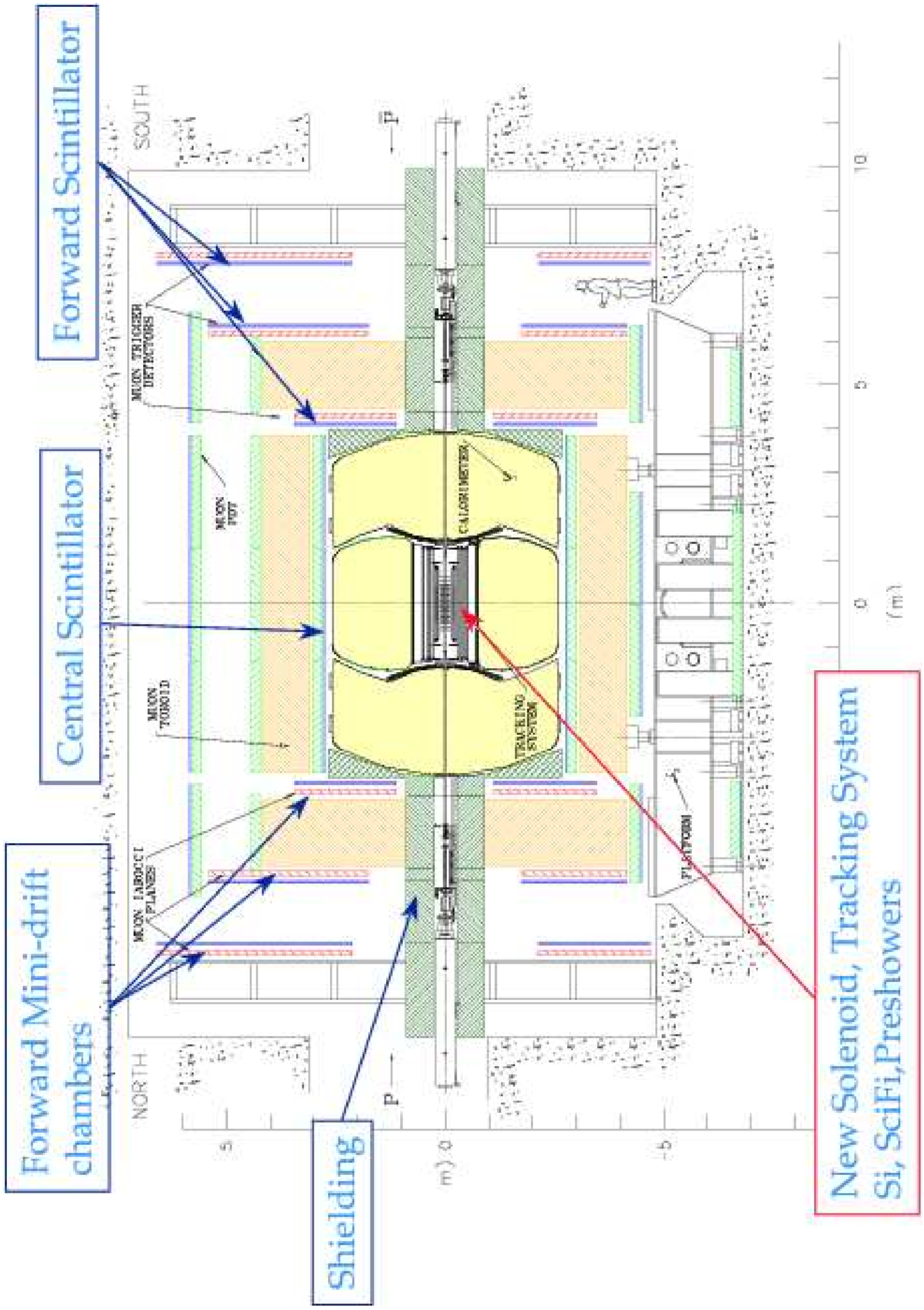

FIG. 4.1 – Vue générale de l'amélioration du détecteur DØ pour le Run II. Les modifications principales portent sur le remplacement du système de détection de traces et l'introduction d'un champ magnétique solénoïdal, le remplacement de l'électronique du calorimètre et de son système de calibration, l'ajout de détecteurs de pied de gerbe, l'augmentation de l'acceptance du système de détection des muons et la présence de scintillateurs permettant le déclenchement.

4.1.1 Généralités sur le détecteur DØ

Le détecteur DØ a été conçu pour étudier les processus de grande impulsion transverse. Les caractéristiques du détecteur au Run I ont été optimisées en vue :

- d'une bonne identification des électrons et des muons, avec une mesure précise de l'énergie des électrons dans le calorimètre et de l'impulsion des muons dans un toroïde en Fer magnétisé,
- d'une bonne mesure des jets grâce à un calorimètre compensé possédant une très bonne résolution spatiale et énergétique,
- d'une très bonne mesure de l'impulsion transverse manquante permettant de signer la présence d'un neutrino ou d'une autre particule ne subissant pas l'interaction forte ou électromagnétique.

Les objectifs de l'"upgrade" sont, tout d'abord, de maintenir les performances du détecteur à l'ère du Main Injector, lorsque la luminosité du Tevatron sera augmentée par un facteur 20 comparé au Run I, et lorsque le temps de croisement entre deux collisions sera réduit de 3.6 μs à 396 ns (et à 132 ns lors du Run IIb) et aussi d'étendre les possibilités du détecteur, notamment :

- étiqueter les quarks b grâce à la reconstruction des vertex secondaires en utilisant un nouveau détecteur interne utilisant des micro-pistes en Silicium ;
- améliorer l'identification des électrons et le déclenchement en utilisant un nouveau détecteur de pied de gerbe et un nouveau détecteur de traces à base de fibres scintillantes ;
- améliorer la détection des muons ;
- améliorer l'identification des leptons τ ;
- déterminer l'impulsion et le signe des particules chargées par le nouveau système de traces.

Nous allons examiner successivement les trois sous-systèmes composant le détecteur DØ représenté sur la figure 4.1, et voir comment ils remplissent les tâches essentielles que nous venons de décrire.

Ces sous-systèmes sont, en partant du point d'interaction :

- le détecteur central (détection des traces)
- le calorimètre à Uranium et Argon liquide, homogène et finement segmenté, compact et hermétique,
- le système de chambres à muons constitué de trois couches concentriques de chambres à tubes proportionnelles et construit autour de toroïdes en Fer destinés à créer un champ magnétique entre la première et la seconde couche.

Une description très complète du détecteur DØ se trouve dans [1] et l'amélioration du détecteur est décrite dans [2].

Repère et unités

Idéalement toutes les collisions devraient avoir lieu au même point dans l'espace ; en réalité les collisions de protons et d'antiprotons ont lieu dans une “région lumineuse” et leur distribution est une gaussienne centrée à $z = 0$ (l'axe z correspond à l'axe du faisceau) avec une largeur de 25 cm. Les collisions $p\bar{p}$ donnent généralement lieu à des interactions entre quarks de valence qui ne portent qu'une fraction de l'impulsion totale des particules incidentes. Ainsi l'événement vu dans le détecteur n'est en général pas au repos dans le référentiel du laboratoire, et l'angle polaire θ n'est pas la quantité la plus judicieuse à considérer. Une mesure plus appropriée de l'angle polaire est la pseudo-rapidité, η, définie par

$$\eta = -\ln \tan \theta/2 \tag{4.1}$$

La pseudo-rapidité est une approximation de la rapidité y dans la limite $m \ll E$, qui est additive sous boost de Lorentz :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \tag{4.2}$$

Comme la composante longitudinale de l'impulsion du système est mal connue (à cause des particules s'échappant du détecteur par l'intermédiaire du tube à vide), on utilise l'impulsion transverse p_T, définie comme la norme du vecteur impulsion totale dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau. Ce degré de liberté le long de l'axe z peut être problématique lors de la reconstruction d'événements avec énergie manquante $\not{E}_T$. L'énergie et l'impulsion étant conservées, la présence de neutrinos (ou de tout autres particules ne subissant pas l'interaction forte ou électromagnétique) sera déduite de la présence d'énergie manquante. Le système de coordonnées du détecteur DØ est représenté dans la figure 4.2.

4.2 Les détecteurs de traces chargées

Les deux faisceaux circulant autour du Tevatron passent la plus grande partie de leur temps confinés dans un tube à vide en acier inoxydable de 3 cm de rayon. A l'intérieur du détecteur DØ lui-même, le tube à vide est constitué de Béryllium, matériau qui a été choisi en raison de sa faible masse atomique, afin de réduire la probabilité d'interaction entre les particules du faisceau et le tube à vide et aussi de réduire la diffusion multiple des particules issues des interactions inélastiques lorsqu'elles le traversent. Les détecteurs de traces sont utilisés afin de déterminer la trajectoire des particules chargées produites lors des collisions. La deuxième fonction des détecteurs de traces est de pouvoir distinguer les électrons des photons et des hadrons neutres. Enfin, ils servent à déterminer la position du vertex de la collision.

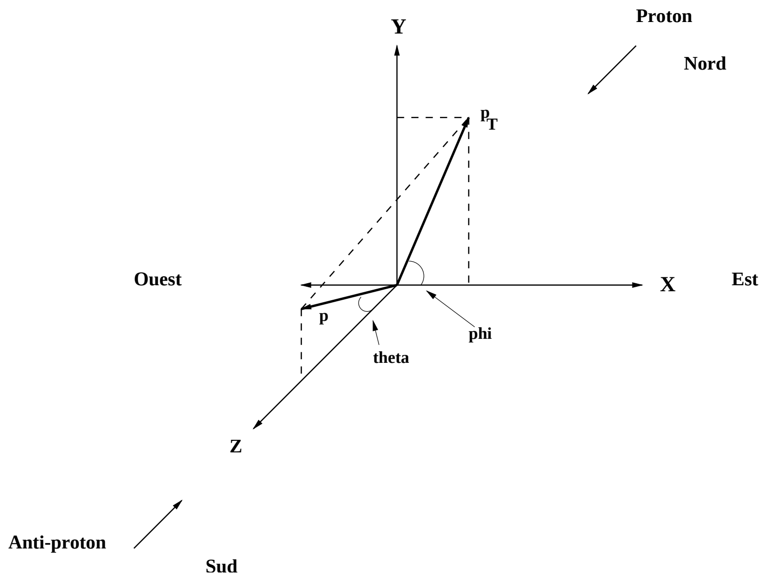

FIG. 4.2 – Convention de notation du système de coordonnées du détecteur DØ.

La conception de ces détecteurs a été influencée au Run I par l'absence de champ magnétique central : la contrainte de mesurer l'impulsion des particules étant absente, ces détecteurs ont été étudiés de façon à optimiser leur pouvoir de résolution de deux traces. Ils doivent aussi offrir une acceptance maximale, ainsi qu'une bonne mesure de l'ionisation (dE/dx) afin de distinguer les électrons isolés d'une paire e^+e^- provenant d'une conversion de photons (et qui n'est pas nécessairement séparée en raison de l'absence de champ magnétique).

Le nouveau système de traces au Run II est constitué d'un détecteur de vertex au Silicium, entouré par un détecteur de traces à fibres scintillantes. Ces détecteurs sont situés à l'intérieur d'un solénoïde supraconducteur de 2 Tesla. Deux détecteurs de pied de gerbe permettent de corriger la perte d'énergie dans le solénoïde, et d'améliorer l'identification des électrons.

4.2.1 Le détecteur de traces au Run I

Le détecteur central (CD), représenté sur la figure 4.4, est composé de quatre éléments distincts : le détecteur de vertex (VTX), le détecteur à rayonnement de transition (TRD), le détecteur de traces centrales (CDC) et les deux détecteurs de traces vers l'avant et l'arrière (FDC). Les VTX, TRD et CDC couvrent la région centrale en η ($|\eta| < 1$) et sont composés chacun de trois cylindres concentriques autour du tube à vide ; les FDC quant à elles sont orientées perpendiculairement au tube à vide. Le détecteur central occupe le cylindre interne défini par les cryostats du calorimètre, c'est-à-dire un volume

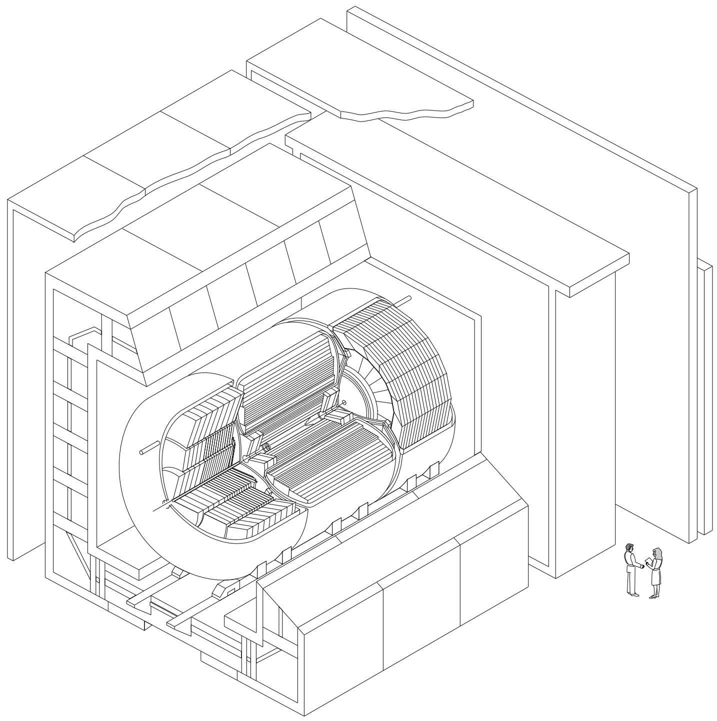

FIG. 4.3 – Vue d'ensemble du détecteur DØ. La partie cylindrique correspond au calorimètre. Les chambres à muons entourent le calorimètre.

défini par $r = 78$ cm et $z = \pm 135$ cm.

Le détecteur de vertex

Ce détecteur est situé immédiatement autour du tube à vide en Béryllium et possède un rayon interne de 3.7 cm pour un rayon externe de 16.2 cm et une longueur de ± 116 cm le long de l'axe z. Il est constitué de trois chambres à dérive cylindriques mécaniquement indépendantes.

La précision de mesure, estimée avec un faisceau de test, est de 60 μm dans le plan transversal. La position longitudinale quant à elle est mesurée à 1 cm près. Deux traces séparées par 0.63 cm sont distinguées avec une efficacité de 90%.

Le détecteur à rayonnement de transition (TRD)

Lorsqu'une particule chargée traverse l'interface entre deux milieux de constantes diélectriques différentes, elle doit satisfaire les équations de Maxwell à cette interface. Il y a alors émission d'un rayonnement - dit de transition - à une énergie proportion-

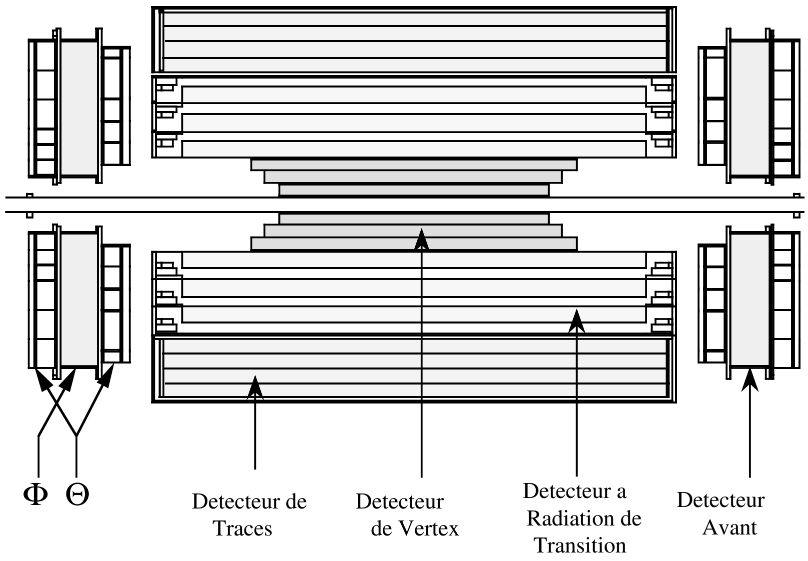

FIG. 4.4 – Vue du détecteur central. En partant du tube à vide et en allant vers l'extérieur sont situés le détecteur de vertex, le TRD et les détecteurs de traces.

nelle au facteur de Lorentz γ et concentré principalement dans un cône d'angle $1/\gamma$ le long de la direction de la particule incidente. Le rayonnement de transition ne devient détectable que pour des particules suffisamment relativistes ($\gamma > 10^3$) ; les seules particules produites au Tevatron atteignant de telles valeurs de γ sont les électrons et les positrons. Le TRD est ainsi utilisé afin de séparer les électrons et positrons des photons (provenant souvent de π^o) qui n'émettent pas de rayonnement de transition, et qui sont plus difficiles à distinguer des électrons dans le calorimètre.

Le détecteur de traces centrales

Ce détecteur couvre la région $|\eta| < 1$ et permet de reconstruire les traces avant le calorimètre central. La précision de la mesure transverse est de 180 μm et deux traces séparées de 2 mm peuvent être résolues avec une efficacité de 90%. En utilisant la mesure de l'ionisation, on dispose d'une réjection par un facteur 50 des conversions pour une efficacité de reconnaissance de 90% pour des traces simples.

Les détecteurs de traces avant et arrière sont situés à chaque extrémité du CDC et étendent la couverture de détection des traces chargées jusqu'à un angle de 5° ($\eta = 3.1$) par rapport à la direction du faisceau.

4.2.2 Le détecteur de traces au Run II

Le détecteur interne de DØ au Run II (cf. figure 4.5) est constitué de deux parties : un détecteur de vertex à micro-pistes en Silicium (SMT [3]) et un détecteur de traces à fibres scintillantes (CFT [4]). Ces deux détecteurs sont placés à l'intérieur d'un solénoïde supraconducteur de 2 Tesla.

Le nouveau système de traces a été conçu en vue de : mesurer l'impulsion des particules chargées grâce au nouveau champ magnétique central ; identifier les électrons avec une bonne réjection des π ; couvrir une grande région en pseudo-rapidité (jusqu'à $|\eta| = \pm 3$) ; permettre la reconstruction des vertex secondaires afin d'étiqueter les jets de quarks b issus de désintégrations de Higgs ou de Top ainsi que pour l'étude de la physique du b ; pouvoir être utilisé lors du déclenchement ; avoir une réponse rapide afin d'être utilisable avec un temps de croisement de 132 ns ; être résistant aux nouvelles conditions de radiations du Run II.

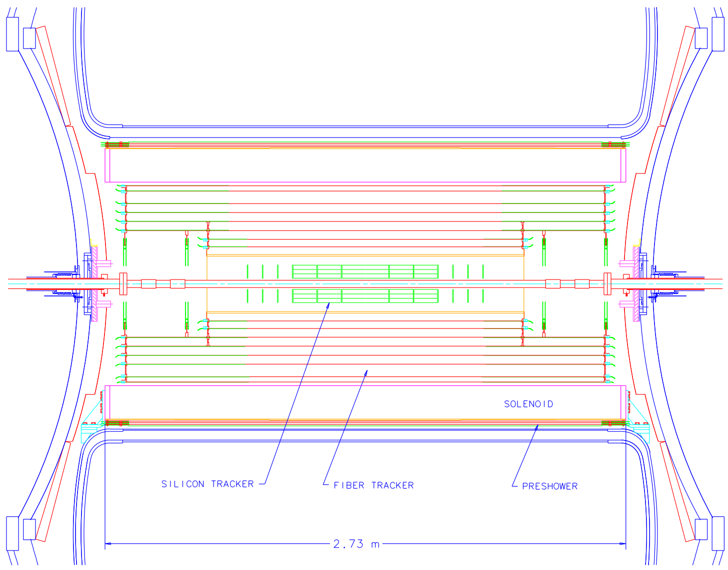

Fig. 4.5 – Vue du détecteur de traces pour le Run II. Au centre se trouvent les 6 cylindres du SMT avec ses 14 disques. Autour se trouvent les 8 cylindres du CFT.

Le détecteur central Silicium (SMT)

Le détecteur central est basé sur une technologie de micro-pistes en Silicium de 50 μm permettant une résolution spatiale d'environ 10 μm dans le plan (r, φ). Cette résolution élevée est nécessaire pour permettre une mesure précise des impulsions et une bonne reconstruction des vertex. Le détecteur est constitué de 6 cylindres horizontaux et de 14 disques verticaux qui permettent d'étendre sa couverture angulaire jusqu'à $\eta \simeq 3$ pour les traces provenant de la région d'interaction qui s'étale le long de l'axe du faisceau avec une largeur $\sigma_z \simeq 25$ cm. La partie centrale est constituée de 4 disques verticaux et de 6 cylindres horizontaux faisant chacun 10 cm de diamètre. Ces derniers se décomposent en 4 couches. Les couches 2 et 4 sont à "double face", les pistes en Silicium (de 50 μm d'épaisseur) d'une face étant parallèles à l'axe du faisceau alors que celles de l'autre face font un angle de 2 degrés avec cet axe. La même structure est utilisée pour les couches 1 et 3 sur les cylindres les plus internes en z mais avec un angle de 90 degrés. Sur les cylindres externes, les couches 1 à 3 sont à "simple face". Cette structure permet une résolution spatiale de 10 μm dans le plan (r, φ) et d'environ 40 μm en z. Entre chaque cylindre se trouve un des 4 disques verticaux (sauf à $z = 0$) qui comprend 12 secteurs double face, les pistes en Silicium faisant un angle de ± 15 degrés par rapport à un rayon de référence. A plus grand $|z|$, il y a 6 disques identiques et 4 disques de 26 cm de rayon (cf. figure 4.5), qui permettent de couvrir la région à grande pseudo-rapidité (ces derniers étant à simple face et les pistes faisant un angle de 30 degrés par rapport à un rayon de référence). Ce détecteur de micro-vertex contient au total 793 000 canaux. La figure 4.6 représente une vue dans le plan (r, φ) de la partie centrale. Le SMT étant soumis à un flux important de particules, il est prévu de le changer totalement ou partiellement (remplacement d'une ou plusieurs couches) à la fin du Run IIa.

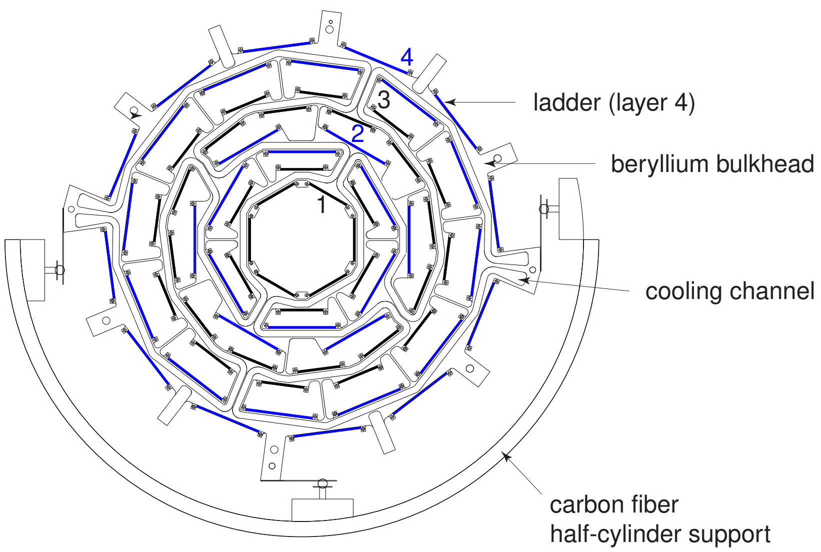

FIG. 4.6 – Vue transversale dans le plan (r, φ) de la partie centrale du SMT.

Le détecteur à fibres scintillantes (CFT)

La partie extérieure du nouveau système de traces consiste en un détecteur à fibres scintillantes CFT entourant le détecteur au Silicium. Le CFT joue deux rôles : d'une part il participe avec le SMT à la reconstruction des particules chargées pour $|\eta| \leq 2$; d'autre part il fournit des candidats de traces pour le déclenchement de niveau 1 pour $|\eta| \leq 1.6$. Il est constitué de 8 cylindres concentriques d'un rayon de 20 à 50 cm. Chacun de ces cylindres comporte deux doublets de fibres scintillantes parallèles à l'axe du faisceau, ou faisant un angle de 3° par rapport à celui-ci. Chaque doublet est composé de 2 couches de fibres, une des couches étant décalée d'un demi-rayon de fibre par rapport à la couche précédente. Les fibres font 830 μm de diamètre et émettent dans le visible avec une longueur d'onde de 530 nm.

Les guides d'ondes conduisent la lumière de scintillation jusqu'à des photodétecteurs appelés VLPC (Visible Light Photon Counter) [5] capables de détecter des photons individuels à un taux élevé avec une grande efficacité et un gain élevé. Les VLPC sont une variante des photomultiplicateurs solides. Leur efficacité quantique est de 70%, leur gain d'environ 20 000, et ils peuvent supporter un taux de 10 MHz. Les VLPC fonctionnent à une température d'environ 10 K, et nécessitent d'être maintenus dans un environnement cryogénique.

Le CFT contient au total 77 000 canaux. Cette technologie étant relativement nouvelle, le détecteur a été testé lors de prises de données avec déclenchement sur des rayons cosmiques. Le rendement lumineux, qui constitue une mesure critique des performances du système, a été mesuré à 8.5 photoélectrons par fibre, supérieur par un facteur 3 au seuil de 2.5 photoélectrons nécessaire pour une reconstruction efficace et déterminé par simulation. 99.5% du bruit thermique est inférieur à un seuil de 1 photoélectron. L'efficacité de reconstruction des traces lors de cette prise de données a été supérieure à 99.9%. La figure 4.7 représente la distribution du rendement lumineux des fibres pour des muons de plus de 2.5 GeV issus de rayons cosmiques ainsi que la résolution sur la position des traces, mesurée à 92 μm.

Le champ magnétique de 2 Tesla dans le détecteur interne est quant à lui produit par un aimant supraconducteur de 2.7 m, composé de bobines d'alliage AlCuNbTi réparties sur deux couches. Il mesure 2.73 m de long et 1.42 m de diamètre. Il est refroidi à l'Hélium et avec son cryostat il a une épaisseur de 0.9 longueur de radiation.

Enfin, il est à noter que le système de lecture électronique du SMT et du CFT est basé sur une puce à 128 canaux appelée SVX II [6]. Chaque canal est doté de deux gains, d'un système de stockage pipeline à 32 niveaux, d'un ADC 8 bits et d'un système de lecture partiel (≤ 5 μs pour un taux d'occupation de 3%). Un seuil commun est appliqué aux 128 canaux. Cette puce est conçue pour recevoir des données toutes les 132 ns. A cette fréquence de croisement, les 32 niveaux de stockage permettent un délai de 4.2 μs en attendant la décision du système de déclenchement de niveau 1. Pour le Run IIb, une nouvelle puce (SVX IV) sera développée et utilisée de façon conjointe par CDF et DØ.

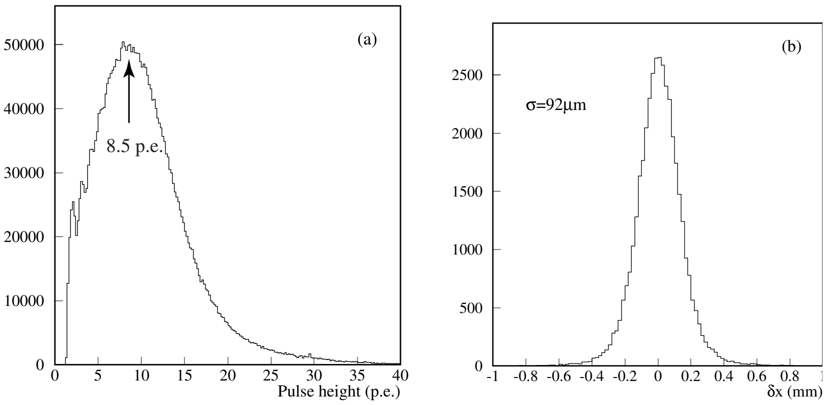

FIG. 4.7 – (a) Rendement lumineux en photoélectrons des fibres du CFT pour des muons de plus de 2.5 GeV issus de rayons cosmiques. (b) Résolution sur la position des traces mesurée à 92 μm.

Les performances attendues du détecteur de traces du Run II sont :
- une efficacité d'étiquetage des jets de quarks $b \geq 60\%$, avec un taux de réjection de 50 pour les jets de quarks u, d, s ou une efficacité $\geq 35\%$ pour un taux de réjection de 200,
- une efficacité de reconstruction des traces isolées de 99%,
- une résolution sur l'impulsion de 8% pour un p_T de 50 GeV.

Les détecteurs de pied de gerbe

Les deux détecteurs de pied de gerbe central (CPS) et avant (FPS) permettent de compenser la perte d'énergie dans le solénoïde et d'améliorer l'identification des électrons. Ils remplissent les rôles de calorimètre en échantillonnant l'énergie et de détecteur de traces en fournissant une mesure précise des directions des particules incidentes.

Le détecteur central représenté sur la figure 4.5 est cylindrique et placé dans les 51 mm situés entre le solénoïde et le cryostat du calorimètre central à un rayon de 72 cm, et couvre la région $|\eta| < 1.2$. Le détecteur consiste en trois couches de scintillateurs extrudés contenant les fibres de lecture. Une plaque d'absorbeur en Plomb épaisse de 2 longueurs de radiation est située avant le détecteur. Le détecteur avant FPS (cf. figure 4.8) est basé sur la même technologie que le CPS. Le détecteur est composé d'une couche de Plomb entourée de 2 plans de scintillateurs et couvre la région $1.4 < |\eta| < 2.5$.

Comme pour le SMT et le CFT, le signal issu des fibres de lecture est envoyé à des VLPC avant d'être digitisé par les puces SVX II. Une calibration rapide est effectuée grâce à des diodes électroluminescentes placées aux extrémités des fibres de lecture.

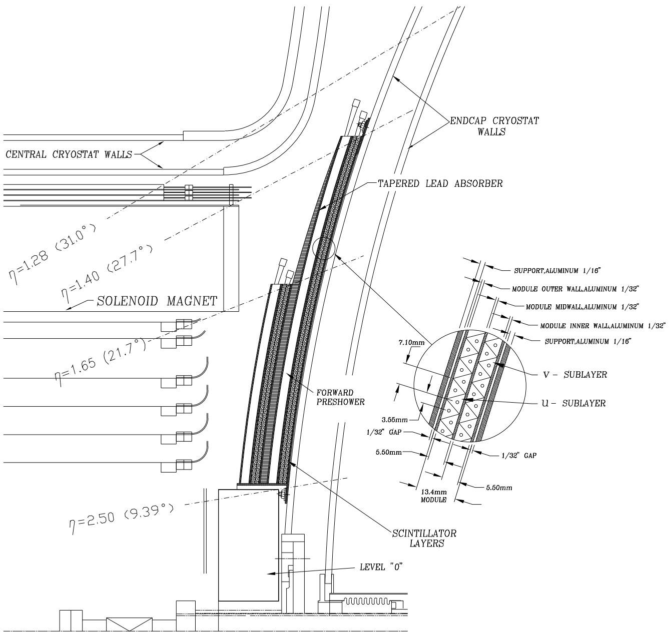

FIG. 4.8 – Demi-vue d'un des deux détecteurs de pied de gerbe avant (FPS).

La résolution sur la position d'électrons de plus de 10 GeV a été estimée à 1.4 mm. La figure 4.9 représente le rendement lumineux pour des muons issus de rayons cosmiques atteignant une ou deux couches de scintillateurs [7]. La résolution sur la position des traces est de 550 μm.

4.3 La calorimétrie

Aucune modification n'a été apportée au calorimètre à Argon liquide lui-même, mais l'électronique d'acquisition du calorimètre a été changée (elle sera décrite dans le chapitre suivant). Ici sont rappelées la description du calorimètre et les performances obtenues au Run I. Les détecteurs inter-cryostats (qui jouent un rôle dans la mesure de l'énergie manquante et des jets) sont également présentés.

4.3.1 Le calorimètre Uranium-Argon liquide de DØ

Le calorimètre joue un rôle déterminant dans DØ, et ceci à plus d'un titre : en l'absence de champ magnétique central lors du Run I, il constituait la seule source de mesure précise d'énergie. De plus, il fournit une information indispensable à l'identification des particules (électrons, photons, jets et muons) et joue un rôle essentiel dans la

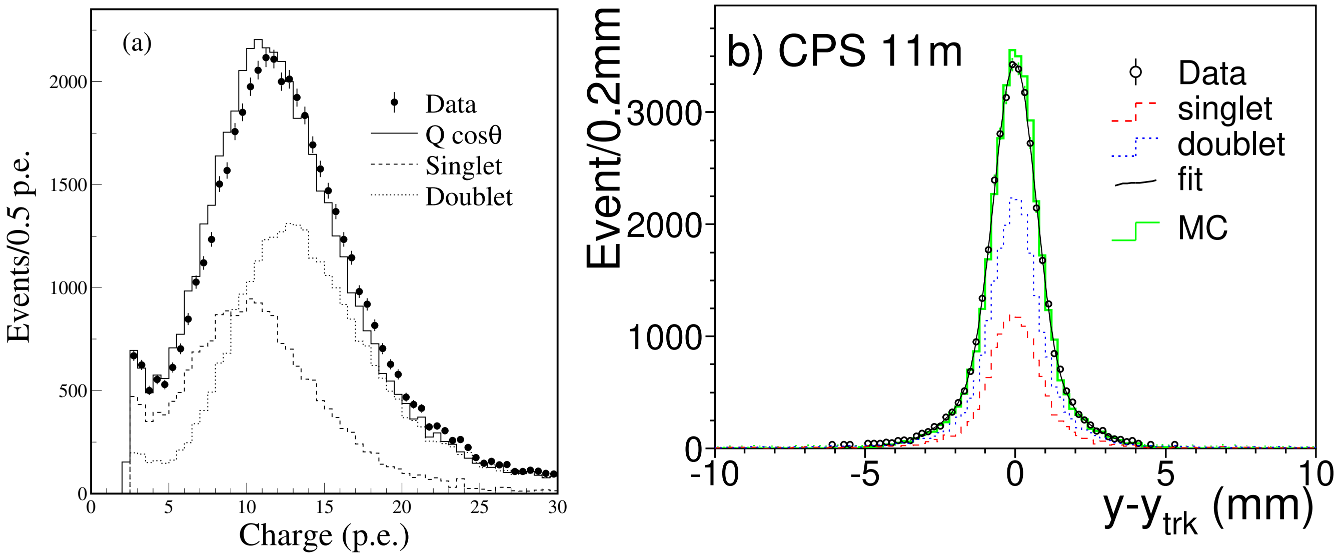

FIG. 4.9 – (a) Rendement lumineux en photoélectrons des détecteurs de pied de gerbe pour des muons issus de rayons cosmiques. (b) Résolution sur la position des traces mesurée à 550 μm.

détermination de l'énergie transverse manquante.

Structure du calorimètre

Une vue isométrique du calorimètre DØ est montrée sur la figure 4.3. Celui-ci est composé de trois modules : un calorimètre central (CC) couvrant la région $|\eta| \leq 1.0$ et deux bouchons (EC) Nord (ECN) et Sud (ECS) couvrant $1.4 \leq |\eta| \leq 4.0$. Chacun de ces modules est placé dans un cryostat et est composé d'une section électromagnétique fine, d'une section hadronique fine et d'une section hadronique épaisse (les sections électromagnétique et hadronique sont contenues dans le même cryostat). Chaque partie du calorimètre est segmentée :

- longitudinalement, c'est-à-dire en couches traversées successivement par la particule. La section électromagnétique centrale est divisée en quatre couches, représentant respectivement 2, 2, 7 et 10 longueurs de radiation. La section hadronique est divisée en 4 couches représentant 1.3, 1.0, 0.9 et 3.2 longueurs d'interaction nucléaire λ (cf. table 6.2 pour plus de détails).
- transversalement, c'est-à-dire en cellules de taille $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \times 0.1$, à l'exception de la troisième couche électromagnétique dont la segmentation est $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.05 \times 0.05$ et des régions à $|\eta| > 3.2$ où $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{32}$ et $\Delta\eta \geq 0.2$. L'ensemble des cellules qui ont le même η et φ constituent une tour (dans le calorimètre central, ce sont les 4 cellules de la couche 3 plus la cellule correspondante des 7 autres couches longitudinales).

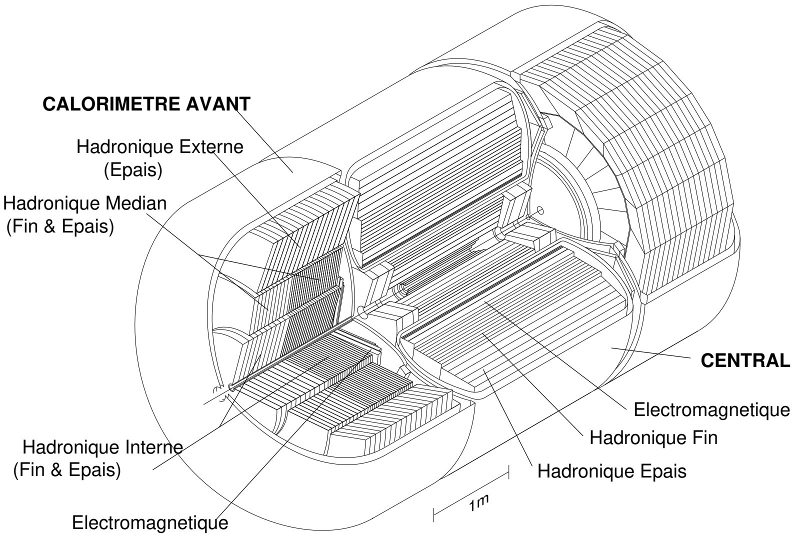

FIG. 4.10 – Vue du calorimètre de DØ constitué de trois modules : calorimètre central (CC) et bouchons Nord (ECN) et Sud (ECS). Les sections électromagnétique et hadronique sont représentées.

L'ensemble des calorimètres respecte une géométrie pseudo-projective, ce qui signifie que les prolongements des tours se croisent tous au point d'interaction nominal (cf. figure 4.11) mais que les cellules n'appartiennent pas uniquement à une seule tour. Cette géométrie présente des avantages pour le déclenchement et la reconstruction.

Un calorimètre à échantillonnage comme celui de DØ est constitué de couches superposées d'absorbeur et de milieu actif. On n'y mesure pas ici toutes les particules de la gerbe mais seulement celles dans le milieu actif. L'intérêt de ce genre de calorimètre inhomogène est d'être moins coûteux à produire qu'un calorimètre homogène et de toute façon l'utilisation d'un milieu homogène est impraticable lorsque l'énergie des particules devient importante. Les particules émises dans les absorbeurs étant perdues, on ne mesure donc plus qu'une partie de l'énergie de la particule initiale. On parle alors de rapport d'échantillonnage

$$R_e = \frac{E_{\text{materiau actif}}}{E_{\text{total}}}$$

Ce rapport est de l'ordre du rapport en masse du matériau absorbeur sur le matériau actif. Dans le cas où le milieu actif est un solide ou un liquide, ce rapport varie typiquement entre 1 et 10%.

Le calorimètre de DØ utilise de l'Uranium appauvri comme milieu absorbant et de l'Argon liquide comme milieu actif (calorimètre U-LAr) :

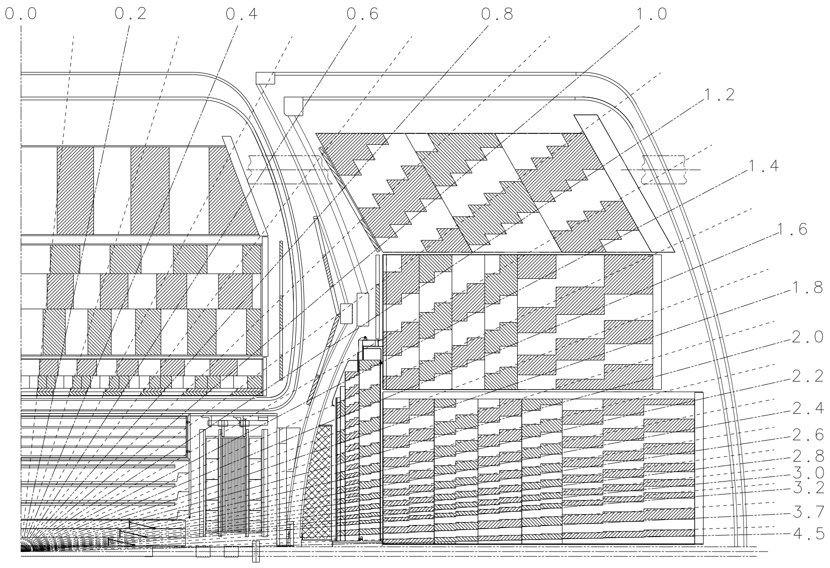

FIG. 4.11 – Géométrie pseudo-projective du calorimètre.

- l'Uranium apporte les avantages d'un matériau dense, permettant ainsi de réaliser un calorimètre compact ayant une réponse presque égale aux électrons et aux hadrons,
- malgré les complications imposées par la cryogénie (il faut maintenir près de 80 000 litres d'Argon liquide à 78 K), un calorimètre à Argon liquide offre une relative simplicité de calibration, une grande stabilité temporelle, une segmentation aisée et une bonne résistance aux radiations.

Grâce aux propriétés de l'Uranium, les gerbes électromagnétiques et hadroniques y déposent des signaux comparables. Ce phénomène est appelé compensation : la réponse relative du calorimètre à un électron et à un hadron de même énergie, appelée e/h, vaut 1 par définition pour un calorimètre entièrement compensé. Dans le calorimètre de DØ, e/h vaut $\simeq 1.02$ sauf pour des énergies inférieures à 5 GeV où e/h croît jusqu'à une valeur de 1.10 à 1 GeV. Mais dans un calorimètre Pb-scintillateur comme celui de CDF par exemple, le rapport e/h vaut $\simeq 1.3$.

Une cellule du calorimètre est représentée sur la figure 4.12 : les plaques d'absorbant (en noir) et les cartes de lecture (en hachuré) sont maintenues à espacement fixe par des entretoises. Une particule incidente interagit avec l'absorbeur, produisant une gerbe qui ionise l'Argon liquide. Les électrons ionisés dans l'Argon dérivent ensuite jusqu'aux cartes de lecture, où la charge est collectée pour ensuite rentrer dans la chaîne de lecture.

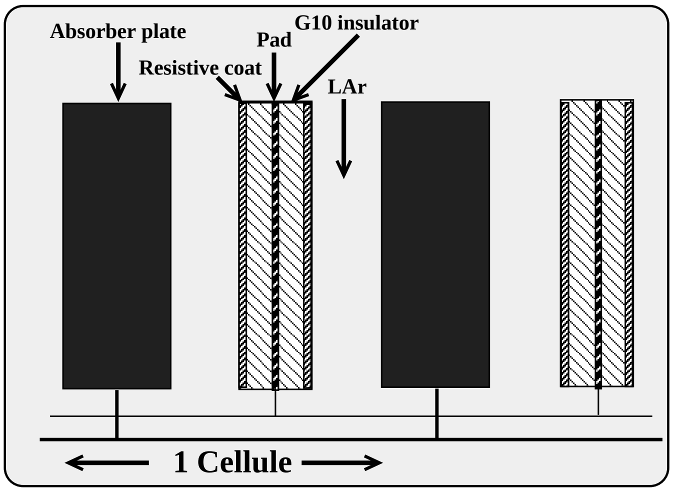

FIG. 4.12 – Structure des cellules du calorimètre

Le calorimètre électromagnétique

La physique des gerbes électromagnétiques est bien connue. Un électron énergétique traversant un milieu perd la plus grande partie de son énergie par rayonnement de freinage. Un photon énergétique pour sa part perd la plus grande partie de son énergie par création de paires électron-positron. Ainsi un électron énergétique traversant la matière irradie un photon, qui produit une paire électron-positron, chacun à son tour rayonnant des photons, et ainsi de suite, développant ainsi une gerbe électromagnétique. Le développement longitudinal d'une gerbe peut être paramétrisé par une quantité appelée longueur de radiation ($X_{\circ}$), qui dépend du matériau considéré, et définie comme étant la distance que parcourt un électron de haute énergie avant de perdre en moyenne 1-1/e (63.7%) de son énergie par rayonnement. Les expressions de la position du maximum d'une gerbe ou du nombre de longueurs de radiation nécessaires pour contenir 99% de l'énergie déposée par une gerbe sont bien connues [11]. Par exemple il faut environ 25 $X_{\circ}$ pour contenir au moins 99% de la cascade produite par des électrons de 10 GeV. Ceci correspond à 8 cm d'Uranium, 14 cm de Plomb, 44 cm de Fer ou 220 cm d'Aluminium [9]. Ces valeurs varient logarithmiquement avec l'énergie de la particule incidente.

Le calorimètre électromagnétique est composé de plaques d'Uranium de 3 mm, ségmentées en 32 modules en φ et radialement en 4 couches de lecture orientées parallèlement au faisceau et appelées EM1, EM2, EM3 et EM4. Les deux premières couches de lecture, chacune épaisse (à $\theta = 90°$) de deux longueurs de radiation, mesurent le début du développement de la gerbe. La troisième couche couvre la région de déposition énergétique maximale et la quatrième complète l'épaisseur totale à 21 $X_{\circ}$ (cf. tableau 6.2, chapitre 6). La troisième couche est segmentée de façon deux fois plus fine en η et φ (0.05×0.05) pour permettre une localisation plus précise du centre de gravité de la gerbe. L'utilisation de la forme de la gerbe est importante afin de permettre une meilleure réjection des π^o, dont les deux photons de désintégration forment une gerbe plus large que celle issue d'électrons isolés. Une partie de l'énergie des photons et des électrons pouvant être déposée dans la première couche hadronique (FH1), on la rajoute à l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique lors de la reconstruction de l'énergie.

Le calorimètre hadronique

La physique gouvernant les gerbes hadroniques est plus difficile à paramétriser, ce qui est dû à la complexité des processus nucléaires. Le développement longitudinal d'une gerbe hadronique dans la matière peut être décrit à l'aide de la longueur d'interaction nucléaire (λ) qui est inversement proportionnelle à la densité atomique du milieu absorbant. Les gerbes hadroniques impliquent à la fois des processus électromagnétiques et nucléaires, et le signal qui est obtenu est différent pour les composantes électromagnétiques et hadroniques de la gerbe. Cette différence, connue comme le ratio e/π, est proche de 1 pour l'Uranium.

Les 16 modules hadroniques fins en φ (CCFH) utilisent des couches d'Uranium de 6 mm et sont divisés en trois niveaux de lecture, alors que les 16 modules hadroniques épais (CCCH) sont constitués de couches de Cuivre de 46.5 mm formant un seul niveau de lecture servant à effectuer une mesure grossière de l'énergie hadronique restante. Le nombre de longueurs d'interaction nucléaire varie de 7.2 λ pour $\eta = 0$ à 10.3 λ pour $\eta = 4.5$.

Les caractéristiques des calorimètres électromagnétiques et hadroniques sont données dans la table 4.1.

Les calorimètres bouchons (ECN et ECS) sont identiques au calorimètre central en ce qui concerne l'espacement et la stucture de lecture. Ils étendent la couverture totale jusqu'à $|\eta| < 4.5$. Les modules hadroniques épais utilisent du Fer au lieu du Plomb comme milieu absorbant. Les calorimètres bouchons sont tous les deux placés dans des cryostats indépendants ce qui augmente la quantité de matière non-instrumentée dans la région $0.8 \leq |\eta| \leq 1.4$ et ce qui nécessite l'introduction d'une instrumentation spécifique inter-cryostat qui est décrite ci-dessous. Le tableau 6.2 (chapitre 6) rassemble les longueurs de radiation $X_\circ$ et d'interaction nucléaire λ pour les différentes couches du calorimètre.

4.3.2 Les détecteurs inter-cryostats

Chacune des trois parties du calorimètre (CC, ECN et ECS) est placée dans un cryostat séparé. La zone inter-cryostats, définie par $0.8 \leq |\eta| \leq 1.4$, est instrumentée par deux types de détecteurs afin de mesurer grossièrement l'énergie des particules dans cette

	Calorimètre central	Calorimètres bouchons
Nombre de modules en φ	32	16
Epaisseur des plaques d'absorbeur (mm)	3	4
Epaisseur d'Argon par cellule (mm)	2.3	2 à 3
Segmentation longitudinale	12	12
Longueur de radiation totale ($X_\circ$)	20.5 (EM) $\simeq$ 130 (Had)	20.1 (EM) $\simeq$ 150 (Had)
Longueur d'interaction totale (λ)	$\simeq 7$	7 à 10
Nombre de voies de lecture	$\simeq$ 15 000	$\simeq 2 \times$ 15 000
Couverture en $\|\eta\|$	± 1.2	$1.4 - 4.5$

TAB. 4.1 – Caractéristiques générales du calorimètre de DØ.

région (principalement les jets). Le premier de ces détecteurs est constitué des couches "Massless Gap" du calorimètre, qui sont composées de cartes de lecture dans l'Argon liquide, utilisant les bords des cryostats plutôt que des plaques d'Uranium comme absorbeur. Le second est appelé détecteur inter-cryostat (ICD) et est composé par un ensemble de scintillateurs qui sont montés sur les surfaces frontales des cryostats avant et arrière. Chaque ICD est composé de tuiles de scintillateurs de taille $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \times 0.1$ s'adaptant à la structure pseudo-projective du calorimètre. Chaque ensemble totalise 192 voies de lecture. Les tuiles de scintillateurs plastiques sont lues par des phototubes, et leur réponse est calibrée à l'aide de fibres optiques qui distribuent la lumière d'un laser UV à chaque tuile.

4.3.3 Les performances du calorimètre

Des modules séparés ont été testés en utilisant des faisceaux de pions et d'électrons d'énergie comprise entre 10 et 150 GeV [10, 11, 12, 13, 14]. La réponse des modules en fonction de l'énergie est linéaire à mieux que 0.5%. L'incertitude σ_{EM} sur l'énergie mesurée s'écrit sous la forme :

$$\left(\frac{\sigma_{EM}}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2 \tag{4.3}$$

où

- le terme constant C regroupe les erreurs d'intercalibration des canaux dues notamment aux incertitudes sur les gains des canaux, aux couplages capacitifs et inductifs et aux variations d'épaisseurs d'Uranium et d'Argon,
- le terme d'échantillonnage S rend compte des fluctuations d'échantillonnage,
- le terme de bruit N provient de l'électronique et de la désintégration d'atomes d'Uranium.

Pour des électrons, on mesure dans le calorimètre central (CC) et dans les bouchons Nord (ECN) et Sud (ECS) [1] :

CC	**ECN**	**ECS**
$\frac{S}{\sqrt{GeV}} = 13.5 \pm 0.4\%$	$\frac{S}{\sqrt{GeV}} = 15.7 \pm 0.4\%$	$\frac{S}{\sqrt{GeV}} = 15.7 \pm 0.4\%$
$N \simeq 0.140$ GeV	$N \simeq 0.400$ GeV	$N \simeq 0.400$ GeV
$C = 1.5^{+0.5}_{-1.5}\%$	$C = 1.0^{+0.6}_{-1.0}\%$	$C = 1.0^{+0.6}_{-1.0}\%$

et pour des pions :

$$\begin{array}{ccc} \frac{S}{\sqrt{GeV}} & = & 41 \pm 4\% \\ N & \simeq & 1.3 \text{ GeV} \\ C & = & 3.2 \pm 0.4\% \end{array}$$

La distribution de masse invariante des paires d'électron-positron issues de désintégrations de Z^o, mesurée à DØ, est représentée sur la figure 4.13 ; la largeur intrinsèque du Z^o (2.5 GeV) est comparable à l'incertitude dans la mesure de la masse invariante.

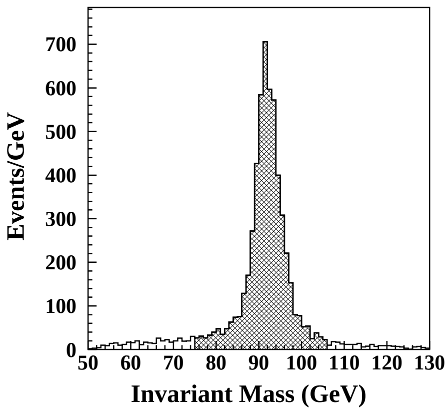

FIG. 4.13 – Résonance du boson Z^o dans la distribution de masse invariante de paires électron-positron.

Pour estimer la précision de la mesure de l'énergie des jets, qui sont des objets plus complexes que des électrons, on utilise les données, et plus précisément des événements QCD à deux jets et des événements γ + jets. La figure 4.14 montre les données et un ajustement de la précision relative de mesure dans quatre régions en $|\eta|$ du calorimètre, et ceci en fonction de l'énergie moyenne des jets. La meilleure précision est attendue dans la partie centrale (CC) alors que la région avant (EC) - où des erreurs systématiques importantes sont dues à des corrections des débordements de cône - et la région inter-cryostat ont des précisions de mesures plus faibles.

[1] Le terme constant pour les électrons est déterminé en ajustant la valeur de la largeur du Z^o obtenue dans les données et par simulation [15, 16].

L'ajustement est effectué en utilisant l'équation 4.3. Le terme en $\frac{N}{E}$ ne représente plus uniquement le bruit, mais reflète aussi la variation en fonction de l'énergie de la réponse relative entre les électrons et les pions (e/π). Cette réponse relative varie de 1.11 à 1.02 entre 10 et 150 GeV (cf. figure 4.15 [1]). En traitant séparément les différentes régions en $|\eta|$ du calorimètre, on obtient [17, 18] les valeurs données en table 4.2. On note le comportement particulier de l'incertitude sur la mesure de l'énergie dans la région inter-cryostat ($0.8 \leq |\eta| \leq 1.4$) qui est dû au fait que cette zone, qui contient les bords des cryostats et les structures de support des modules du calorimètre, contient une forte proportion de matériau non-instrumenté.

La précision de la mesure spatiale, obtenue en comparant la position de la trace et le barycentre de la gerbe, décroît de 1.2 mm à 0.8 mm quand l'énergie passe de 10 à 150 GeV.

Région en $\|\eta\|$	Terme d'échantillonnage S ($\frac{\mathrm{S}}{\sqrt{\mathrm{GeV}}}$)	Terme de "bruit" N (GeV)	Terme constant C
$\|\eta\| \leq 0.5$	$81 \pm 1.6\%$	7.07 ± 0.09	0.0 ± 0.005
$0.5 \leq \|\eta\| \leq 1.0$	$91 \pm 1.9\%$	6.92 ± 0.12	0.0 ± 0.010
$1.0 \leq \|\eta\| \leq 1.5$	$145 \pm 1.6\%$	0.0 ± 1.40	0.050 ± 0.006
$1.5 \leq \|\eta\| \leq 2.0$	$48 \pm 7.0\%$	8.15 ± 0.21	0.0 ± 0.014
$2.0 \leq \|\eta\| \leq 3.0$	$164 \pm 13.0\%$	3.15 ± 2.50	0.012 ± 0.580

TAB. 4.2 – Paramètres de l'ajustement de la résolution de l'énergie des jets dans plusieurs régions du calorimètre.

4.4 Le système d'identification des muons

Le calorimètre hadronique est suffisamment épais pour que très peu de particules interagissant fortement traversent ses 7 à 10 longueurs d'interaction nucléaire. Les neutrinos n'interagissent que par l'interaction faible et sont "invisibles" au détecteur. Parmi les leptons chargés, les électrons déposent leur énergie par rayonnement de freinage dans le calorimètre électromagnétique et les τ se désintègrent typiquement au bout de quelques millimètres. Ainsi les seules particules (connues) traversant le calorimètre sont les muons, dès que leur énergie est plus grande qu'un seuil (de l'ordre de 3 GeV à $|\eta| = 0$, augmentant jusqu'à 5 GeV pour les plus grandes valeurs de $|\eta|$). Les muons perdant peu d'énergie (environ 1.5 GeV) lors de leur traversée du calorimètre, leur impulsion est mesurée en courbant leur trajectoire dans un champ magnétique. Ceci est effectué grâce à de grands toroïdes entourant le calorimètre.

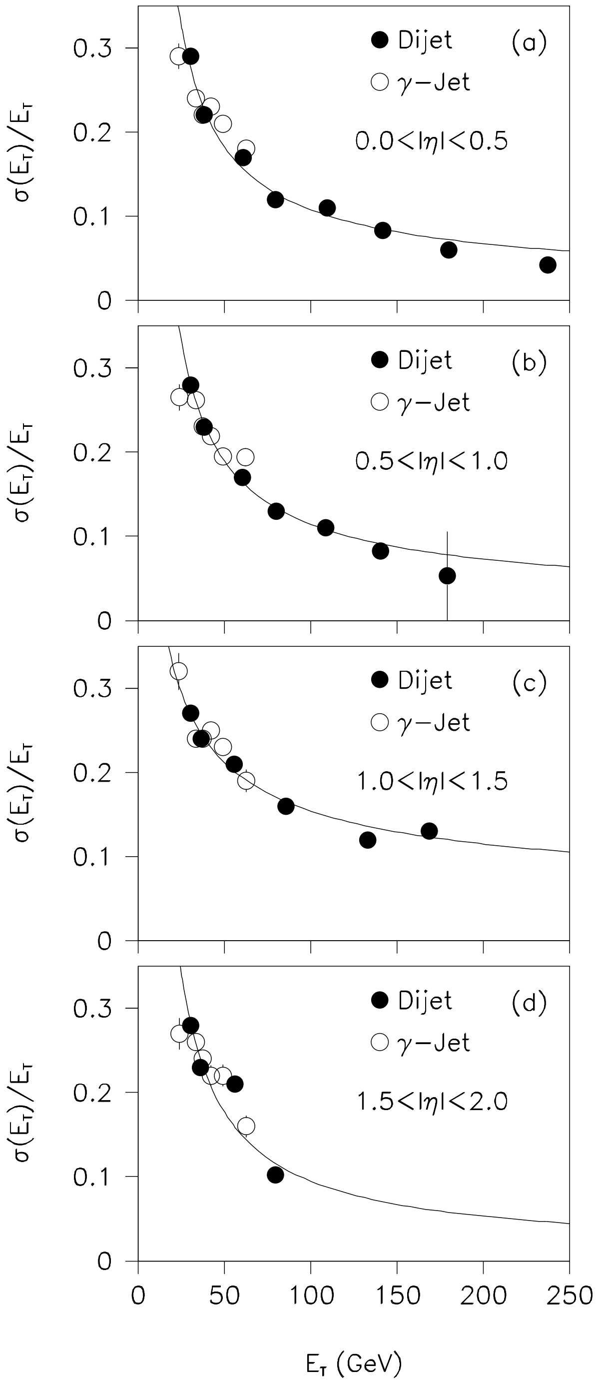

FIG. 4.14 – Incertitude relative sur la mesure de l'énergie des jets en fonction de leur énergie dans quatre régions en $|\eta|$ du calorimètre. Les ajustements aux données sont montrés dans chaque cas et les résultats sont présentés dans la table 4.2.

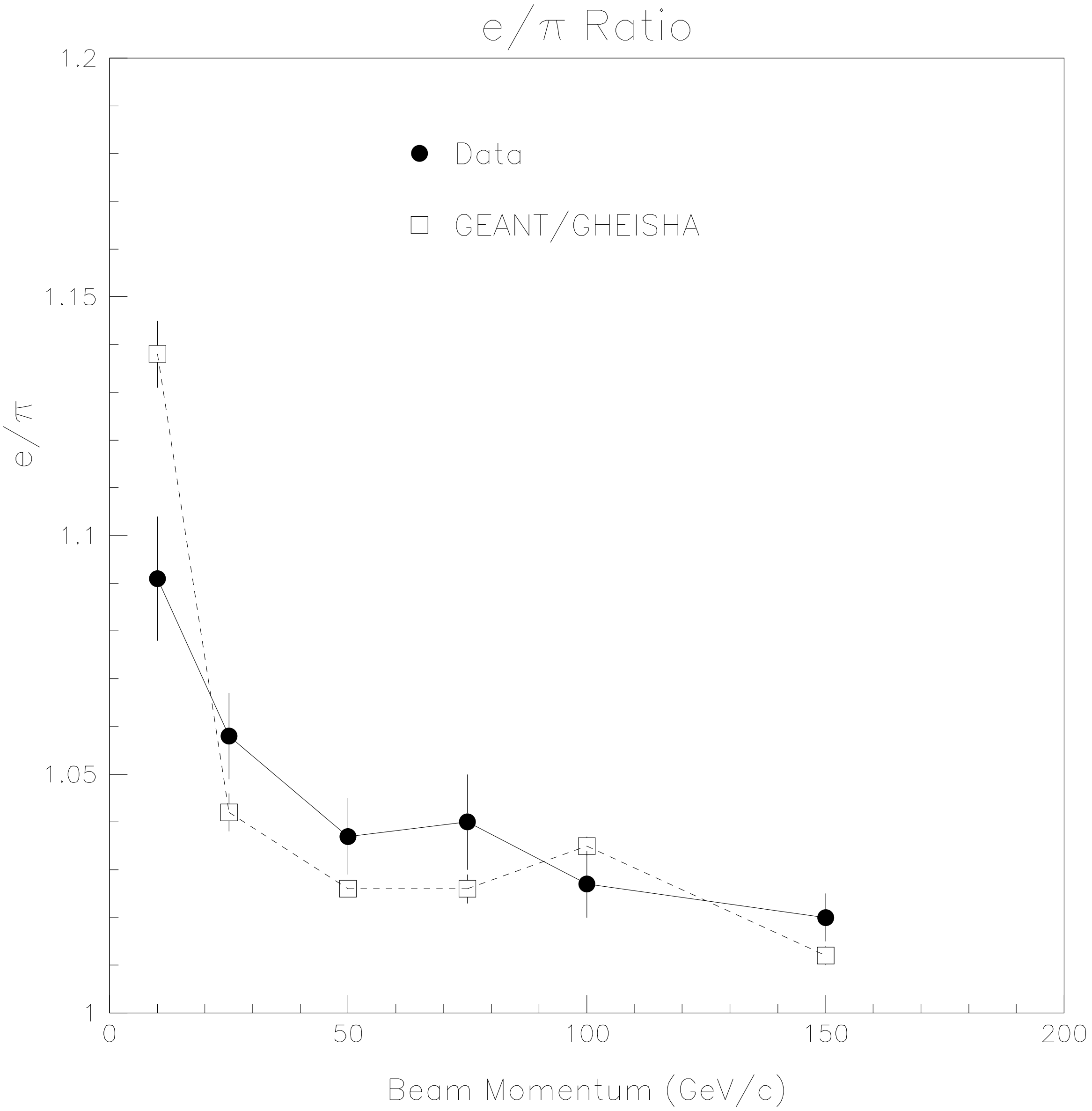

FIG. 4.15 – Variation en fonction de l'énergie de la réponse relative du calorimètre entre les électrons et les pions (e/π) déterminée à partir de tests en faisceaux (symboles pleins) et de simulation (symboles ouverts).

(a)

(b)

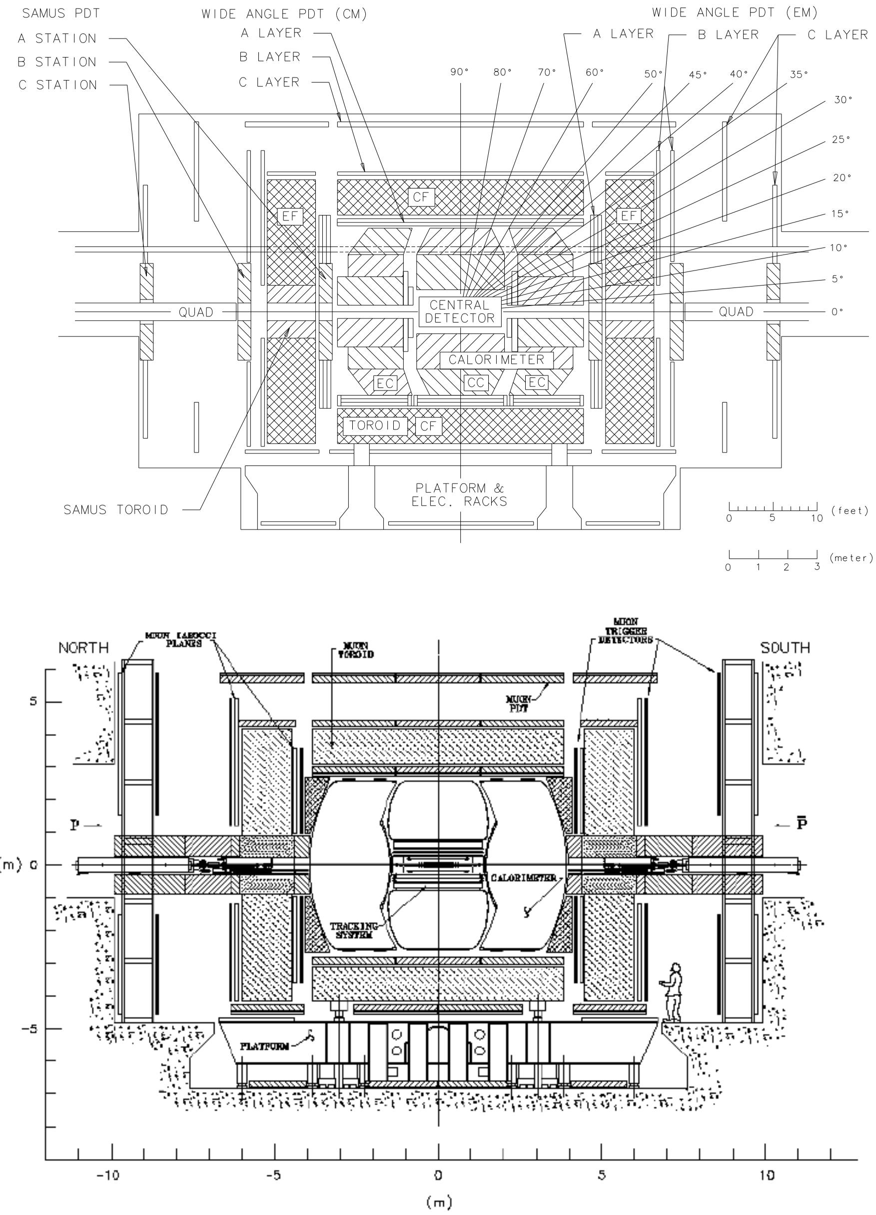

FIG. 4.16 – (a) Disposition des sous-systèmes du spectromètre à muons au Run I ; (b) modifications pour le Run II, notamment l'ajout de couches de scintillateurs permettant un déclenchement rapide.

Les muons ayant traversé le calorimètre sont détectés par un ensemble de chambres à tubes proportionnelles (PDT [1]) qui forment la couche externe de DØ et que l'on peut voir sur la figure 4.16. Ce système possède cinq aimants toroïdaux dont trois (un aimant central CF et deux aimants avant EF) composent le spectromètre à grand angle (WAMUS) couvrant la région $|\eta| < 1.7$, et deux composent les spectromètres à petit angle (SAMUS) couvrant $1.5 < |\eta| < 3.6$. Chacun des aimants est pris en sandwich entre trois couches (A, B et C) de PDT. La couche A (B) est située juste avant (après) les toroïdes, et la couche C à 1.4 m au-delà de la couche B. La couverture en φ s'étend entre 225 et 315 degrés (acceptance géométrique de 85%) et est limitée par le support du calorimètre.

L'impulsion des muons est déterminée par l'angle de courbure. L'incertitude δp sur la mesure de cette impulsion s'écrit :

$$\delta(1/p) = 0.18(p-2)/p^2 \oplus 0.003 \tag{4.4}$$

Le premier terme est dû à la diffusion multiple dans le calorimètre et dans l'aimant, et le second à l'incertitude sur la mesure de la trajectoire.

Améliorations pour le Run II

La figure 4.16 donne une vue d'ensemble des améliorations du système d'identification des muons pour le Run II [19, 20]. Pour le Run II, plusieurs couches de scintillateurs ont été rajoutées afin de permettre un déclenchement rapide [21]. En effet, le temps de dérive maximum de 750 ns des PDT au Run I excède le temps de croisement de 396 ns (ou 132 ns) prévu pour le Run II et nécessite l'utilisation de scintillateurs qui permettront de réduire le nombre de coïncidences fortuites entre les trois PDT [22]. Il y a deux couches de scintillateurs dans la partie centrale : la première est placée entre le calorimètre et la couche A des PDT et est appelée A-φ, la deuxième est placée sur la face externe de la couche C et est appelée "cosmic-cap". Dans les parties avant, il y a trois couches de scintillateurs placées respectivement devant les couches A, B et C. Le temps de réponse des scintillateurs de 1.6 ns permet de rejeter les bruits de fond n'étant pas en temps avec les collisions des faisceaux.

Dans la partie centrale, les PDT du Run I ont été conservés mais ils utilisent un nouveau mélange gazeux (80% $\mathrm{Ar} - 10\%\ \mathrm{CH_4} - 10\%\ \mathrm{CF_4}$) permettant une réduction du temps de dérive maximal de 750 à 500 ns. L'incertitude sur la position d'une particule incidente due à la diffusion du gaz est d'environ 375 μm (à comparer à 300 μm lors du Run I). Cependant, la diminution du nombre de croisements pendant le temps de dérive ($\simeq 2$ pour un temps de croisement de 396 ns) réduit l'occupation du détecteur et améliore le déclenchement.

La partie avant consiste en 3 couches de mini-PDT (appelés MDT) et trois couches de scintillateurs couvrant la région $1 < |\eta| < 2$. Les MDT dans cette région utilisent un mélange gazeux (90% $\mathrm{CF_4}$ – 10% $\mathrm{CH_4}$) permettant un temps de dérive court de 60 ns.

Les bruits de fond dans le détecteur d'identification des muons seront réduits grâce à de nouveaux blindages entourant le tube à vide dans la région avant, notamment la diffusion des gerbes diffractives dans les parois des calorimètres, les bruits de fond issus des fragments des p et des $\bar{p}$ interagissant dans les quadrupôles et le calorimètre ainsi que les interactions issues du halo de particules entourant le faisceau. Ce blindage consiste en 3 cylindres entourant le tube à vide, épais respectivement de 39 cm de Fer (se comportant comme un absorbeur pour les particules électromagnétiques et hadroniques), de 15 cm de polyéthylène (absorbant les neutrons grâce à son taux d'Hydrogène élevé) et de 15 cm de Plomb (absorbant les photons).

4.5 Le déclenchement et l'acquisition des données

Le système du Run I

La section efficace totale des processus $p\bar{p} \to X$ est de l'ordre de 70 mb à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Avec une luminosité instantanée de 5 $10^{30}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, cela se traduit par un taux de 350 kHz. Les limites technologiques rendent impossible l'enregistrement de tous ces événements. De plus, seule une très faible fraction d'entre eux nous intéresse. Il convient donc de faire un premier tri en ligne pour sélectionner les événements à enregistrer et qui seront analysés par la suite. Le système d'acquisition de données (DAQ) de DØ comprend trois niveaux de déclenchement pour rejeter en ligne les collisions sans intérêt.

Etant donnée la fréquence des collisions, il n'est pas possible de traiter chaque événement complètement pour savoir si on veut le conserver ou non pour une analyse ultérieure. Grâce aux trois niveaux successifs de déclenchement, on se contente de faire une étude précise de l'événement lors du troisième niveau (celui qui demande le plus de temps de calcul) auquel sont soumis uniquement les événements ayant déjà passé les deux niveaux précédents (qui nécessitent un traitement rapide). Ainsi,

- le système de déclenchement de niveau zéro (LØ) est basé uniquement sur des coïncidences grâce à deux hodoscopes situés entre les parties avant et arrière du détecteur de traces et du calorimètre, et indique si la collision des faisceaux (les collisions surviennent à une fréquence de 150 kHz) a donné lieu à une collision inélastique,
- lorsqu'un événement est retenu par le LØ, le déclenchement de niveau 1 (L1) se base sur des informations brutes fournies par les différents détecteurs (somme des énergies des tours du calorimètre, impacts dans les chambres à muons) afin de donner une indication sur les différents types de particules présentes dans l'événement et sur leur nombre. Le débit de sortie du L1 est d'environ 800 Hz,
- le déclenchement de niveau 1.5 permet d'effectuer une première recherche de candidats électromagnétiques et hadroniques dans le calorimètre et de corrélations entre les systèmes de détection de traces et de muons. Le débit de sortie est réduit

à environ 200 Hz,
- les événements intéressants sont alors examinés plus en détail par le déclenchement de niveau 2 (L2) qui calcule des quantités plus précises et permet d'avoir une idée des caractéristiques des particules présentes dans l'événement. Ce filtrage réduit le débit à 4 Hz environ, fréquence compatible avec l'enregistrement sur bande magnétique.

Le système du Run II

Les systèmes de déclenchement et d'acquisition du Run II ont été entièrement remplacés afin de tenir compte du temps de croisement plus court et des nouveaux sous-détecteurs. Les systèmes de déclenchement de niveau 1 et 2 utilisent l'information provenant du calorimètre, des détecteurs de pied de gerbe, du détecteur à fibres scintillantes et des chambres à muons.

- Le système de déclenchement de niveau 1 réduit le taux d'événements de 7.5 MHz à 10 kHz et a un temps de latence de 4 μs.
- Le déclenchement de niveau 2 (instrumental) permettra de faire des corrélations entre les déclenchements de niveau 1, y compris au niveau du système de traces. En effet, un préprocesseur de déclenchement pour le détecteur Silicium (STT [23]) est actuellement en cours de construction et permettra d'ici 2002 d'utiliser l'information du SMT afin d'effectuer le déclenchement sur la présence de vertex secondaires dès le niveau 2. Celui-ci permettra également de diminuer le seuil en p_T lors du déclenchement sur les traces au niveau 2 et sur les électrons et les jets au niveau 3. Le taux de sortie du niveau 2 est de 1 kHz.
- Le système de déclenchement de niveau 3 (logiciel) reconstruit partiellement les événements en 50 ms et réduit le taux d'événements à 50 Hz, avant de les enregistrer sur bande.

4.6 Les performances attendues pour la physique

Les nouvelles possibilités du détecteur DØ permettront :
- d'accroître les possibilités de déclenchement par rapport au Run I ;
- d'obtenir des performances de calorimétrie comparables à celles du Run I, avec la possibilité d'utiliser la mesure des impulsions dans le nouveau système de traces afin de calibrer le calorimètre ;
- d'améliorer l'identification des électrons grâce aux détecteurs de pied de gerbes ;
- d'abaisser les seuils de déclenchement en p_T des muons pour atteindre un seuil de 7 GeV pour un seul muon et de 2 GeV pour des paires de muons ;
- de réduire les bruits de fond issus de muons et les seuils de déclenchement des muons grâce aux blindages supplémentaires des chambres à muons.

Le nouveau système de traces permet quant à lui de mesurer les impulsions des particules et de reconstruire les vertex secondaires. Les performances de mesures d'impulsion attendues au Run II sont représentées dans la figure 4.17. Dans la partie centrale ($|\eta| < 1$), la résolution $\delta p_T/p_T$ vaut 4.5% (17%) pour $p_T = 10$ (100) GeV. Avec ces résolutions, le nouveau système de traces permet :

- d'effectuer la comparaison énergie-impulsion lors de l'identification des électrons jusqu'à des énergies d'environ 20 GeV,
- d'améliorer la résolution de l'impulsion des muons,
- d'améliorer la calibration du calorimètre,
- et de déterminer le signe des particules chargées.

Dans les régions avant, la résolution se dégrade d'environ un facteur 2 entre $1.5 < |\eta| < 2.5$, puis se dégrade fortement pour $|\eta| > 3$.

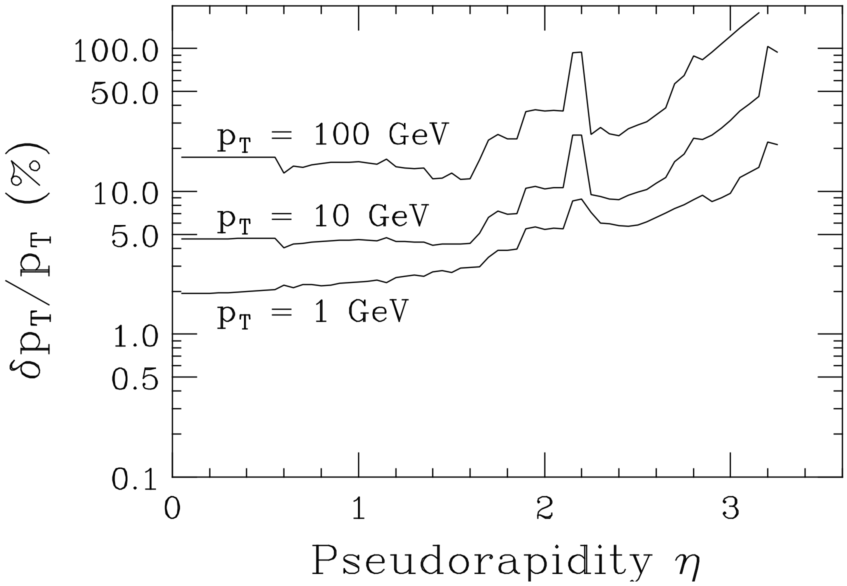

FIG. 4.17 – Résolution en impulsion des particules chargées attendue au Run II en fonction de la pseudo-rapidité η pour différentes valeurs de p_T.

Le système de traces sera aussi utilisé afin de reconstruire les vertex secondaires, ce qui sera particulièrement utile pour la recherche de la (des) particule(s) de Higgs, la physique du Top et la physique du b. La figure 4.18 représente la résolution attendue du paramètre d'impact dans le plan (r, φ) en fonction de la pseudo-rapidité. La résolution est meilleure que 20 μm pour des traces avec $p_T < 1$ GeV et ceci dans la région en pseudo-rapidité $|\eta| < 2$ correspondant à la région intéressante pour l'étiquetage des jets de quarks b provenant de désintégrations de Top. La figure 4.19 représente les efficacités d'étiquetage des quarks b attendues pour des événements $p\bar{p} \to WH \to l\nu b\bar{b}$ et $p\bar{p} \to t\bar{t} \to l\nu +$ jets. L'efficacité est meilleure que 50% pour des jets de plus de 50

GeV et décroît pour de plus faibles valeurs de p_T. Les efficacités attendues d'étiquetage de jets de quarks c, de quarks légers (u, d, s) et de jets de gluons sont aussi représentées.

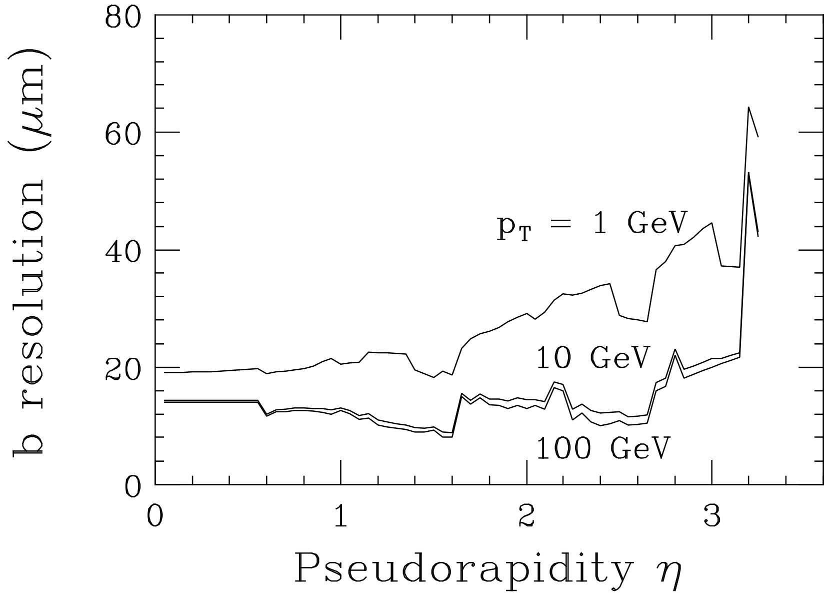

FIG. 4.18 – Résolution du paramètre d'impact dans le plan (r, φ) des particules chargées attendue au Run II en fonction de la pseudo-rapidité η pour différentes valeurs de p_T.

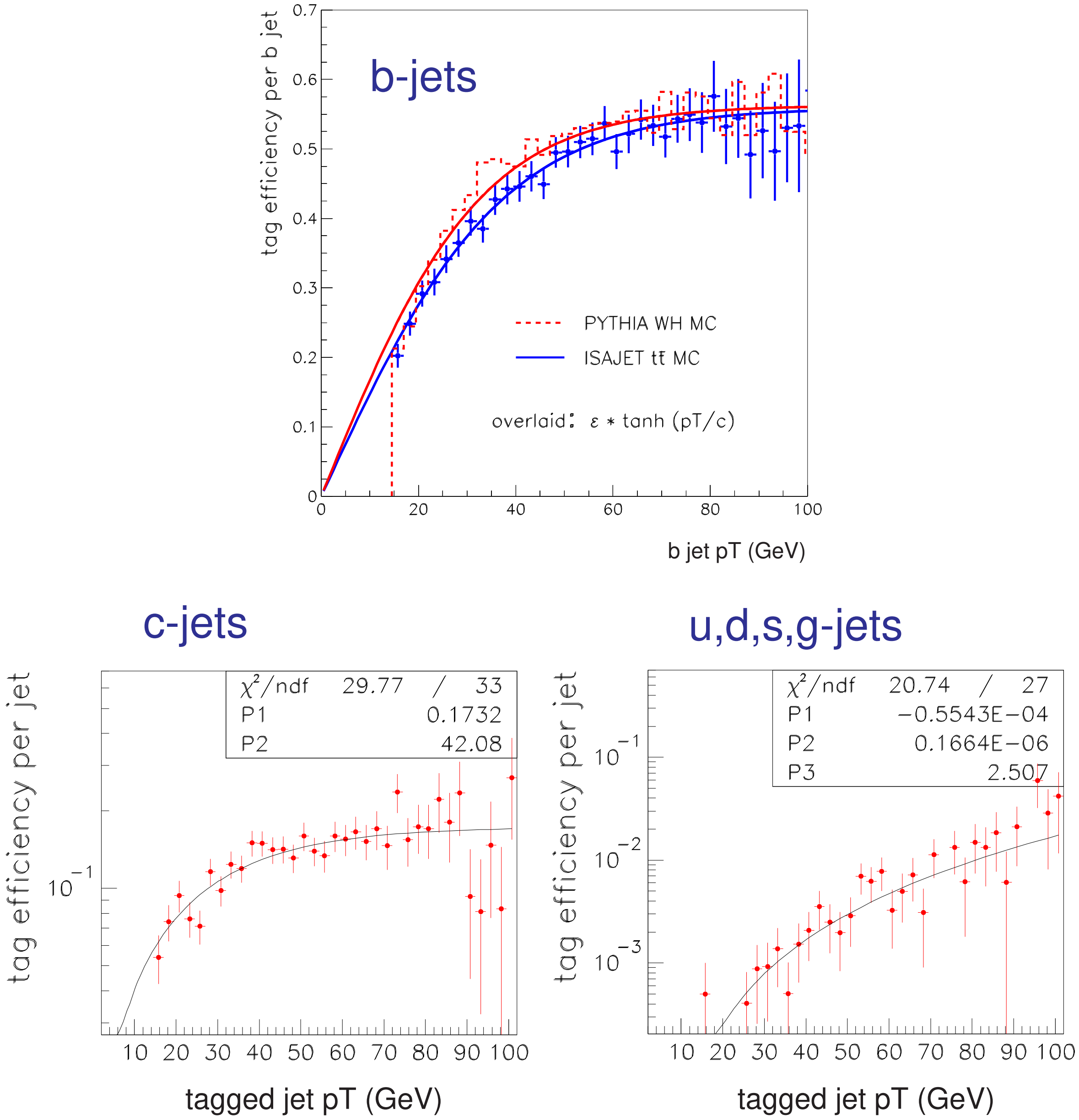

FIG. 4.19 – Efficacités attendues au Run II d'étiquetage des jets de quarks b, c et de quarks légers en fonction de l'impulsion p_T des jets pour des événements WH et $t\bar{t}$.

Bibliographie

[1] Collaboration DØ, Nucl. Instrum. Meth. A **338** (1994) 185.

[2] Collaboration DØ, Nucl. Instrum. Meth. A **408** (1998) 103.
Collaboration DØ, *The DØ Upgrade, The Detector and its Physics*, Note DØ (1996).

[3] R. Lipton, Nucl. Instrum. Meth. A **418** (1998) 85.
M. T. Roco, Nucl. Instrum. Meth. A **418** (1998) 91.
J. Ellison, Nucl. Instrum. Meth. A **342** (1994) 33.
Collaboration DØ, *DØ silicon Tracker Technical Design Report*, Note DØ 2169 (1994).

[4] M. R. Wayne, Nucl. Instrum. Meth. A **387** (1997) 278.
M. Adams *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **366** (1995) 263.
A. Bross, A. Chaves, J. Costa, M. Johnson, L. Moreira et J. Thompson, Nucl. Instrum. Meth. A **394** (1997) 87.
B. Baumbaugh *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **345** (1994) 271.
Collaboration DØ, *The DØ upgrade central fiber tracker Technical Design Report*, Note DØ (1997).

[5] M. D. Petroff et M. Atac, IEEE Trans. Nucl. Sci. **36** (1989) 163.

[6] T. Zimmerman, M. Sarraj, R. Yarema, I. Kipnis, S. Kleinfelder, L. Luo et O. Milgrome, IEEE Trans. Nucl. Sci. **42** (1995) 803.

[7] P. Baringer *et al.*, soumis à Nucl. Instrum. Meth. A, hep-ex/0007026.

[8] Collaboration Particle Data Group, Eur. Phys. J. C **15** (2000) 1, `http ://pdg.lbl.gov/`.

[9] Y. Tsai, Rev. Mod. Phys. **46** (1974) 815.

[10] P. Franzini, Nucl. Instrum. Meth. A **289** (1990) 438.

[11] Collaboration DØ, Nucl. Instrum. Meth. A **324** (1993) 53.

[12] S. J. Wimpenny, Nucl. Instrum. Meth. A **279** (1989) 107.

[13] M. Abolins *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **280** (1989) 36.

[14] S. Aronson *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **269** (1988) 492.

[15] Collaboration DØ, Phys. Rev. D **58** (1998) 012002.

[16] Collaboration DØ, Phys. Rev. D **62** (2000) 092006.

[17] Collaboration DØ, Phys. Rev. D **52** (1995) 4877.

[18] Collaboration DØ, Nucl. Instrum. Meth. A **424** (1999) 352.

[19] B. Baldin *et al.*, *Technical Design of the Central Muon System*, Note DØ 3365 (1998).

[20] V. Abramov *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **419** (1998) 660.

[21] B. S. Acharya *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **401** (1997) 45.

[22] M. R. Fortner, T. Lagger et R. Markeloff, Nucl. Instrum. Meth. A **389** (1997) 59. G. Alexeev *et al.*, *Technical Design Report of the DØ Forward Muon Tracking Detector Based on Mini-drift Tubes*, Note DØ 3366 (1997).

[23] M. Narain, Nucl. Instrum. Meth. A **447** (2000) 223.

Chapitre 5

La calibration en-ligne du calorimètre

La pièce maîtresse du détecteur DØ est son calorimètre à Argon liquide. La calibration des mesures d'énergie qu'il permet d'effectuer conditionne l'ensemble des résultats de l'expérience, qui reposent toujours sur une mesure calorimétrique, que ce soit celle des objets électromagnétiques, des jets ou de l'énergie manquante associée aux particules invisibles (neutrinos ou certaines particules supersymétriques).

La calibration du calorimètre s'effectue en plusieurs étapes principales : on calibre d'abord la chaîne d'électronique (calibration en-ligne), ce qui constitue le sujet de ce chapitre, puis on effectue une calibration hors-ligne en se servant d'événements physiques possédant une contrainte en énergie (par exemple la masse du Z^o). Cette deuxième étape est en cours de développement dans la collaboration et n'est pas traitée dans cette thèse. Dans le contexte de la mesure de la masse du W [1], l'objectif est de contrôler la chaîne de calibration électronique du Run II à mieux que 1% afin qu'elle ne constitue pas la partie dominante dans le terme constant de la résolution en énergie des électrons [2].

Les objectifs de la calibration électronique sont :

- d'intercalibrer les voies de l'électronique du calorimètre (dont l'intercalibration des gains des préamplificateurs),
- de contrôler la stabilité de cette intercalibration en fonction du temps,
- de détecter les canaux morts,
- de déterminer la linéarité, la calibration en temps et la diaphonie du système électronique,
- de permettre la qualification du calorimètre, y compris de son système de déclenchement.

5.1 Description du système de calibration en-ligne

La calibration électronique consiste à envoyer une quantité de charge connue avec une très bonne précision (de l'ordre d'un pour mille) à l'entrée de la chaîne d'acquisition du détecteur afin de connaître les caractéristiques de celle-ci et son évolution dans le temps. Le niveau de la charge doit être ajustable de manière à couvrir l'ensemble de la gamme dynamique de l'électronique de lecture. Dans le cas de conditions temporelles contraignantes, la rapidité de la chaîne de lecture nécessite un contrôle précis de la forme du signal de calibration. La charge délivrée sert à la fois de signal de calibration mais aussi d'indicateur du bon fonctionnement de chaque canal.

Pour un calorimètre à Argon liquide il existe deux types de calibrations possibles, différenciés par le point dans la chaîne d'électronique où est injecté le signal de calibration. Une première méthode est d'injecter les signaux de calibration directement au niveau des cellules de lecture dans le cryostat (calibration "froide") ; les impulsions délivrées à ce niveau ont des effets très similaires aux charges créées par une particule. Le problème principal de cette méthode est la difficulté d'accès aux composants du système qui sont dans le cryostat. La deuxième méthode de calibration permet d'éviter cette difficulté en utilisant un point d'injection du signal à l'extérieur du cryostat (d'où le nom de calibration "chaude"). Le signal arrive cette fois au niveau de l'entrée des préamplificateurs, donc assez loin de la source du signal réel. A DØ, la méthode utilisée est la calibration "chaude". Le principal désavantage de la calibration "chaude" est que, à la sortie du module de mise en forme, le signal de calibration chaud peut être légèrement différent du signal physique qui serait créé au niveau des cellules de lecture. L'origine de ces différences et leurs effets sont détaillés dans la section 5.2.

5.1.1 Le système du Run I

L'électronique du calorimètre au Run I

Le signal en provenance de chaque cellule est transporté à travers un câble coaxial jusqu'au "feed through port" permettant la traversée du cryostat. Il est ensuite envoyé jusqu'aux préamplificateurs (de gain 1 et 8) qui sont situés près du détecteur afin de limiter les effets de bruit. Finalement, le signal en sortie des préamplificateurs parcourt une trentaine de mètres de câbles vers un soustracteur de ligne de base (BLS), un circuit de mise en forme et un échantillonneur de signal.

Ce dernier prend un échantillon du signal juste avant la croisée des faisceaux, pour avoir une valeur de référence, et 2.2 μs après pour obtenir l'amplitude maximale du signal. La différence entre les deux valeurs ainsi obtenues est alors digitisée (cette différence est proportionnelle à la charge collectée) et suivant la valeur de celle-ci, le résultat obtenu avec le gain 1 ou le gain 8 est conservé. Ceci permet d'augmenter de 3 bits l'échelle dynamique de l'électronique. La digitisation est effectuée par des convertisseurs analogique-digital (ADC) 12 bits et l'échelle dynamique totale est alors de 2^{15}. Les valeurs d'amplification ont été ajustées de manière à ce qu'un coup ADC corresponde à environ 4 MeV dans les différentes couches électromagnétiques. La figure 5.1 donne une vue schématique de cette chaîne d'électronique.

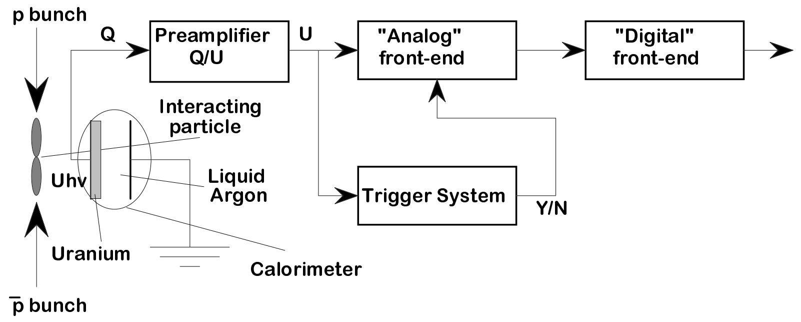

FIG. 5.1 – Vue schématique du parcours du signal électronique du calorimètre dans la configuration du Run I.

Le système de calibration au Run I

Lors du Run I, le temps de croisement important de 3.5 μs entre deux paquets du Tevatron ne nécessitait pas une électronique rapide. Le temps de mise en forme et d'échantillonnage du signal de 2.2 μs permettait l'utilisation d'un signal de calibration de forme rectangulaire, très éloignée de la forme du signal physique, mais facile à générer. Grâce à ce long temps de mise en forme, la forme du signal n'avait pas d'incidence sur la calibration et permettait de minimiser l'effet de la propagation et de la réflexion des signaux dans les câbles.

Les signaux de calibration étaient produits par douze systèmes de calibration ("pulseurs-Run I") couvrant l'ensemble du calorimètre. Chacune des 12 boîtes de préamplificateurs, contenant chacune 4096 préamplificateurs, avait son propre système de calibration. Un de ces systèmes est représenté dans la figure 5.2. Ces pulseurs-Run I fournissaient des impulsions rectangulaires à une fréquence maximale de 1 kHz avec une largeur fixe de 400 ns et avec un temps de montée et de descente de 10 ns pour une amplitude maximale de 135 V. Pour chaque boîte de préamplificateurs, un signal de calibration était réparti par une boîte de distribution ("switch box") sur 32 chemins différents ; un même signal de calibration était alors envoyé à 144 préamplificateurs différents. Des relais de Mercure étaient utilisés afin de sélectionner le chemin désiré, ce qui présentait le désavantage de ne pouvoir envoyer un signal de calibration que sur un seul chemin à la fois.

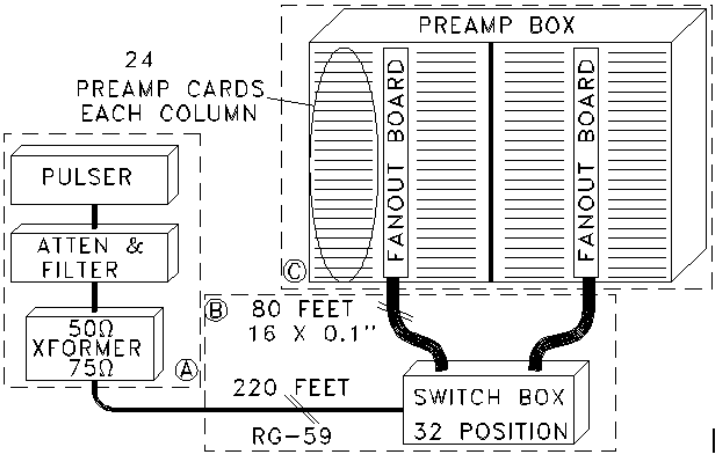

FIG. 5.2 – Système de calibration électronique du Run I.

La procédure de calibration au Run I

Lors du Run I, la procédure de calibration en-ligne du calorimètre était effectuée tous les deux jours par le programme CALIB, avec deux objectifs principaux :

- obtenir l'information nécessaire pour calibrer l'électronique du calorimètre,
- détecter les défaillances de l'électronique.

Ces défaillances peuvent modifier la réponse relative des canaux du calorimètre et affecter les taux de déclenchement. Elles peuvent apparaître de façon subite ou sur une plus grande échelle de temps, ce qui se produit lorsque la réponse d'un canal évolue lentement au cours du temps. CALIB devait pouvoir identifier ces défaillances électroniques afin d'être corrigées.

La procédure de calibration était divisée en deux étapes et prenait en général moins d'une heure pour :

- mesurer les piédestaux de tous les canaux du calorimètre (5 à 10 minutes),
- mesurer les gains en utilisant les pulseurs (30 à 45 minutes).

Les mesures des piédestaux étaient effectuées avec 500 événements enregistrés en l'absence de faisceau dans le Tevatron ou l'injecteur. Les nouvelles valeurs moyennes des piédestaux calculées par CALIB étaient ensuite chargées dans les ADC avant la prochaine prise de données physiques, afin d'actualiser la soustraction en-ligne des piédestaux. Les largeurs des piédestaux étaient utilisées pour calculer les seuils de "zéro-suppression" des canaux (2σ) et réduire ainsi le volume de données à traiter.

Les gains des canaux étaient calculés grâce aux pulseurs avec 200 événements de calibration. Ils étaient calculés en utilisant une valeur fixe de l'amplitude du signal de calibration qui était choisie pour évaluer les réponses en gain 1 et en gain 8 simultanément. Aucune étude de linéarité en-ligne des canaux n'était effectuée par CALIB.

Les gains n'étaient pas utilisés en-ligne, mais hors-ligne, afin de corriger les variations relatives des canaux entre eux. Le système de déclenchement de niveau 2 utilisait une version figée des valeurs des gains. CALIB était aussi utilisé afin d'identifier les canaux défaillants (environ 1% des canaux, soit environ 500 canaux).

Lors du Run I, les piédestaux et les gains étaient très stables. A moins d'une modification de l'électronique, même sur de longues périodes de temps les piédestaux variaient de moins de 1 coup d'ADC (sur 30 000). Pendant les Run Ib (1993-95) et Ic (1995-96), les corrections des gains variaient de moins de 10 coups d'ADC, soit moins de 0.3% . Les valeurs des piédestaux utilisées pour le système de déclenchement de niveau 1 ont été stables à 0.1 coup d'ADC près pendant les quatre années de prise de données du Run I. Les gains utilisés pour le système de déclenchement de niveau 2 étaient stables à 0.5 coup d'ADC près, soit mieux que 1% [3].

5.1.2 Le système du Run II

L'électronique du calorimètre au Run II

Afin de s'adapter au nouveau temps de croisement des paquets dans le Tevatron (396 puis 132 ns) et de maintenir les performances du Run I en terme d'empilement et de bruit, une nouvelle conception de l'électronique du calorimètre est nécessaire [4]. Elle nécessite d'être capable de stocker les signaux analogiques pendant 4 μs afin d'attendre la décision du système de déclenchement de niveau 1, de générer un signal de déclenchement calorimétrique rapide qui sera utilisé par le déclenchement de niveau 1 et d'adopter de nouvelles stratégies pour la soustraction de la ligne de base du signal.

La figure 5.3 représente la chaîne de lecture du calorimètre pour le Run II et les changements apportés par rapport au Run I. Afin de minimiser les réflexions des signaux, de nouveaux câbles ont été installés - situés entre la sortie des cryostats et les nouveaux préamplificateurs bas bruit - d'impédance adaptée aux câbles situés à l'intérieur des cryostats (30 Ω), qui remplacent les anciens câbles de 110 Ω. Le remplacement de ces câbles a permis de minimiser la dispersion de la longueur totale de câble entre les cellules de lecture et les préamplificateurs afin de minimiser les variations des retard des signaux. Le temps de mise en forme du signal a été réduit de 2.2 μs à 400 ns. Pour le déclenchement, un signal rapide et moins précis est échantillonné après 100 ns. Des circuits de stockage analogiques (SCA) conservent les signaux pendant 4 μs en attendant la décision du système de déclenchement de niveau 1. Ces mémoires analogiques contiennent également le signal lu 3 croisements de faisceau plus tôt, et ce dernier est soustrait par les soustracteurs de ligne de base (BLS) en cas d'une décision positive du signal de déclenchement. Des circuits de stockage analogiques sont à nouveau nécessaires afin d'attendre la décision du système de déclenchement de niveau 2. Le nouveau système de calibration adapté aux nouvelles contraintes en temps permet de générer un signal de calibration plus proche du signal physique qu'au Run I. Enfin, une nouvelle électronique

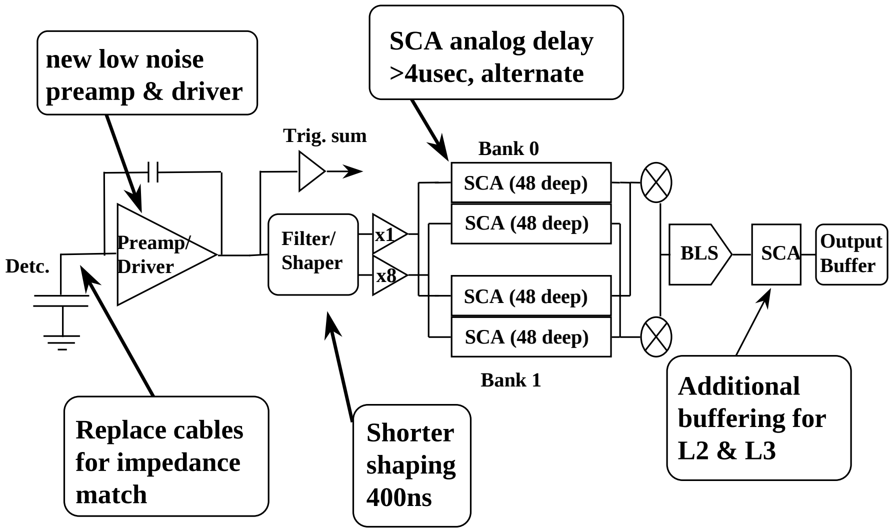

FIG. 5.3 – Vue schématique du parcours du signal électronique du calorimètre dans la configuration du Run II.

de lecture est nécessaire afin de contrôler la pureté et la température de l'Argon liquide. La synchronisation temporelle de l'ensemble de l'électronique du calorimètre est effectuée par la carte "Timing and Control" (T&C) qui génère entre autres les commandes de digitisation du signal (à l'échantillonnage ainsi que pour la ligne de base) et de déclenchement du système de calibration.

Le système de calibration au Run II

Le système de calibration doit être modifié afin de générer un signal proche du signal physique ce qui permet de remplir des fonctionnalités similaires au système du Run I [5]. Des modifications ont été effectuées afin de tenir compte des réflexions dans le système de distribution des impulsions de calibration dues à des terminaisons imparfaites et à l'atténuation du signal dans les câbles qui créeront dans les conditions du Run II des variations plus élevées qu'au Run I.

La modification la plus importante est la diminution drastique de la valeur de la résistance d'injection. Les résistances d'injection sont situées sur les cartes des préamplificateurs de manière à réduire leur influence en tant que capacité parasite, qui devient plus importante lorsque le temps de mise en forme du signal diminue. Nos études ont montré qu'une variation de 0.25 pF de la capacité parasite dans les conditions du Run II entraîne une variation de 23 % de l'amplitude du signal en utilisant des résistances d'injection de 500 kΩ comme au Run I, mais entraîne une variation de moins de 0.1% lorsque la résistance d'injection est ramenée à 20 kΩ. La résistance d'injection a donc été réduite à 20 kΩ (pour les préamplificateurs ayant une capacité de 10 pF) et à 40 kΩ (pour les préamplificateurs ayant une capacité de 5 pF). Ces valeurs de résistances d'injection permettent d'utiliser des signaux de calibration de faible amplitude (5 V au lieu de 135 V au Run I) qui peuvent être produits avec plus de précision. Afin de minimiser toute perturbation, le signal de calibration est maintenant produit aussi proche que possible des préamplificateurs et est injecté par un câble court d'environ 10 cm, contre 90 m au Run I.

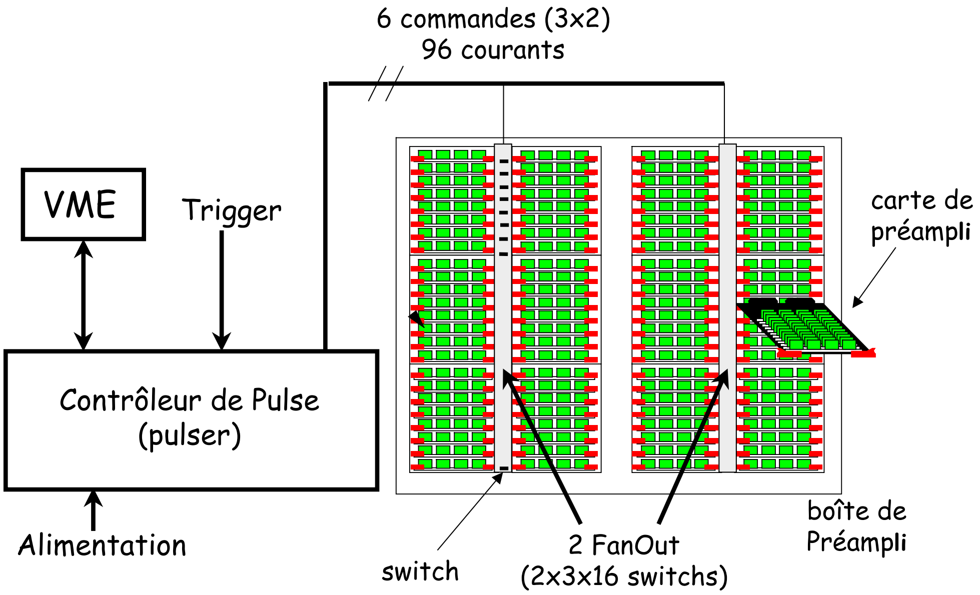

FIG. 5.4 – Système de calibration électronique du Run II.

Le système de calibration du calorimètre DØ au Run II reprend la subdivision initiale en douze sous-systèmes identiques. Chacun est composé d'un "pulseur-Run II" (appelé simplement pulseur dans la suite) dont la fonction est d'envoyer des signaux de commandes et des courants continus à deux sous-systèmes, comme représenté dans la figure 5.4, appelés "fanouts actifs". Ces derniers remplacent les "fanouts passifs" du Run I et sont situés comme auparavant dans les boîtes de préamplificateurs. Alors qu'au Run I ces "fanouts" n'avaient qu'un rôle de distribution, dans notre nouveau schéma nous les avons rendus "actifs" en y plaçant aussi les générateurs d'impulsion ("switch"). Les "pulseurs" (Pulser Mother Board, cf. figure 5.5) sont connectés via un bus-série à une carte entrée-sortie VME ce qui permet de contrôler l'amplitude et le retard du signal de calibration, ainsi que de choisir les canaux auxquels envoyer les signaux de calibration (aussi un même signal de calibration peut être envoyé sur plusieurs "chemins" à la fois, contrairement au Run I, cf. section "Système de calibration au Run I"). Le protocole-

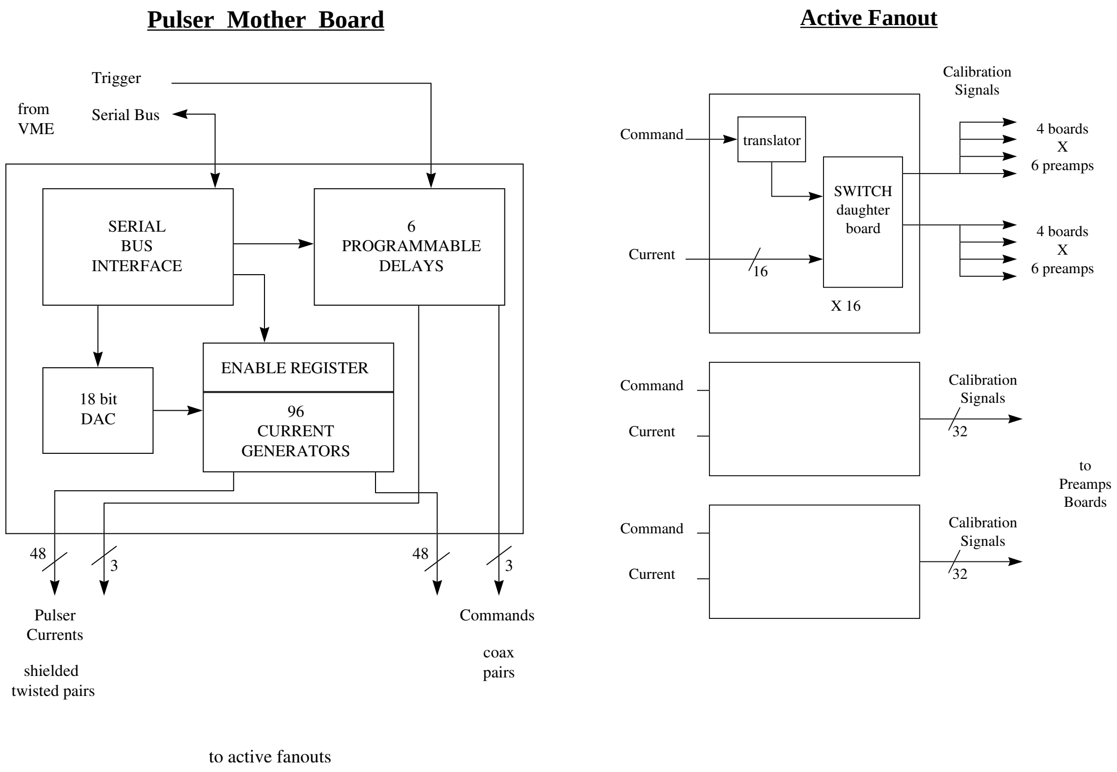

FIG. 5.5 – Schéma de la carte pulseur et des “fanouts actifs”.

FIG. 5.6 – Photographies (a) d'un pulseur (module du bas) avec son alimentation (module du haut), (b) d'un tiers d'un "fanout actif". Ces deux modules sont utilisés dans la calibration en-ligne du calorimètre dans sa configuration du Run II.

série est composé de 4 lignes : un signal de contrôle afin d'effectuer la coordination, une horloge, une entrée signal afin d'écrire dans les pulseurs, une sortie afin d'effectuer une relecture des pulseurs.

Les pulseurs (cf. figure 5.4 et photographie 5.6a).
Chaque pulseur contient :
- une interface par bus-série,
- un registre de validation des canaux du pulseur,
- un convertisseur numérique-analogique (DAC) de 18 bits signés,
- six retards programmables,
- 96 générateurs de courants continus programmables par le DAC.

A la réception du signal de déclenchement de la carte "Timing and Control" des commandes de retard sont envoyées à chacun des "fanouts actifs" correspondants. Les commandes sont des signaux différentiels ECL qui sont envoyés à travers des câbles de 75 Ω qui avaient été déjà installés pour la calibration en-ligne du Run I. Ces courants dont l'intensité est programmable sont envoyés à chaque "fanout actif" grâce à des paires de câbles blindés et torsadés. Le principal avantage de notre nouveau schéma de fonctionnement est que seuls les courants continus et les signaux logiques sont envoyés à travers de long câbles. Les impulsions de calibration sont ensuite générées sur les cartes filles des "fanouts actifs", proches des préamplificateurs. La conversion du courant continu en signal de calibration est détaillée dans le paragraphe suivant. Les courants peuvent être inhibés grâce au registre de validation des canaux des pulseurs.

Les "fanouts actifs" (cf. figure 5.5 et photographie 5.6b).

Chaque "fanout actif" est divisé en trois parties identiques. Chacune reçoit une commande et seize courants continus. Sur ces tiers de "fanout" se trouve un convertisseur de logique ECL vers une logique TTL et seize cartes "switch" (cf. figure 5.7) qui transforment les courants continus en impulsions de calibration. Chaque carte "switch" délivre deux signaux de calibration. En l'absence de commande, le courant traverse un transistor PMOS puis une inductance de 1 mH. A la réception d'une commande un transistor NPN dirige rapidement (1 ns) ce courant continu vers la masse. Ceci crée une tension aux bornes de l'inductance proportionnelle à la dérivée du courant. Cette tension est alors mise en forme par un réseau formé de résistances et de capacités (de précision de 1%). Ces dernières sont constituées de composants sur le circuit des "switch" et de la capacité des pistes des cartes de préamplification, laquelle est connue avec une très bonne précision. Ceci permet de produire un signal de forme exponentielle avec un temps de montée très court (60 ns), suivi par un signal décroissant exponentiellement avec un temps de descente de 400 ns. Chaque signal délivré par une carte "switch"est envoyé par deux câbles courts (1 ns) vers les préamplificateurs. Le signal de chacun des câbles courts est injecté dans le fond de panier ("backplane") de la boîte des préamplificateurs et est distribué vers quatre cartes de préamplification atteignant six préamplificateurs sur chacune de ces 4 cartes. Ainsi, un même signal de calibration est envoyé vers 48 préamplificateurs, contre 144 au Run I, permettant une plus grande flexibilité dans les configurations de calibration souhaitées.

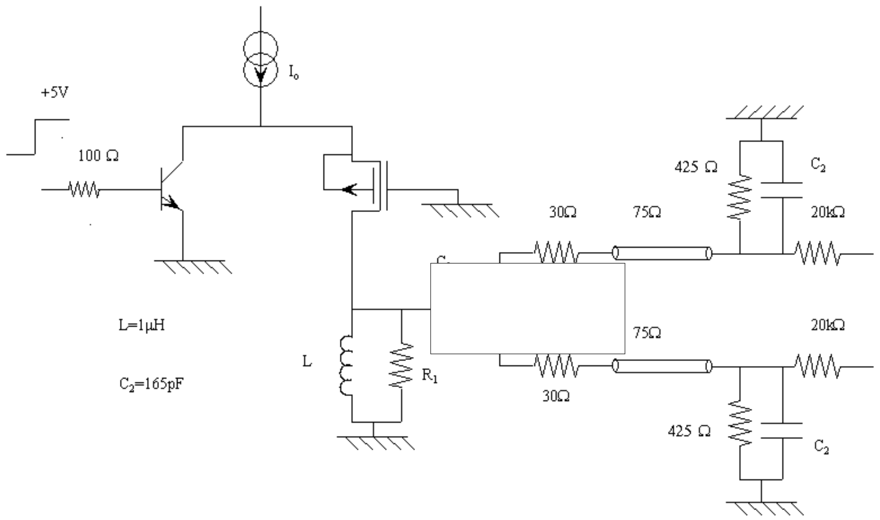

FIG. 5.7 – Schéma électronique des cartes “switch” transformant les courants continus en impulsions de calibration.

5.2 Comparaison du signal physique et du signal de calibration

Le temps de mise en forme du signal étant du même ordre de grandeur que le temps de collection des charges sur les électrodes, la forme du signal est un paramètre crucial, ce qui n'était pas le cas lors du Run I. Comme il est impossible d'injecter le signal de calibration directement au niveau des cellules de lecture dans le cryostat, mais seulement au niveau des préamplificateurs, il est important de contrôler avec précision la forme du signal afin de pouvoir minimiser la dépendance de la calibration des autres paramètres du système électronique, tels que l'impédance des câbles et des préamplificateurs et les capacités des cellules du détecteur. Ces difficultés proviennent du fait que le courant de calibration est divisé en 2 parties : une partie allant directement aux préamplificateurs et une autre allant à travers le détecteur jusqu'à la cellule de lecture et étant réfléchie, retardée de deux fois la longueur du câble détecteur. Cela implique, comparé au signal venant directement du détecteur, une forme de signal différente et une sensibilité différente à l'impédance et à la longueur du câble détecteur, à l'impédance d'entrée des préamplificateurs et des capacités des cellules du détecteur. L'influence de ces effets a été étudiée lors de simulations de l'évolution du signal physique et du signal de calibration dans la chaîne électronique du calorimètre (cf. figure 5.8) montrant qu'il est possible de choisir une forme du signal de calibration ayant une sensibilité similaire à ces paramètres (cf. table 5.1). La plus grande variation en amplitude des signaux physique et de calibration est due à la varation de l'impédance des préamplificateurs. La différence en amplitude entre le signal physique et de calibration est de moins de 1% lorsque la longueur du câble détecteur varie de 10%.

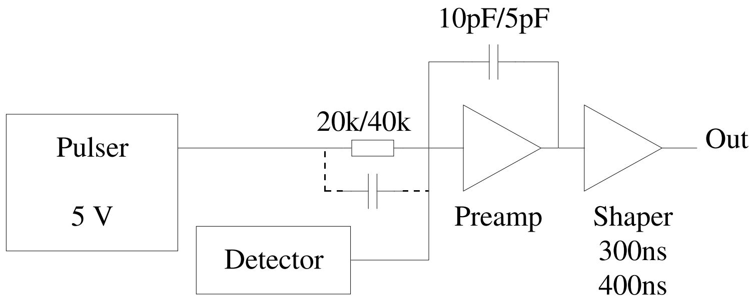

FIG. 5.8 – Schéma utilisé pour la simulation du signal physique et du signal de calibration dans la chaîne électronique du calorimètre.

Paramètre	Signal physique	Signal de calibration
Impédance du préamplificateur	+8.3 %	+8.7 %
Impédance du câble signal	+1.7 %	+1.2 %
Capacité d'une cellule du détecteur	−.03 %	−0.1 %
δt câble détecteur	+.02 %	−0.9 %

TAB. 5.1 – Résumé de l'effet d'une variation de 10% des paramètres électroniques sur le signal physique et le signal de calibration.

5.3 Installations et mesures des performances du système de calibration

Durant les deux années de conception et de mises au point du système de calibration électronique du calorimètre, de nombreux tests ont été effectués sur différents bancs de tests au LPNHE et sur le site de Fermilab (appelé "Test 5000" car il permet de tester une boîte entière de préamplificateurs, soit près de 5 000 canaux), avant l'installation finale du système de calibration dans l'électronique du calorimètre de DØ. Le tableau 5.2 reprend chronologiquement l'ensemble des tests effectués, de la conception à l'installation.

Période	Station de test	Modules testés / installés / type d'étude
Mars – Octobre 98	Paris/Orsay	Conception et réalisation des cartes pulseurs et des "fanouts" prototypes
Novembre 98	Test 5000	Premiers tests des cartes pulseurs prototypes
Février – Juin 99	Paris/Orsay	Finalisation de la conception des cartes pulseurs et des cartes "fanout"
Mai – Juillet 99	Paris	Mesures des 15 pulseurs sur le banc de test à Paris
Juillet 99	DØ	Installation des câbles de courants des calorimètres central et nord
Décembre 99	DØ	Installation des 12 cartes pulseurs
Janvier– Mai 00	Test 5000 / DØ	Tests du système de calibration dans la station Test 5000 et sur le détecteur
Juin 00	DØ	Installation d'un filtrage capacitif des alimentations des pulseurs Installation des alimentations Installation et câblage de la PIB
Octobre 00	DØ	Installation des câbles de courant du calorimètre sud
Décembre 00	DØ	Mesures de réflectométrie
Décembre 00 – Janvier 01	DØ	Mesures des formes d'ondes

TAB. 5.2 – Les différentes campagnes de tests et d'installation du système de calibration électronique du calorimètre.

5.4 Mesures sur le banc de test à Paris

Quinze pulseurs ont été produits. Douze d'entre eux sont nécessaires pour le calorimètre de DØ et un pour le détecteur inter-cryostat ICD [6]. Les 2 pulseurs restants ont été produits afin de pallier une éventuelle défaillance d'un des autres pulseurs.

Une bonne uniformité entre les douze pulseurs utilisés pour le calorimètre est souhaitée afin de ne pas avoir recours à des corrections logicielles additionnelles qui seraient alors à appliquer soit au niveau de l'amplitude des signaux de calibration (afin d'uniformiser les 12 pulseurs), soit au niveau des signaux mesurés en sortie de chaîne d'acquisition (ce qui pourrait introduire des biais). De même, une bonne linéarité est nécessaire.

Un banc de test a été développé au LPNHE au printemps 1999 afin de tester le bon fonctionnement des 15 pulseurs, la linéarité des 96 canaux de chaque pulseur et l'uniformité des pulseurs entre eux. Une vue schématique du banc de test est donnée dans la figure 5.9. Le système d'acquisition utilisé pour ce banc de test réside sur un P.C. Il pilote le pulseur par le bus-série et permet de modifier la hauteur du signal et les commandes de validation envoyées à une carte "fanout" prototype (représentant un tiers d'une carte "fanout" totale). A la sortie de la carte "fanout" les 96 signaux de calibration sont multiplexés par une carte développée à cet effet [7] avant d'être digitisés par un ADC contrôlé par le programme d'acquisition.

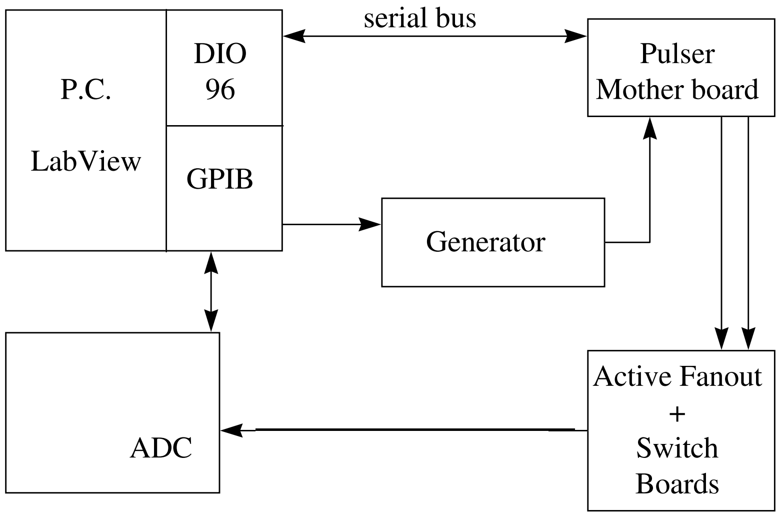

FIG. 5.9 – Banc de test des pulseurs développé à Paris.

La figure 5.10 représente les résultats des mesures des courants des pulseurs en fonction de la valeur de DAC fournie. Ces mesures ont été effectuées sur ce banc avec un ampèremètre de précision. La distribution des pentes des 96 canaux des 15 pulseurs

(1 440 canaux au total) est représentée dans la figure 5.10a. La valeur moyenne des pentes est de 8.25 10^{-7}A par unité de DAC (u.DAC). Le courant maximum délivré est d'environ 100 mA (la dynamique du DAC étant de 17 bits), ce qui est supérieur au courant nécessaire pour saturer les préamplificateurs (50 mA). La plage dynamique qui sera utilisée lors de la calibration dans des conditions physiques sera donc de 16 bits. On note dans la distribution de la figure 5.10a la présence d'un pic séparé du reste des canaux à une valeur moyenne de 8.28 10^{-7} A/u.DAC. Ce pic correspond aux 96 canaux d'un même pulseur, pour lequel des résistances de précision d'une série de production différente ont été utilisées, augmentant de façon uniforme les pentes de tous les canaux de ce pulseur. Ce pulseur ne sera pas utilisé pour l'un des 12 modules du calorimètre afin de ne pas dégrader l'uniformité des pulseurs, mais pourra être utilisé pour la calibration du détecteur inter-cryostat, puisque sa calibration est indépendante de celle du calorimètre. La dispersion de l'ensemble des pentes est inférieure à 0.2%.

La figure 5.10b représente la dispersion des pentes des canaux normalisées à la valeur moyenne des pentes de chaque pulseur, ce qui représente l'uniformité des 96 canaux de chaque pulseur. Dans ce cas, l'uniformité est meilleure que 0.1%. La figure 5.10c représente la dispersion des pentes des canaux normalisées à une valeur globale correspondant à la valeur moyenne des 1440 canaux, représentant ainsi l'uniformité des pulseurs entre eux. Dans ce cas, l'uniformité est meilleure que 0.2%. On note ici aussi le pic correspondant aux canaux du pulseur qui sera utilisé pour l'ICD.

5.5 Mesures sur le banc de test à Fermilab

Avant d'être installés dans l'électronique finale du calorimètre, les pulseurs ont été testés à Fermilab dans un banc de test (Test 5000). Une vue schématique du Test 5000 est donnée dans la figure 5.11. Ce banc de test a aussi été utilisé pour tester l'électronique du calorimètre de façon générale lors des différentes étapes de son développement, à savoir les nouveaux préamplificateurs, leurs alimentations, les nouveaux soustracteurs de ligne de base. Il est également utilisé pour tester la stabilité de l'électronique sur une grande échelle de temps ("burn-in") et étudier les taux de défaillance prématurés, ainsi que pour tester la synchronisation des systèmes de temporisation avec les systèmes de digitisation.

Dans le banc de Test 5000 la chaîne électronique est assemblée de façon identique à celle utilisée pour le détecteur. Le système de calibration a été inséré dans cette chaîne. Les cellules du calorimètre sont simulées par des capacités adaptées et protégées par un blindage électromagnétique.

Le système d'acquisition utilisé pour ce banc de test consiste en un ordinateur personnel connecté aux ADC. Le programme d'acquisition utilisé, appelé B3Run, permet de configurer le banc de test, de lire et de contrôler en ligne les données, ainsi que de sauvegarder les événements pour les étudier ultérieurement. Nous avons modifié ce

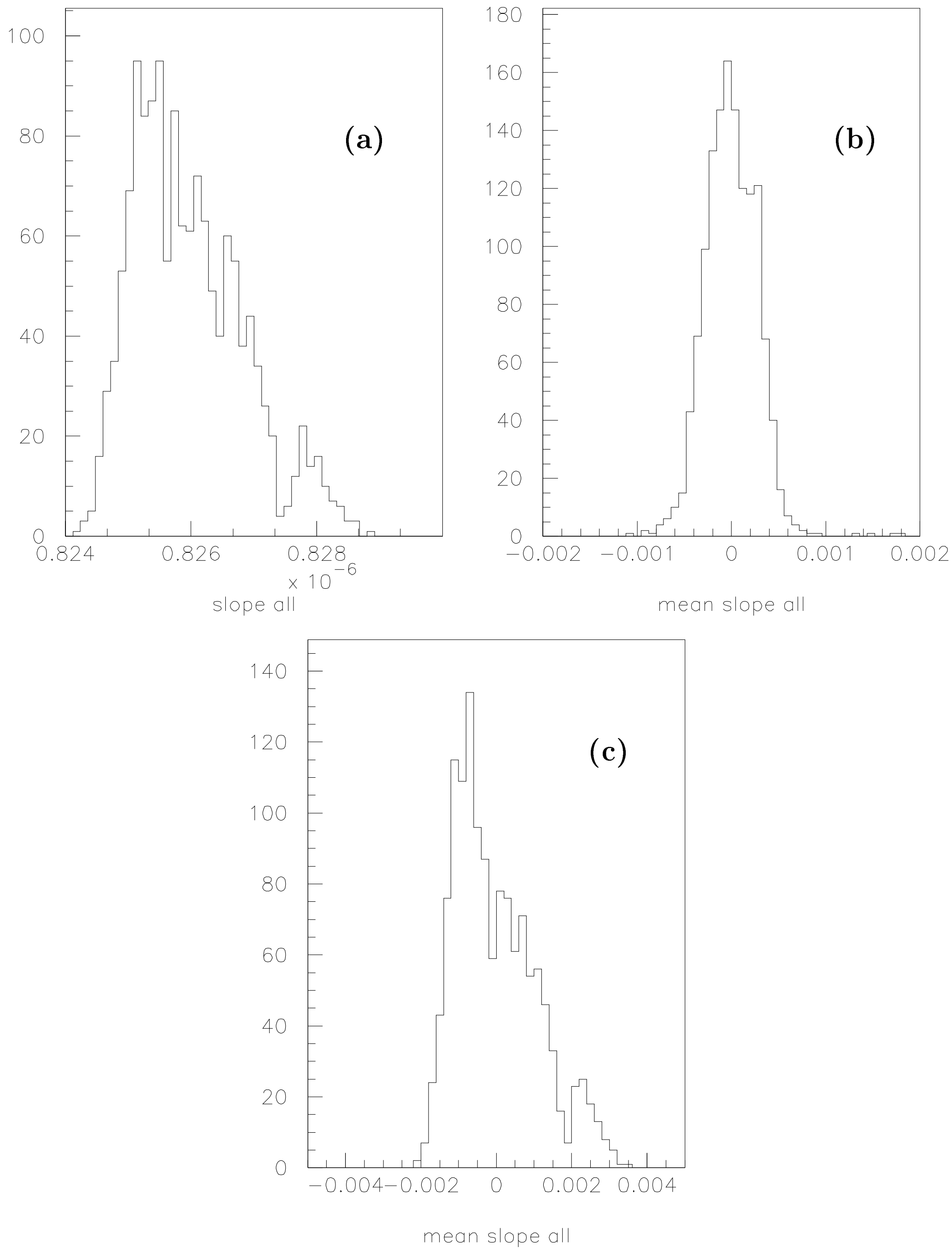

FIG. 5.10 – Mesures de l'uniformité des courants continus délivrés par les pulseurs sur le banc de test à Paris.

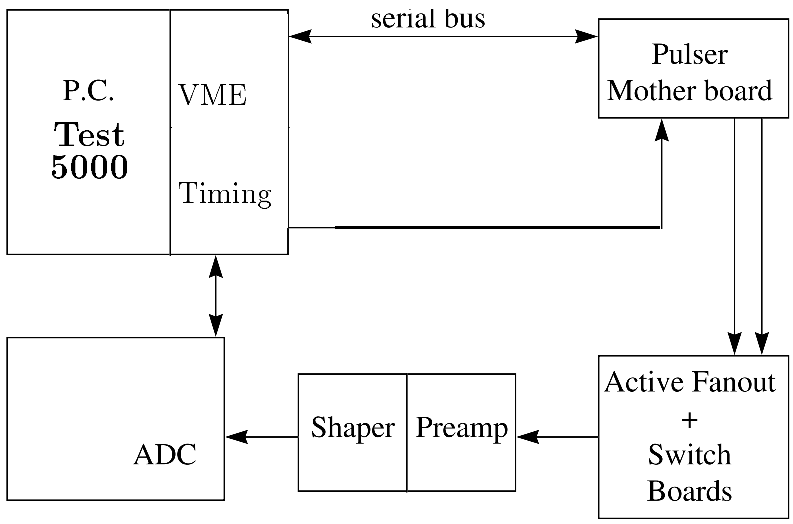

FIG. 5.11 – Banc de test (Test 5000) à DØ représentant un douzième de l'électronique du calorimètre.

programme afin de pouvoir configurer les pulseurs Run II, à savoir :
- la hauteur du signal (valeur DAC),
- les validations pour chaque canal des pulseurs,
- les commandes pour chaque groupe de 16 canaux,
- les retards des signaux.

De plus, nous avons implémenté un certain nombre d'automatisations afin de pouvoir effectuer des prises de données en faisant varier de façon automatique la hauteur du signal et les retards des signaux.

5.5.1 Mesures du bruit du système de calibration

Avant de déterminer les performances du système de calibration dans l'ensemble du système électronique du calorimètre, des mesures du bruit ajouté par le système de calibration dans l'électronique ont été effectuées. L'idée est d'étudier la variation de la hauteur et de la largeur des piédestaux des canaux du calorimètre dans différents modes de fonctionnement des pulseurs : pulseurs non alimentés, pulseurs alimentés mais sans injecter de courant, pulseurs fonctionnant mais avec les courants bloqués au niveau des "fanouts" (le courant est bloqué avant les préamplificateurs). Plusieurs acquisitions de données ont été effectuées, en faisant varier la valeur du DAC par pas de 1 000 unités sur environ la moitié de la gamme dynamique (au maximum 75 000 unités de DAC) et en forçant le gain des préamplificateurs à 1. Pour chaque valeur de DAC, 100 mesures des valeurs des piédestaux ont été effectuées.

La figure 5.12 représente les mesures des largeurs des piédestaux (en coups ADC) pour 3 canaux dans le cas où les pulseurs injectent des courants dans les "fanouts". On note une augmentation de la largeur des piédestaux d'environ 35 coups ADC, ce qui semble signifier que les pulseurs injectent du bruit dans l'électronique du calorimètre. A petites valeurs de DAC (jusqu'à 10 000), le bruit augmente jusqu'à environ 50 coups ADC puis présente un plateau à environ 35 coups ADC indépendant de la hauteur du signal. On note ensuite une légère décroissance du bruit pour les grandes valeurs de DAC (au-delà de 50 000). Cette augmentation du bruit n'est pas rédhibitoire pendant les prises de données physiques car les pulseurs ne seront pas utilisés et n'injecteront pas de courant dans ce cas. Par contre, ils nécessiteront lors des procédures de calibration d'accumuler un grand nombre de points mesurés pour chaque valeur utilisée de hauteur de signal afin de réduire statistiquement l'erreur due au bruit des pulseurs.

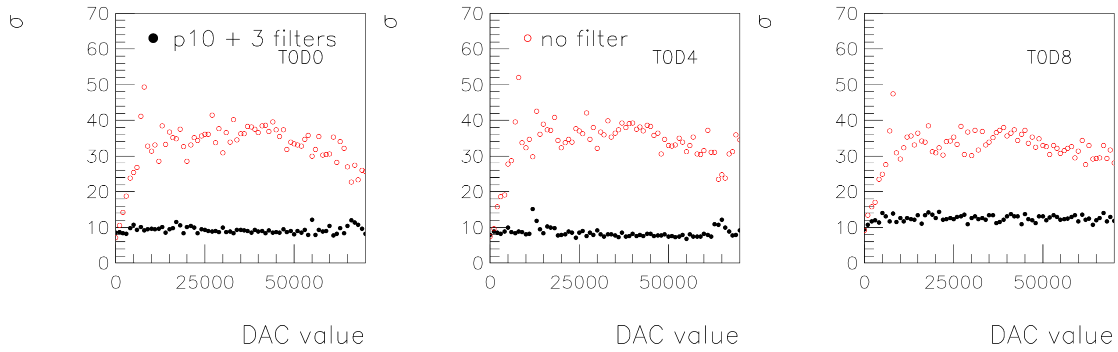

Fig. 5.12 – Largeurs des piédestaux en coups ADC pour 3 canaux de lecture lorsque les pulseurs injectent des courants avant (points ouverts) et après (point fermés) filtrage capacitif des alimentations des pulseurs.

Optimisation du bruit du système de calibration

Plusieurs études ont été effectuées afin de comprendre l'origine du bruit rajouté par le système de calibration. Il s'est avéré que le bruit était dû à un problème de stabilité à haute fréquence des alimentations des pulseurs, provoquant une instabilité du courant engendré par les pulseurs. Ce problème a été résolu par l'ajout d'un filtrage capacitif sur l'arrivée des alimentations. L'effet de ce filtrage est représenté sur la figure 5.12 où les points fermés représentent les largeurs des piédestaux mesurés dans les mêmes conditions que précédemment. Le bruit présente un plateau indépendant de la hauteur du signal y compris à très faible et très grande hauteur du signal, ce qui n'était pas le cas avant filtrage. La largeur des piédestaux est d'environ 10 coups ADC, soit 4 fois moins qu'avant filtrage, et correspond à la largeur des piédestaux lorsque les pulseurs ne sont pas alimentés, signifiant que le système de calibration n'injecte plus de bruit significatif dans le reste de la chaîne électronique du calorimètre.

5.5.2 Linéarité

La linéarité des pulseurs en fonction de la hauteur du signal (DAC) a été mesurée en faisant varier la valeur du DAC par pas de 1 000 unités sur l'ensemble de la gamme dynamique et en forçant le gain des préamplificateurs à 1. Pour chaque valeur de DAC 100 mesures ont été effectuées. La figure 5.13a représente la variation de la hauteur du signal lu (en coups ADC) en fonction de la valeur du DAC pour un canal électromagnétique. La pleine échelle est obtenue à environ 85 000 unités de DAC (correspondant à un courant délivré d'environ 70 mA) lors de la saturation des préamplificateurs. En dessous de 85 000 unités de DAC, le comportement est linéaire sauf à 70 000 unités de DAC où on note un décrochage. Ce comportement n'est pas dû au système de calibration mais au système de lecture présentant une instabilité à environ 25 000 coups ADC. La figure 5.13b représente l'erreur en coups ADC sur la mesure de chaque point en fonction de la valeur DAC. L'erreur est constante à environ 10 coups ADC jusqu'à la zone de saturation des préamplificateurs (à environ 85 000 unités de DAC) où elle augmente brutalement à environ 25 coups ADC.

Afin de déterminer la linéarité, un ajustement linéaire est effectué entre 5 000 et 60 000 unités de DAC. L'écart à la linéarité est défini comme

$$\frac{ADC_{ajust\acute{e}} - ADC_{mesur\acute{e}}}{ADC_{maximum}} \tag{5.1}$$

où $ADC_{ajust\acute{e}}$ et $ADC_{mesur\acute{e}}$ représentent les valeurs ajustées et mesurées pour une valeur de DAC donnée, et $ADC_{maximum}$ correspond à la plus grande valeur ADC lue, obtenue à saturation (en l'occurence 32 768, correspondant à la dynamique de 15 bits des ADC).

Cet écart est représenté dans la figure 5.13c pour le même canal que précédemment. L'écart à la linéarité en utilisant cette définition est inférieur à 0.25% pour la région DAC utilisée lors de l'ajustement. Au-delà, le décrochage à $\sim$ 70 000 unités de DAC est visible par un écart à la linéarité de 0.8%. L'écart à la linéarité à petite valeur de DAC est inférieur à 1%. L'origine de cet écart à grande valeur de DAC n'est pas totalement identifiée mais il y a de fortes indications qu'il soit lié à un défaut dans les prototypes de cartes BLS.

L'influence du choix du gain des préamplificateurs (gain 1 ou gain 8) sur la linéarité a été étudiée. La figure 5.14a compare la variation de la hauteur du signal lue (en coups ADC) en fonction de la valeur du DAC pour ces deux valeurs de gain. La gamme dynamique du gain 8 correspond à des valeurs DAC inférieures à 10 000. La figure 5.14b représente l'écart à la linéarité dans le cas du gain 8 pour un ajustement linéaire entre 300 et 8 000 unités de DAC. Dans cette zone, l'utilisation du gain 8 permet d'obtenir un écart à la linéarité inférieur à 0.1%, plus faible qu'en gain 1. Au-delà de la zone considérée lors de l'ajustement (entre 8 000 et 12 000 unités de DAC), on note une augmentation de la non-linéarité jusqu'à 0.3% en s'approchant de la zone de saturation pour des valeurs ADC de 30 000. Cet effet sera partiellement compensé par l'ajustement du seuil de basculement entre le gain 8 et le gain 1.

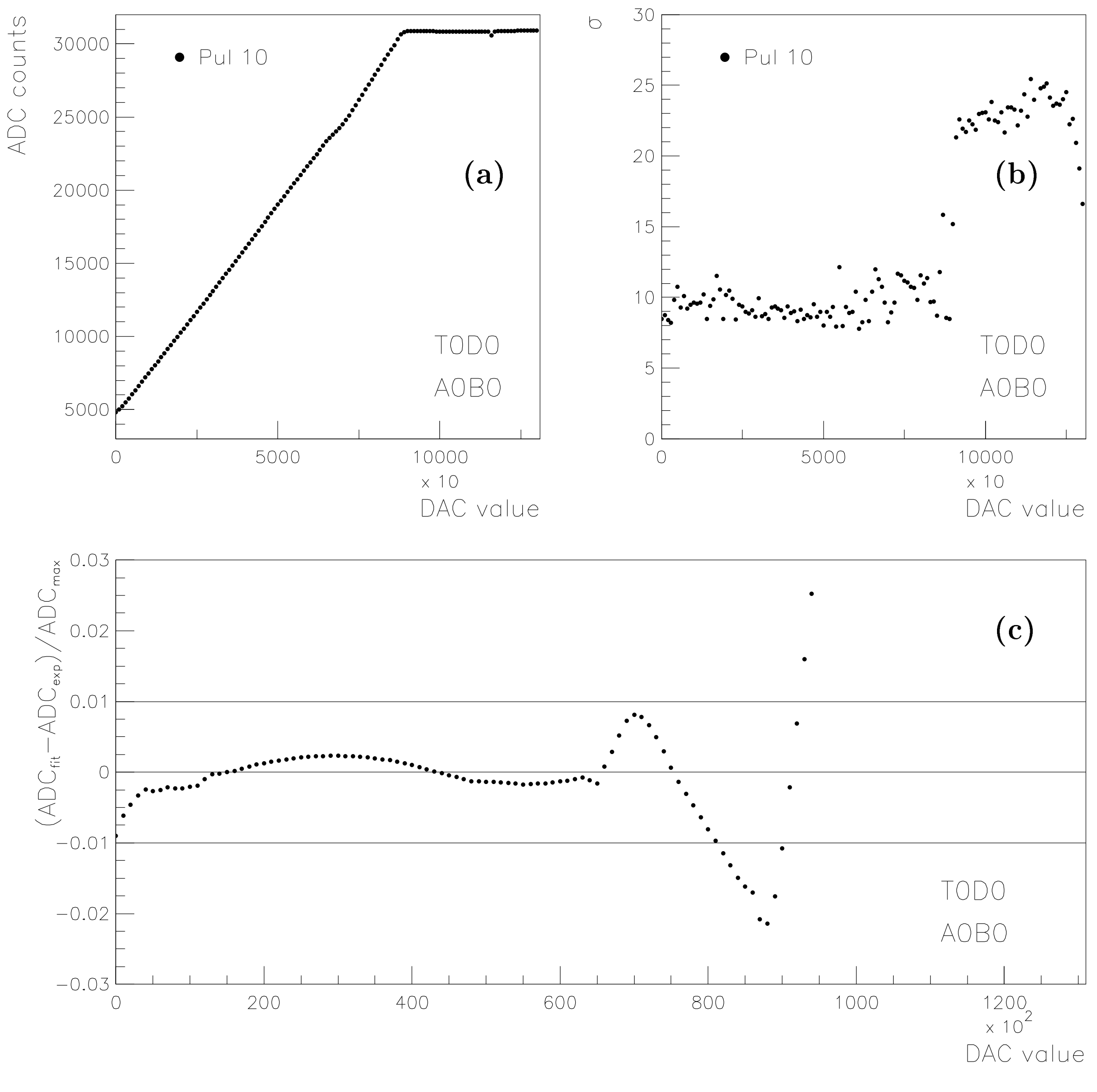

FIG. 5.13 – Mesures après filtrage capacitif des alimentations des pulseurs. (a) Variation de la hauteur du signal (en coups ADC) en fonction de la valeur du DAC pour un canal électromagnétique. (b) Largeur du signal en fonction de la valeur du DAC. (c) Ecart à la linéarité.

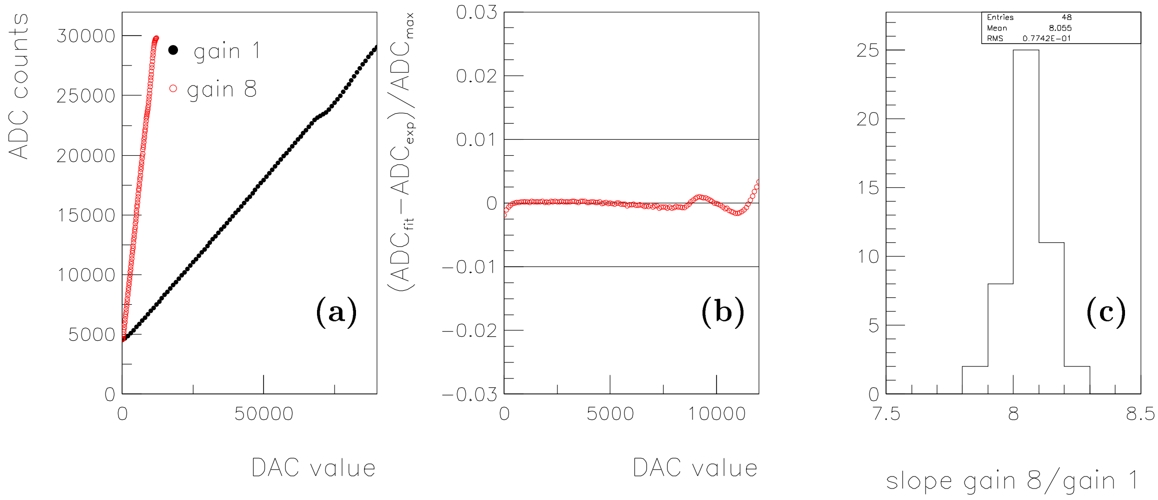

FIG. 5.14 – Comparaisons des linéarités pour les 2 valeurs de gain des préamplificateurs (gain 1 et gain 8). (a) Variations des hauteurs des signaux (en coups ADC) en fonction de la valeur du DAC pour un canal électromagnétique. (b) Ecart à la linéarité dans le cas du gain 8. (c) Distribution du rapport mesuré entre les gains 8 et 1 pour 48 canaux correspondant à une carte de 48 préamplificateurs.

La figure 5.14c représente la distribution du rapport mesuré entre les gains 8 et 1, correspondant au rapport des pentes obtenues lors des ajustements linéaires, et ceci pour 48 canaux correspondant à une carte de 48 préamplificateurs. Pour cette carte de préamplificateurs, la valeur moyenne des rapports des gains est de 8.06 avec une dispersion de 1%. L'un des objectifs de la calibration électronique est de pouvoir corriger une éventuelle non-uniformité des gains des préamplificateurs, ce qui sera possible grâce à la précision élevée du système de calibration de 0.1%.

5.5.3 Uniformité

L'uniformité des différents pulseurs a été mesurée lors de plusieurs campagnes, et les mesures finales ont été effectuées à l'été 2000, avant l'installation finale des pulseurs dans le détecteur. Lors de cette dernière prise de données, l'uniformité des 1440 canaux des 15 pulseurs qui ont été installés dans l'électronique du calorimètre a été déterminée grâce au banc de Test 5000.

La figure 5.15 représente la dispersion des pentes des canaux normalisées à la valeur moyenne des pentes de chaque pulseur. Pour chaque pulseur, 12 des 96 canaux sont mesurés par un même canal de lecture du calorimètre afin de s'affranchir de la non-uniformité des canaux de lecture. L'uniformité de l'ensemble pulseurs et "fanouts" dans la chaîne de lecture complète est meilleure que 0.4%. Cette valeur est à comparer à la valeur de 0.1% mesurée avec le banc de test à Paris qui avait été obtenue avec les

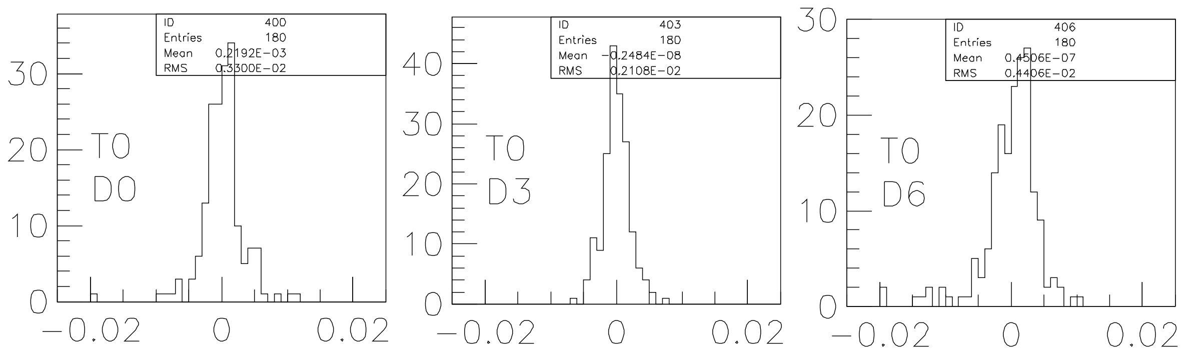

FIG. 5.15 – Mesures de l'uniformité des pentes de l'ensemble des canaux des 15 pulseurs sur le banc de Test 5000.

pulseurs seuls (sans "fanouts") en mesurant directement les courants délivrés.

5.5.4 Calibration en temps

Plusieurs paramètres temporels interviennent dans l'électronique du calorimètre. Le paramètre temporel principal pour la synchronisation des différents systèmes de l'électronique du calorimètre est le délai t_{sync} entre l'échantillonnage du signal venant du détecteur par rapport au signal de déclenchement de la carte T&C, envoyé aux pulseurs. Pour la calibration électronique, il est indispensable de connaître cette information afin de savoir à quel moment envoyer les impulsions de calibration afin qu'elles soient échantillonnées à leur maximum. Le délai t_{sync} est contrôlé par la carte T&C de synchronisation temporelle du calorimètre. Ce délai peut être ajusté de façon logicielle par pas de 132 ns. Un ajustement fin de ce délai peut être effectué en retardant le signal grâce à des câbles.

La figure 5.16 donne une représentation schématique de l'influence de t_{sync}. Les possibilités d'échantillonnage sont représentées par des flèches pour différents pas de 0, ± 3 et $+6$ pas de 132 ns. Les impulsions de calibration représentées atteignent leur maximum (après mise en forme) après un temps de montée de 400 ns. Afin que les impulsions soient échantillonnées à leur maximum pour mesurer correctement leur amplitude, les impulsions doivent être retardées. Ceci est possible grâce au retard fin de 2 ns (avec une dynamique 8 bits de 512 ns) généré par les lignes à retard des pulseurs.

Reconstruction temporelle des signaux de calibration

La variation des retards des pulseurs permet aussi de reconstruire la forme des impulsions de calibration après mise en forme par pas de 2 ns en utilisant l'électronique d'acquisition du calorimètre. La figure 5.17 représente la forme des signaux mesurés pour un canal électromagnétique (a) et hadronique (b) du calorimètre. Les signaux ont été

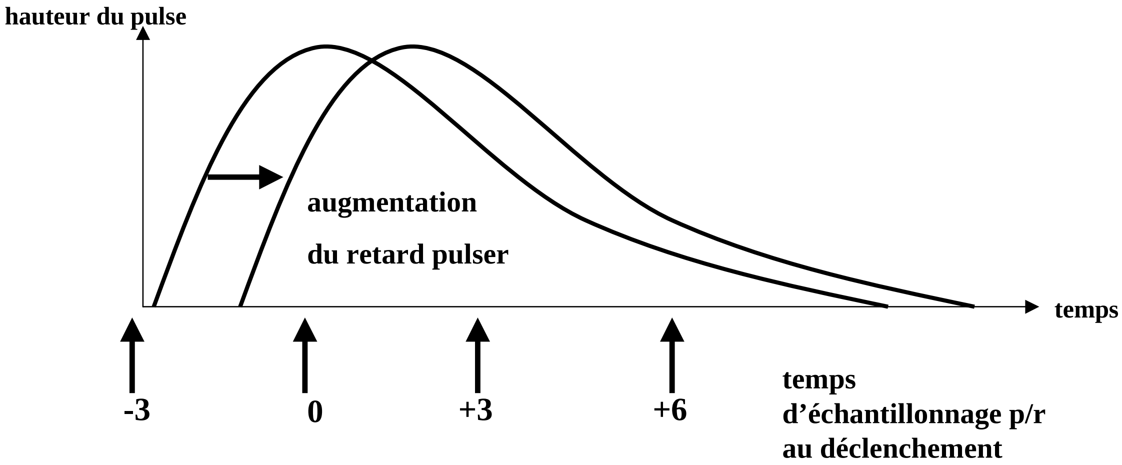

FIG. 5.16 – Représentation schématique de l'influence de l'intervalle en temps t_{sync} entre l'échantillonnage et le déclenchement de la carte "Timing and Control". Les valeurs -3, 0, $+3$ et $+6$ correspondent à des multiples du temps de croisement de 132 ns.

reconstruits en effectuant deux mesures, l'une avec un temps d'échantillonnage t_{sync} de 396 ns, et la seconde avec un temps d'échantillonnage de 792 ns, tout en faisant varier les retards des pulseurs sur l'ensemble de la gamme dynamique de 512 ns. Ceci permet de reconstruire la forme des signaux sur une échelle de temps égale à deux fois 396 ns, soit environ 800 ns. Les impulsions de calibration étant *retardées*, le sens de l'écoulement du temps est inversé sur la figure 5.17, la montée du signal débute à droite de la figure à $\sim$ 700 ns et le maximum du signal est atteint à gauche de la figure à $\sim$ 300 ns. Le maximum du signal n'est pas très prononcé et est atteint pour des temps différents pour les canaux électromagnétiques et hadroniques, à $\sim$ 390 ns pour le canal électromagnétique et $\sim$ 375 ns pour le canal hadronique.

La forme des signaux reconstruits varie fortement avec la valeur de la capacité détecteur équivalente à chaque cellule du calorimètre, ce qui se traduit par un comportement différent pour les canaux électromagnétiques (capacité $\sim$ 0.4 nF) et hadroniques (capacité $\sim$ 4 nF). Cette variation est due à la reflexion du signal de calibration par le détecteur qui dépend de cette capacité. Le signal après mise en forme sera donc une superposition du signal de calibration en temps et du signal de calibration réfléchi. Pour les canaux électromagnétiques, cet effet est faible (cf. figure 5.17c) mais il est bien visible dans le cas des canaux hadroniques à grande capacité (cf. figure 5.17d) où la réflexion apparaît à 600 ns.

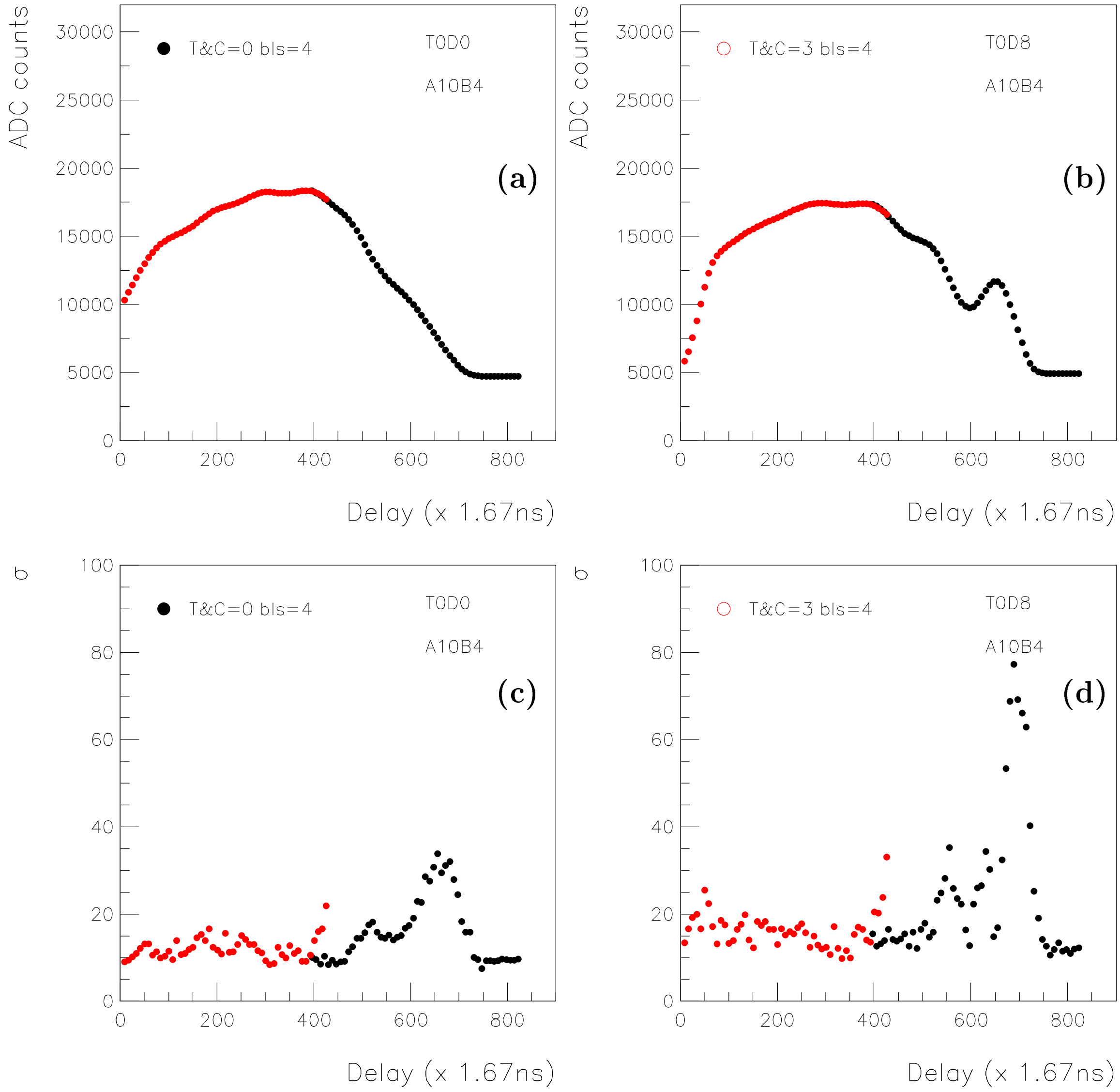

FIG. 5.17 – Formes des signaux mesurés pour deux canaux électromagnétique (a) et hadronique (b) du calorimètre et largeurs correspondantes (c,d).

Calibration des lignes à retard

La calibration des lignes à retard des pulseurs a été effectuée en déterminant la valeur du pas qui est donnée nominalement à 2 ns en utilisant des délais t_{sync} du calorimètre de 396 ns et 792 ns et en ajustant l'unité du retard jusqu'à ce que les deux courbes se superposent. La valeur moyenne du pas de retard a été mesurée à 1.67 ns.

Effet de la soustraction de ligne de base

L'amplitude mesurée des signaux après mise en forme est la différence entre l'amplitude maximale mesurée et la ligne de base du signal déterminée à l'instant t_{zero} après le maximum. La valeur de t_{zero} est un multiple de 132 ns, et doit être choisie suffisamment grande sous peine d'échantillonner la ligne de base pendant la montée du signal. Les figures 5.17c,d représentent les largeurs des signaux (en coups ADC) correspondant aux figures 5.17a,b pour un choix $t_{zero} = 528$ ns en fonction de la valeur des retards des pulseurs. Ceci explique la descente rapide du signal à partir de ~ 100 ns. Il en résulte que pour les mesures de calibration la soustraction de la ligne de base sera effectuée à 5 fois la valeur du temps entre deux croisements (5×132 ns) au lieu de 3×132 ns nominalement.

Conclusions pour la détermination des stratégies de calibration

Ces études ont permis de mettre en évidence l'influence des différents paramètres temporels intervenant dans l'électronique du calorimètre, et plus particulièrement les temps choisis pour l'échantillonnage maximal du signal et la détermination de la ligne de base du signal. Par la suite il s'agira de déterminer les temps d'échantillonnage maximal de toutes les voies du calorimètre, qui seront stockés dans une base de données. La stabilité de ces valeurs en fonction de la hauteur des signaux de calibration devra également être étudiée et éventuellement corrigée. Cependant les prises de données de calibration ont une contrainte de rapidité (elles devront pouvoir s'effectuer en environ 30 minutes) et une optimisation de la calibration canal par canal est impossible. Par contre il sera possible de choisir des valeurs temporelles en fonction des valeurs des capacités des cellules du détecteur ce qui correspondrait à une différentiation entre les canaux électromagnétiques et hadroniques. Ceci nécessiterait d'effectuer des prises de données de calibration en utilisant différentes valeurs de retard des signaux de calibration. Une autre possibilité serait de déterminer une fonction de correction des amplitudes mesurées en fonction du type de canal électromagnétique ou hadronique.

5.5.5 Diaphonie

Les mesures de diaphonie sont effectuées en envoyant un signal de calibration sur un canal en faisant varier sa hauteur sur l'ensemble de la gamme dynamique, afin d'étudier la présence de signal dans les canaux voisins. Ces mesures ont été effectuées en faisant varier la valeur du DAC par pas de 500 unités en forçant le gain des préamplificateurs à la valeur unité.

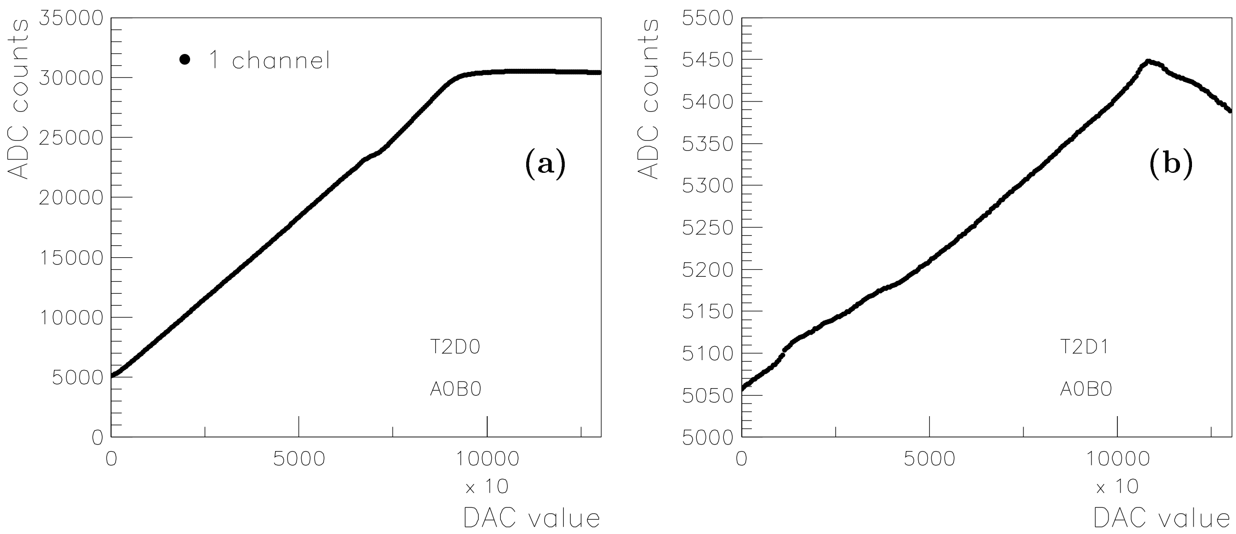

FIG. 5.18 – Hauteur du signal en fonction de la valeur de DAC pour un canal du calorimètre recevant le signal de calibration (a) et mesure de la diaphonie pour le canal immédiatement voisin longitudinalement dans la même tour et situé sur la même carte de préamplificateurs.

La figure 5.18 représente le signal observé en fonction de la valeur de DAC pour un canal du calorimètre recevant le signal de calibration (a) et pour le canal immédiatement voisin longitudinalement dans la même tour et situé sur la même carte de préamplificateurs. Pour le canal calibré, la hauteur du signal mesuré varie entre 5 000 [1] (correspondant à la valeur de son piédestal) et 32 000 coups ADC (à saturation). On observe pour le canal voisin une augmentation du signal mesuré, signant la présence de diaphonie. Cette augmentation est linéaire en fonction de la valeur du DAC et atteint un maximum de 400 coups ADC, soit 1.5% de la valeur ADC du canal pulsé, après soustraction des piédestaux.

La figure 5.19 représente la mesure de la diaphonie pour l'ensemble des 12 canaux d'une tour du calorimètre. Un même signal de calibration (correspondant à un canal pul-

[1] La valeur élevée du piédestal par rapport à la gamme dynamique disponible a été choisie afin de pouvoir détecter d'éventuels problèmes de soustraction de ligne de base.

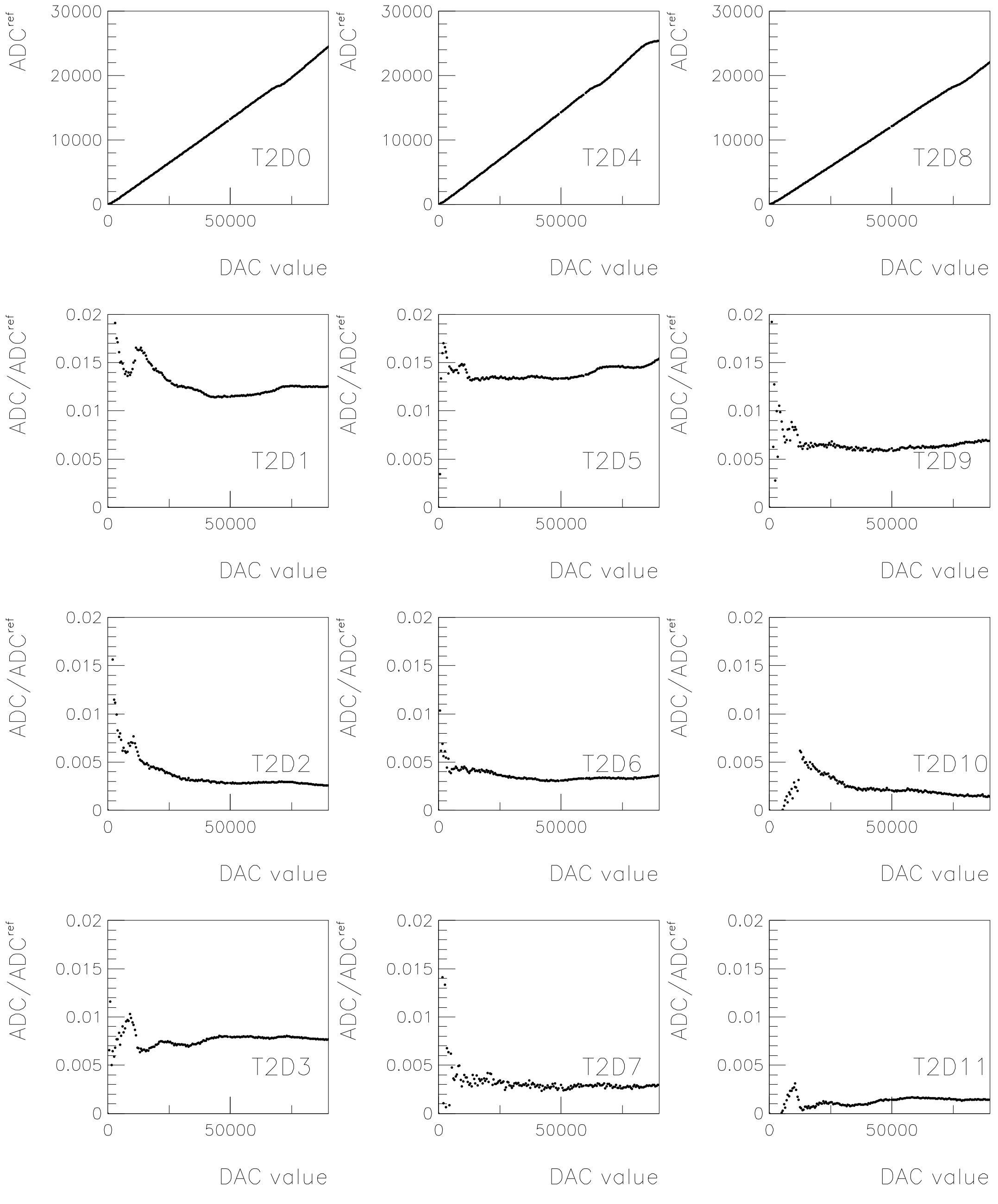

FIG. 5.19 – Hauteur du signal en fonction de la valeur de DAC pour les canaux T2D0, T2D4 et T2D8. Mesures de diaphonie pour les 9 autres canaux de la même tour du calorimètre en pourcentage du signal injecté dans les trois canaux ci-dessus. Les indices des figures T2D0 à T2D11 désignent la position longitudinale des canaux dans la tour 2.

seur et un “switch” de “fanout”) est envoyé sur 3 des canaux de cette tour, correspondant aux positions notées D0, D4 et D8. La valeur de diaphonie est maximale pour les canaux voisins immédiatement supérieurs longitudinalement aux canaux calibrés (1.5%), et elle diminue pour les canaux plus éloignés des canaux calibrés (au maximum 0.75%). Le signal de calibration est aussi envoyé sur 3 canaux d'une deuxième tour de la carte de préamplificateurs où des résultats similaires sont obtenus. En ce qui concerne les 2 tours de 12 canaux qui ne sont pas calibrées, la diaphonie mesurée est proportionnelle là aussi à la valeur de DAC mais elle est très faible en amplitude, au maximum de 15 coups ADC, soit 0.05% du signal injecté dans les tours voisines.

La provenance de cette diaphonie a été déterminée et a deux origines : d'une part les couplages au niveau des connecteurs de sortie des cartes de préamplification (deux signaux provenant de deux canaux adjacents sortent sur deux pattes consécutives des connecteurs) ; d'autre part elle provient des couplages entre les câbles transportant le signal entre les boîtes de préamplification et le système de soustraction de ligne de base (câbles torsadés non-blindés). Aussi cette diaphonie affectera de façon identique le signal physique et le signal de calibration.

D'autres mesures seront nécessaires afin d'étudier la variation de la diaphonie sur un plus grand nombre de canaux, ainsi que sa variation en fonction des types de canaux électromagnétiques et hadroniques du calorimètre, et enfin sa variation en fonction du nombre de canaux des pulseurs envoyant des courants de calibration.

5.6 Mesures *in situ* auprès du calorimètre

Afin de préparer la qualification du calorimètre, des mesures *in situ* du système de calibration ont été effectuées directement auprès du calorimètre en février 2000 et de décembre 2000 à janvier 2001. A cette époque seule une partie des nouveaux préamplificateurs dans la configuration du Run II étaient installés, le reste de l'électronique de lecture (circuits de mise en forme et de soustraction de la ligne de base du signal) correspondait à la configuration du Run I. De plus le développement du système d'acquisition du calorimètre à ces périodes ne permettait pas son utilisation de façon intensive. Aussi un système de mesures a été developpé afin de s'affranchir du système d'acquisition.

La figure 5.20 donne une vue schématique de la configuration utilisée. Une carte développée à cet effet (“waveform scanner”) prend la place d'une carte de préamplification et permet de mesurer simultanément 8 signaux de calibration à l'entrée des préamplificateurs sans être affectée par les reflexions dues au détecteur. Les formes d'ondes sont mesurées par un oscilloscope et transférées par un P.C. contrôlant l'acquisition. Elles sont analysées en terme d'amplitude du signal, de temps de montée et de descente du signal, de temps de pic du signal et de la charge collectée (intégrale du signal).

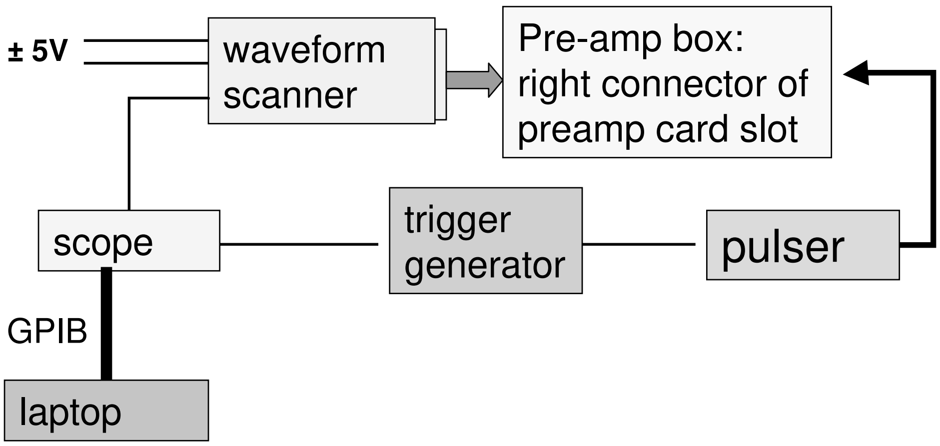

FIG. 5.20 – Vue schématique de la configuration utilisée pour la mesure des formes d'ondes auprès du calorimètre.

Ce système de mesure a tout d'abord été utilisé afin de détecter les canaux ne fonctionnant pas correctement à cause de mauvaises connexions au niveau des boîtes de préamplification (câbles courts entre les cartes "switch" générant les impulsions de calibration et les cartes de préamplification, mauvaise connexion des cartes "switch" sur les "fanout") et afin de vérifier le câblage des pulseurs (câbles de courants et de commandes entre les pulseurs situés sous le calorimètre et les boîtes de préamplification situées au-dessus du calorimètre).

Les mesures *in situ* ont été effectuées sans préamplificateurs installés. La figure 5.21a représente les amplitudes (en Volt) des signaux mesurés en sortie des 8 cartes "switch" en fonction du numéro de canal de lecture de la carte "waveform scanner" pour une hauteur de signal de 30 000 unités DAC. La figure 5.21b représente les mêmes mesures en fonction de la position du "switch" mesuré. Les mesures ont été effectuées en plaçant la carte "waveform scanner" sur 4 positions consécutives de cartes de préamplification sur une même boîte de préamplificateurs (correspondant aux 4 labels "slot" sur la figure). Ceci permet d'étudier des effets systématiques, car la connectique du fond de panier des boîtes de préamplificateurs envoie le signal d'un seul "switch" sur des canaux différents de la carte testée lorsque l'on change sa position. La figure 5.21 montre que les différences des mesures sont corrélées au canal de la carte test et non pas au "switch". Ceci est dû principalement aux capacités parasites utilisées sur chaque canal de la carte pour mesurer les préamplificateurs.

En supposant la non-uniformité des amplitudes due uniquement à la carte-test, une fonction de correction a été déterminée en normalisant les amplitudes à la valeur moyenne des amplitudes de chaque canal.

L'uniformité des 1152 canaux des 12 pulseurs installés dans l'électronique du calorimètre a ensuite été déterminée en utilisant ce système de mesures. La figure 5.22

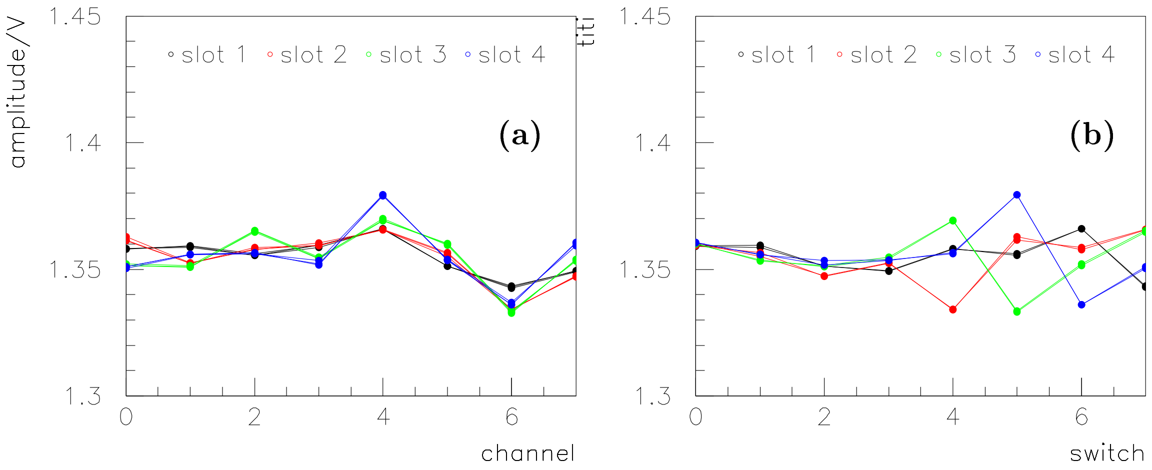

FIG. 5.21 – Amplitudes en volts des signaux mesurés en sortie des 8 cartes "switch" pour une hauteur de signal de 30 000 unités DAC en fonction du numéro de canal de lecture de la carte "waveform scanner" (a) et en fonction de la position du "switch" mesuré (b).

représente la distribution des amplitudes de ces 1152 canaux après correction de l'effet de la carte-test. La non-uniformité est inférieure à 0.8%, à comparer à la non-uniformité de 2% mesurée avant application de cette correction. Cette valeur de 0.8% est aussi à comparer à la valeur de 0.4% obtenue dans le Test 5000.

Par la suite l'effet résiduel des capacités parasites des pistes en fond de panier des boîtes de préamplification pourra être déterminé et corrigé en appliquant des facteurs de correction directement sur les constantes de calibration.

5.7 Système de calibration et système d'acquisition

5.7.1 La carte PIB

Nous avons développé au laboratoire une carte interface entre les pulseurs et le système d'acquisition de DØ ("Pulser Interface Board"). Elle a pour objectif de diminuer le temps passé par le système d'acquisition pour programmer les pulseurs et d'automatiser certaines opérations de calibration.

La figure 5.23 représente une photographie et une vue schématique du fonctionnement de la carte PIB.

La carte PIB permet de

- minimiser le nombre de transferts entre le système d'acquisition et le système de calibration du calorimètre,

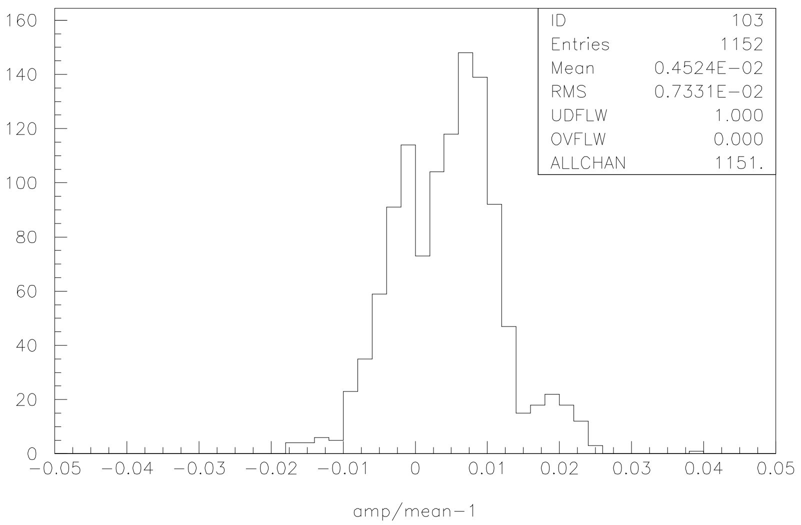

Fig. 5.22 – Mesures de l'uniformité des pentes de l'ensemble des 1152 canaux des 12 pulseurs et “fanouts” installés dans l'électronique finale du calorimètre après correction de l'effet de la carte “waveform scanner”.

- effectuer des rampes automatisées sur les valeurs de DAC et des retards sans intervention du système d'acquisition, en comptant le nombre d'événements acceptés par le système de déclenchement de niveau 3,
- fournir au système de déclenchement de niveau 3 l'état de la carte PIB et la configuration exacte des pulseurs.

La carte PIB est basée sur une carte CPU commerciale (FIC 8320, processeur Motorola 68020) ayant une entrée VME et générant en sortie le protocole-série nécessaire à la communication avec les pulseurs. Le système d'acquisition ne fait plus que modifier l'état de la carte PIB et ainsi ne peut pas modifier directement la configuration des pulseurs.

Le volume d'information nécessaire pour programmer un pulseur est de 168 bits, comprenant 18 bits de DAC, 6 bits de commandes pour les “fanouts”, 96 bits de validation des canaux de chaque pulseur et 48 bits pour les 6 lignes à retard de 8 bits, soit un total de 2016 bits pour programmer les 12 pulseurs du calorimètre. Sans l'utilisation de la carte PIB, le système d'acquisition de DØ aurait dû envoyer ces 2016 bits en 2016 commandes VME 32 bits contenant chacune 1 bit d'information utile. Le temps nécessaire pour l'accomplissement d'une requête VME à DØ étant d'environ 1 ms, le temps nécessaire pour programmer entièrement les pulseurs aurait été d'environ 2 secondes (la séquentialité des commandes étant nécessaire) ce qui est rédhibitoire et occupe de façon inutile la bande passante du système d'acquisition. De plus, la nécessité de modifier la configuration des pulseurs lors d'études de linéarité ou de calibration en temps des canaux augmente également le temps d'occupation.

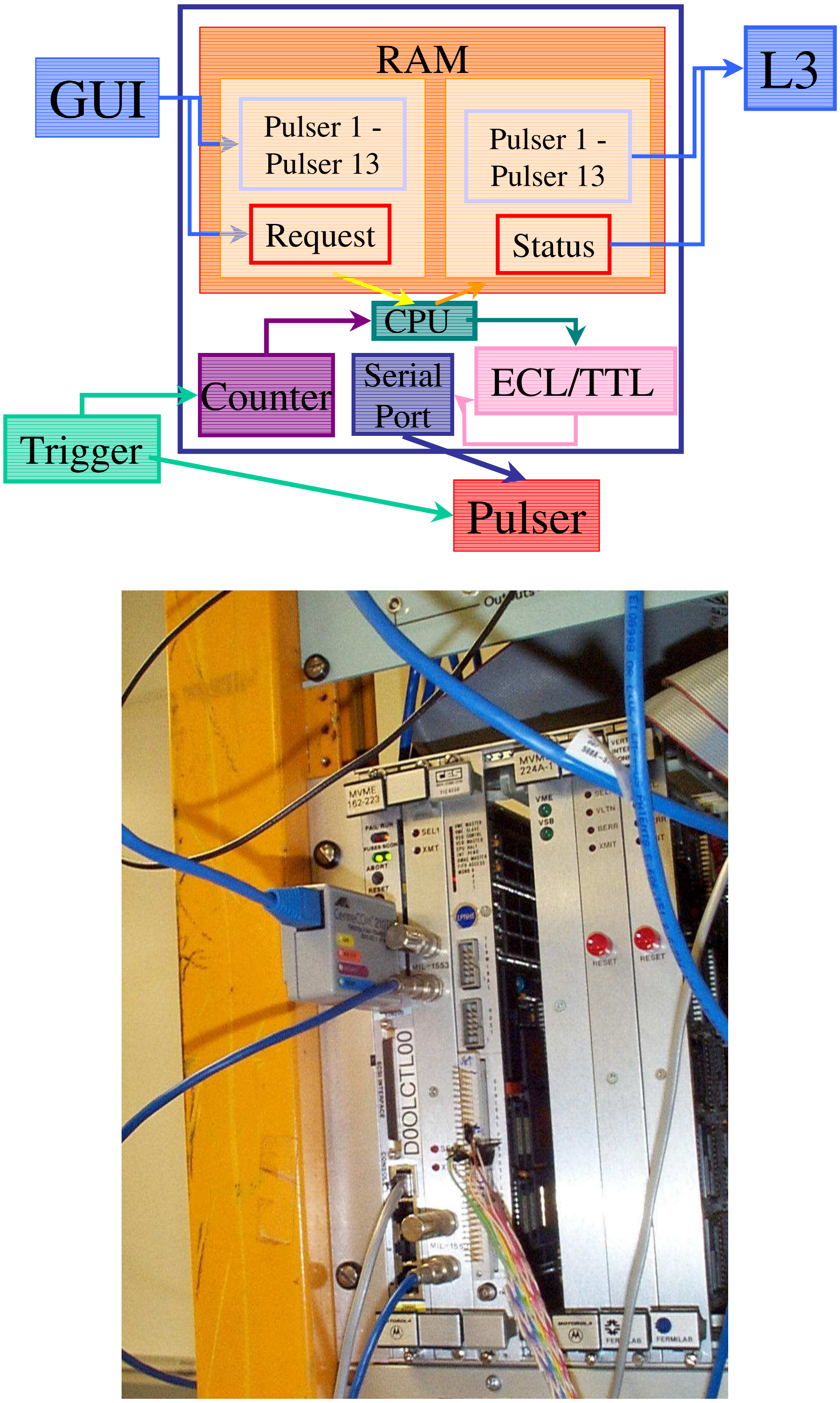

FIG. 5.23 – Vue schématique du fonctionnement et photographie de la carte PIB.

Le protocole de communication développé entre la carte PIB et les pulseurs afin de résoudre le problème de temps de communication est le suivant : les 168 bits composant la configuration complète d'un pulseur sont arrangés en 6 mots de 32 bits, envoyés par le système d'acquisition lors de 6 commandes VME, réduisant le temps nécessaire pour programmer l'ensemble des pulseurs à environ 70 ms. La carte PIB se charge ensuite de décoder les 6 mots de 32 bits avant d'envoyer chaque bit aux pulseurs via le bus-série.

Afin d'optimiser partiellement les procédures de calibration lors de rampes de linéarité et de retard, la carte PIB a été programmée afin de pouvoir modifier localement la valeur des DAC et des retards des pulseurs en recevant comme commandes les valeurs initiales et finales des rampes, le pas en unités de DAC ou de retard entre chaque point ainsi que le nombre d'acquisitions à effectuer pour chaque point. La carte PIB reçoit le signal de commande de relecture des convertisseurs ADC analogique-digital envoyé par le système de déclenchement de niveau 3 et permet ainsi de compter le nombre d'acquisitions effectuées par le niveau 3 pour chaque valeur de DAC ou de retard.

La relecture de l'état des pulseurs par la carte PIB est possible et peut être comparée à l'information qui a été envoyée aux pulseurs. Le résultat de cette comparaison et de l'état de la carte PIB (transfert de données en cours ou non, relecture correcte ou non des pulseurs, configuration des pulseurs) est accessible par le déclenchement de niveau 3 et sera stocké dans l'en-tête des événements de calibration, afin de pouvoir rejeter les événements acquis lors de périodes de transition (modification de l'état des pulseurs), et de connaître pour chacun de ces événements la configuration exacte des pulseurs.

Nous avons effectué l'intégration de la carte PIB dans le système d'acquisition de DØ. Les outils génériques aux différents sous-détecteurs de DØ ont été utilisés. Nous avons développé une interface graphique permettant de choisir la configuration des différents pulseurs, à savoir la hauteur du signal, le registre de validation des canaux des pulseurs, les commandes de validation pour chaque groupe de 16 canaux et les retards des signaux. Cette interface est invoquée avant le début d'une prise de données de calibration par le programme COOR responsable de coordonner les modifications des configurations des composants électroniques faisant partie du système d'acquisition de données. COOR s'assure que les différentes requêtes qui lui sont adressées ne sont pas en conflit (de façon générale COOR interdit des modifications de la configuration de l'électronique lors d'une prise de données). Les requêtes de début et de fin de prises de données sont également gérées par COOR. L'information de la configuration des pulseurs est ensuite divisée en instructions VME avant d'être communiquée à la carte PIB.

5.8 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté le nouveau système de calibration en-ligne du détecteur DØ pour le Run II. Nous avons montré que les performances atteintes respectent les contraintes imposées, à savoir des performances en linéarité et uniformité inférieures à 1% sans rajout de bruit dans la chaîne de lecture électronique.

Depuis le 1er mars 2001, date du début de la prise de données du Run II, notre système de calibration et les logiciels de pilotage de la calibration en-ligne sont utilisés intensivement par la collaboration pour la qualification du nouveau système de lecture du calorimètre et de son système de déclenchement.

Bibliographie

[1] Collaboration DØ, Phys. Rev. D **62** (2000) 092006.

[2] U. Baur, R. Ellis et D. Zeppenfeld, FERMILAB-PUB-00-297.

[3] J. Guida et D. Schamberger, *Calorimeter Studies*, Note DØ 3112 (1996).
J. Guida, *Calorimeter Hot Channel Study*, Note DØ 3080 (1996).
J. Guida et D. Schamberger, *Calorimeter Electronics Stability*, Note DØ 2928 (1996).
F. Wen, J. Guida et D. Schamberger, *DC gain fitting in DØ calorimeter electronics*, Note DØ 2927 (1993).
J. Guida, D. Schamberger et R. Smith, *Flagging Calorimeter Noisy Cells*, Note DØ 2379 (1994).

[4] A. Kotwal *et al.*, *Calorimeter Electronics Upgrade for Run 2*, DØ Technical Design Report (1998).

[5] P. Cornebise, P. Imbert Y. Jacquier, G. Martin, P. Petroff, C. de la Taille, P. Bailly, U. Bassler, G. Bernardi, J.F. Huppert, H. Lebbolo, F. Machefert, B. Olivier et A. Vallereau, *Run II Calorimeter Calibration System*, Note DØ 3731 (2000).

[6] L. Sawyer *et al.*, *Technical Design Report for the Upgrade of the ICD for DØ Run II*, Note DØ 2686 (2000).

[7] M. Motoya, *Développement d'un banc de test du système de calibration électronique du calorimètre de l'expérience DØ pour le Run II*, Rapport de stage de DUT (1999).

Chapitre 6

NADA : un algorithme de suppression du bruit calorimétrique

Dans ce chapitre est présenté un nouvel algorithme de suppression de cellules de bruit dans le calorimètre à Argon liquide de DØ (NADA) développé pour l'acquisition de données commençant en 2001 (Run II). Cet algorithme est comparé au précédent algorithme utilisé lors du Run I (AIDA). Nous montrons que les limitations de ce dernier peuvent être réduites en utilisant un nouveau critère d'isolation de cellules de bruit. L'efficacité du nouvel algorithme est étudiée en utilisant des événements de données du Run I et des événements simulés dans la nouvelle configuration du Run II.

6.1 Introduction

Il arrive que certaines cellules d'un calorimètre à Argon liquide présentent des dépôts d'énergie anormalement élevés ou à des taux très élevés. Ces cellules dites cellules chaudes ("hot cells") peuvent provenir de défauts du détecteur (défaillances électroniques, bruit électronique ou de l'Uranium, contamination de l'Argon liquide) ou peuvent être dues à des processus physiques (rayons cosmiques, perte de protons ou d'antiprotons de l'injecteur Main Ring lors du Run I, particules interagissant avec les parois du tube à vide et rentrant dans le calorimètre). Sans précaution préalable, ces cellules peuvent être présentes dans les événements passant toutes les coupures d'analyse et dégradent la résolution en énergie des objets reconstruits. Elles doivent alors être identifiées lors de la phase de "reconstruction" de l'événement afin d'être supprimées avant l'identification des objets physiques.

Une cellule présentant fréquemment un dépôt d'énergie important à une fréquence élevée peut être identifiée en utilisant une approche statistique et peut être facilement supprimée [1]. Dans ce chapitre est étudié le cas plus complexe où un dépôt anormal d'énergie dans une cellule ne survient pas à une fréquence élevée ou régulière, mais de façon irrégulière, et ne peut être identifié qu'en étudiant les caractéristiques de chaque événement (et non plus par une méthode statistique), en déterminant l'"isolation" de cette cellule des objets reconstruits.

L'algorithme AIDA ("Anomalous Isolated Deposit Algorithm") était l'algorithme utilisé lors du Run I afin d'identifier les cellules isolées présentant une énergie élevée. Nous décrivons tout d'abord l'algorithme AIDA et ses effets sur la reconstruction des objets physiques avant de présenter un nouvel algorithme NADA ("New Anomalous Deposit Algorithm"), basé sur un critère d'isolation plus contraignant. Enfin nous discutons les performances de l'algorithme NADA en utilisant des données et des événements simulés, et les comparons avec les performances de AIDA.

6.2 L'algorithme AIDA

L'objectif de l'algorithme AIDA est d'identifier dans chaque événement les cellules chaudes du calorimètre qui peuvent dégrader l'énergie des jets ou la reconstruction de l'énergie transverse manquante. La première étape de AIDA est d'établir une liste des cellules candidates qui satisfont

$$E_T^{cand} > E_T^{seuil}, \quad \text{avec} \quad E_T^{seuil} = 10 \text{ GeV} \tag{6.1}$$

Ensuite pour chaque cellule candidate, AIDA étudie son isolation longitudinale afin de déterminer si elle est "chaude". Après avoir calculé l'énergie transverse moyenne $\langle E_T^{voisin\ long.} \rangle$ des deux cellules les plus proches dans la même tour (i.e. les cellules adjacentes dans les couches supérieure et inférieure du calorimètre ayant les mêmes coordonnées η et φ que la cellule candidate, comme illustré sur la figure 6.1), une cellule candidate est identifiée comme chaude si le rapport $\frac{\langle E_T^{voisin\ long.} \rangle}{E_T^{cand}}$ satisfait

$$f_{HC} = \frac{\langle E_T^{voisin\ long.} \rangle}{E_T^{cand}} \leq 0.05 \tag{6.2}$$

6.3 Les effets de AIDA sur la reconstruction

Il a été montré [2] que AIDA identifie la plupart des cellules chaudes, mais identifie aussi comme chaudes un grand nombre de cellules du calorimètre ayant une origine physique (mauvaise identification) et appartenant à des jets. C'est ce que montre la distribution de la distance ΔR dans le plan (η, φ) entre une cellule identifiée par AIDA et le jet le plus proche sur un grand nombre d'événements. Cette distribution a une

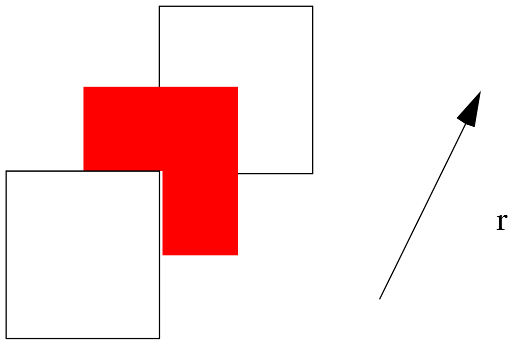

Fig. 6.1 – AIDA utilise les deux cellules voisines les plus proches dans la même tour qu'une cellule candidate pour déterminer son isolation.

valeur moyenne plus petite que le rayon du cône utilisé pour la reconstruction des jets ($R = 0.5$).

Dans la figure 6.2 est donnée en exemple la distribution de la distance ΔR d'une même cellule identifiée par AIDA dans 804 événements d'un échantillon de 200 000 événements. Les coordonnées de la cellule sont données par les coordonnées en η et φ de la tour et la position longitudinale de la cellule dans la tour. Quand cette cellule est identifiée par AIDA, elle est toujours proche du centre d'un jet bien en dessous de la taille du cône de jet de 0.5. Une telle signature signifie que cette cellule n'est pas une cellule s'allumant de façon aléatoire, mais plutôt une cellule appartenant à un jet et mal identifiée par AIDA.

A cause de cette mauvaise identification de cellules par AIDA, différents traitements étaient appliqués dans les analyses du Run I : soit la suppression de cellules par AIDA était faite et des corrections sur l'énergie des jets et l'énergie transverse manquante étaient appliquées, soit l'information de AIDA était utilisée afin de rejeter tous les événements contenant au moins une cellule identifiée comme chaude et appartenant à un jet [3]. Dans ce dernier cas, environ 20% des événements étaient rejetés. Un compromis a été de ne pas supprimer les cellules identifiées par AIDA appartenant à des jets [4].

6.4 L'algorithme NADA

L'algorithme NADA a été développé avec pour objectif une meilleure identification des cellules de bruit. Alors que AIDA n'utilisait que les deux cellules voisines longitudinalement dans la définition de son critère d'isolation, NADA utilise un critère plus sévère en considérant un plus grand nombre de voisins dans le plan (η, φ) et plusieurs seuils d'énergie, comme décrit plus loin. Un algorithme similaire a déjà été utilisé dans

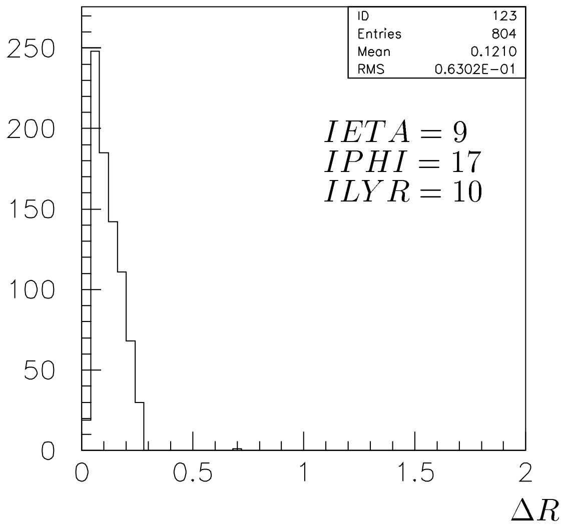

FIG. 6.2 – Distribution ΔR de la distance entre une cellule identifiée comme chaude par AIDA et le jet le plus proche dans chaque événement. La distance ΔR est ici toujours inférieure au rayon du cône utilisé pour la reconstruction des jets, indiquant que cette cellule est contenue dans des jets.

l'expérience H1 [5].

Dans NADA, les cellules voisines d'une cellule candidate i (définie par $E_T^{cand} > E_T^{seuil}$) sont définies par leur appartenance à un cube de taille 0.3×0.3 dans le plan (η, φ) entourant la cellule i (cf. figure 6.3). Le calcul de l'énergie de ce cube

$$E^i_{cube} = \sum_j E^j_{cell} > E^{min}_{cell} \tag{6.3}$$

exclut la cellule centrale candidate et les cellules ayant une énergie $E^i_{cell} < E^{min}_{cell}$ afin de rejeter la contribution de cellules de basse énergie dues au bruit électronique. La cellule candidate i est identifiée comme cellule chaude si l'énergie du cube qui l'entoure est plus petite que le paramètre E^{max}_{cube} :

$$E_{cube} < E^{max}_{cube} \tag{6.4}$$

Les trois paramètres E_T^{seuil}, E^{min}_{cell} et E^{max}_{cube} peuvent être optimisés en fonction de la position de la cellule candidate dans le calorimètre (région centrale ou avant en η).

A cause de la géométrie du calorimètre, certaines couches nécessitent un traitement spécifique. La troisième couche électromagnétique (EM3) possède une segmentation deux fois plus fine en $\eta \times \varphi$ comparée aux autres couches (0.05×0.05 au lieu de 0.1×0.1). Dans l'algorithme NADA, les cellules de taille 0.05×0.05 sont rassemblées par groupes de quatre pour former des "cellules" de taille 0.1×0.1. La première couche hadronique fine (FH1) et la première couche hadronique épaisse (CH1) ayant des dépôts

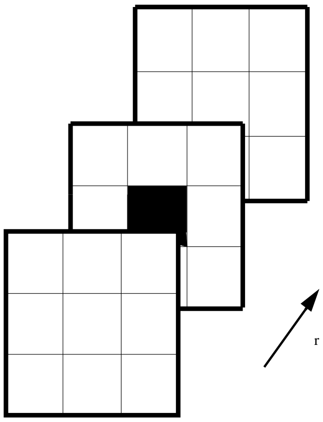

FIG. 6.3 – Définition par NADA du cube entourant une cellule chaude candidate dans le plan (η, φ).

énergétiques plus élevés que les autres couches à cause de leur plus grande longueur d'interaction nucléaire nécessitent *de facto* des valeurs spécifiques pour ces paramètres (voir section 6.5.3). Les couches ICD et "Massless Gap" (voir le chapitre 4, section 4.3.2 pour la définition de ces couches) appartiennent à la région de transition entre le calorimètre central et les calorimètres avant ($0.8 < |\eta| < 1.4$) où une plus grande quantité de matière non-instrumentée est vue à cause de la présence des bords des cryostats et des structures de support des modules du calorimètre. Ces couches nécessitent aussi des valeurs particulières pour les paramètres E_{cell}^{min} et E_{cube}^{max}.

6.5 Performances de l'algorithme NADA

Trois quantités sont étudiées afin de tester NADA et de comparer NADA à AIDA :

- le taux d'identification de cellules artificiellement injectées dans le calorimètre et simulant la présence de cellules chaudes ;
- le taux de mauvaise identification de cellules dans des événements simulés ne contenant pas de bruit ;
- le taux d'identification de cellules comme cellules chaudes dans un échantillon d'événements de données du Run I.

6.5.1 Identification des cellules chaudes artificielles

Afin de déterminer le taux d'identification, nous utilisons un échantillon de données du Run Ib contenant environ 55 000 événements collectés avec cinq déclenchements différents (`missing_et`, `jet2_miss`, `jet3_miss`, `met_max` et `scalar_et`) [6] demandant la présence d'énergie transverse manquante et de jets, ou bien plus de 375 GeV d'énergie transverse déposée dans le calorimètre. Les données ont été reconstruites en utilisant l'implémentation DØ de l'algorithme de reconstruction des jets avec un rayon de cône de taille 0.5. Après la reconstruction, de nouveaux fichiers d'événements sont créés en rajoutant l'information des cellules du calorimètre ayant une énergie plus grande que 50 MeV. Les cellules chaudes sont simulées en rajoutant aux données de nouvelles cellules ayant une distribution en énergie exponentiellement décroissante, ceci dans les régions instrumentées du calorimètre. Les distributions de l'énergie, des positions en η, φ et de la position longitudinale de ces cellules chaudes simulées sont montrées dans la figure 6.4.

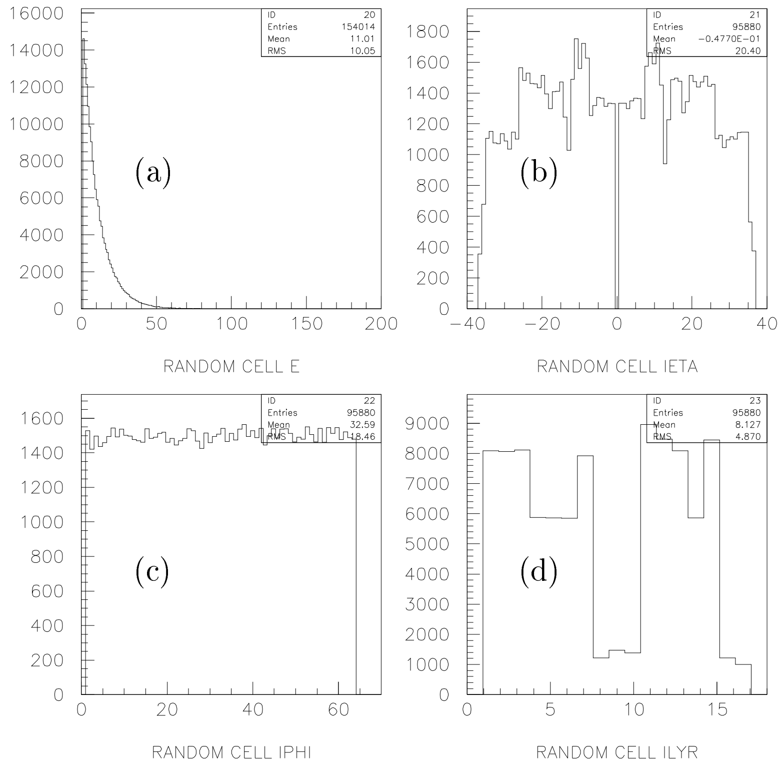

FIG. 6.4 – Distributions de l'énergie a), des positions en η b), φ c) et de la position longitudinale des cellules chaudes simulées d).

Le taux d'identification est défini comme le nombre de cellules injectées qui sont identifiées comme chaudes par chaque algorithme (NADA ou AIDA) normalisé au nombre total de cellules injectées. Dans chaque événement 20 cellules ayant une énergie transverse E_T^{cand} supérieure à E_T^{seuil} sont injectées. Deux jeux de paramètres sont comparés : $E_{cell}^{min} = E_{cube}^{max} = 100$ MeV (paramètres bas) et $E_{cell}^{min} = E_{cube}^{max} = 300$ MeV (paramètres hauts), ce qui signifie qu'une cellule candidate est identifiée comme chaude si aucune cellule voisine avec une énergie plus grande que 100 (300) MeV n'est trouvée. D'autres jeux de paramètres avec $E_{cell}^{min} \neq E_{cube}^{max}$ ont été étudiés mais ne permettent pas une discrimination supplémentaire, ils ne sont donc pas décrits ci-dessous.

La figure 6.5a montre la distribution de la distance entre la cellule injectée et le jet le plus proche (ΔR). La figure 6.5b montre l'énergie transverse manquante $\not{E}_T$ uniquement due à ces cellules. Le comportement de ces "vraies" cellules chaudes peut être comparé avec la distribution de cellules identifiées par AIDA (cf. figure 6.2). L'énergie transverse manquante de ces cellules est bien sûr artificiellement élevée mais l'utilisation d'une statistique élevée (20 cellules injectées par événement) permet une meilleure discrimination entre les algorithmes. Dans une situation plus réaliste, un événement contient généralement moins de cellules de bruit, ce qui tend à rendre la direction du vecteur énergie transverse manquante opposée à la direction de la cellule chaude la plus énergétique.

Les figures 6.5c,d et e,f représentent les distributions ΔR des cellules injectées identifiées par NADA et le résidu d'énergie transverse manquante des cellules non-identifiées, en utilisant deux jeux de paramètres bas : $E_{cell}^{min} = E_{cube}^{max} = 100$ MeV (c,d) et hauts : $E_{cell}^{min} = E_{cube}^{max} = 300$ MeV (e,f). Avec le jeu de valeurs de paramètres hauts, le nombre de cellules identifiées comme chaudes par NADA augmente de façon importante et la queue à haute énergie de $\not{E}_T$ décroît fortement. Le taux d'identification de ces cellules chaudes reste néanmoins plus faible que celui obtenu en utilisant AIDA, comme montré dans les figures 6.5g,h pour lesquelles la queue de $\not{E}_T$ devient négligeable si l'on considère la distribution initiale (cf. figure 6.5b).

Le taux d'identification est résumé dans la table 6.1 pour les régions centrale (CC), inter-cryostat (ICR) et avant (EC) du détecteur. Les résultats sont donnés pour les deux jeux de paramètres de NADA et sont comparés aux résultats de AIDA. Avec le jeu de valeurs de paramètres bas, un taux d'identification de 67 (58)% dans la région CC (EC) est obtenu alors qu'avec les valeurs élevées des paramètres le taux augmente jusqu'à 93 (88)%. Les taux d'identification de NADA restent inférieurs à ceux de AIDA (99%).

6.5.2 Taux de mauvaise identification

Nous devons aussi tenir compte du principal défaut de AIDA, à savoir son taux élevé de mauvaise identification. Comme les événements simulés utilisés ne contiennent pas de cellules de bruit, on attend d'un algorithme de détermination de cellules chaudes qu'il n'identifie aucune de ces cellules simulées. Le taux de mauvaise identification a été estimé avec des échantillons QCD d'événements Run II simulés, et il est défini comme le nombre de cellules mal identifiées normalisé par le nombre total de cellules candidates.

Ceci est bien le cas pour NADA mais ne l'est pas pour AIDA, comme on peut le voir dans la table 6.1 : le taux de mauvaise identification est proche de 0% pour NADA, quel que soit le jeu de paramètres utilisé, alors qu'il est de 5 (4)% pour AIDA

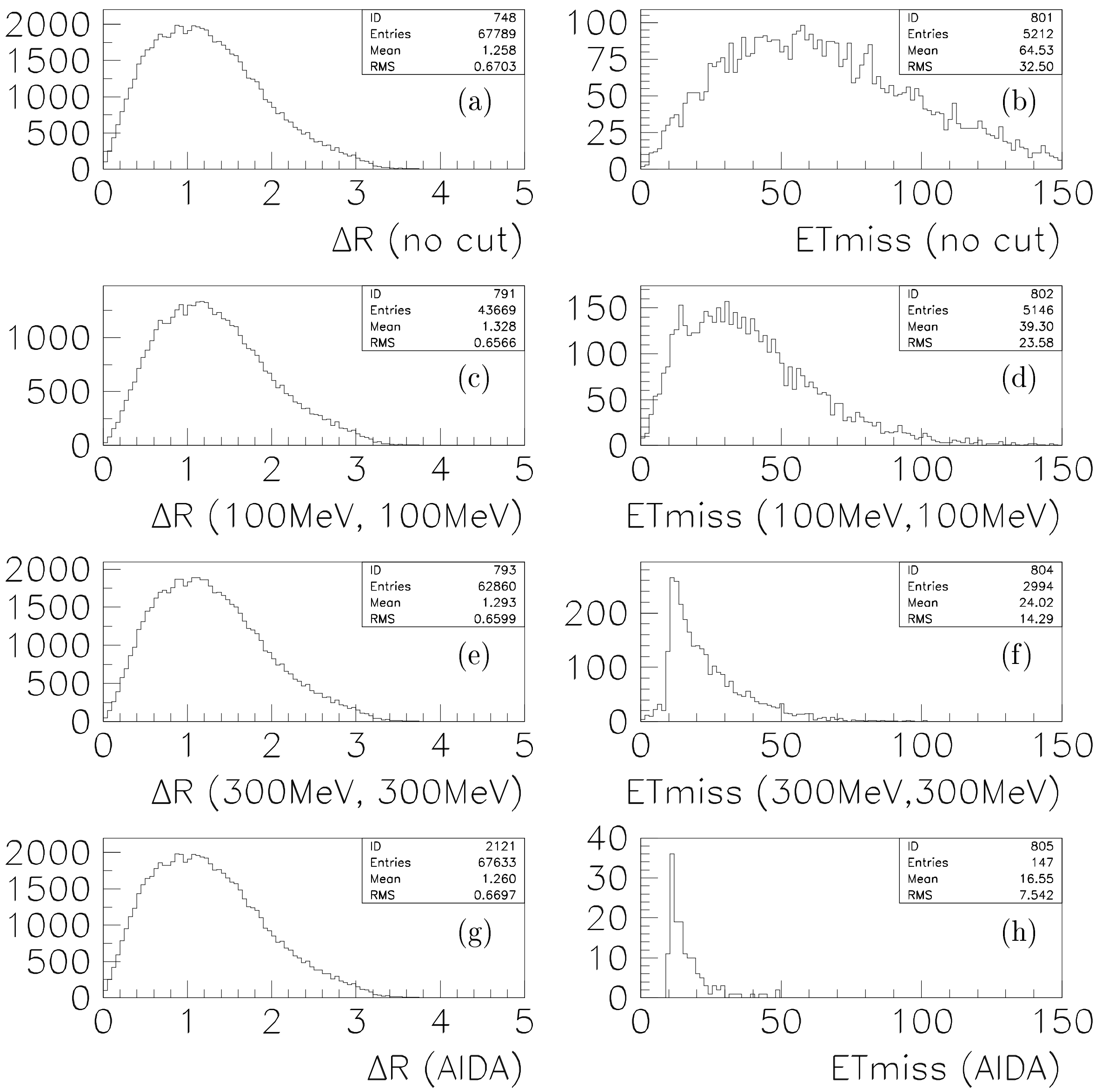

FIG. 6.5 – ΔR (a) et $\not{E}_T$ (b) des cellules injectées avec un seuil en énergie transverse de 10 GeV dans la région centrale et ΔR des cellules identifiées par différents algorithmes (c,e,g) et $\not{E}_T$ des cellules candidates non-identifiées (d,f,h).

	$E_{cell}^{min} = 100$ MeV $E_{cube}^{max} = 100$ MeV	$E_{cell}^{min} = 300$ MeV $E_{cube}^{max} = 300$ MeV	AIDA
	Taux d'idenfication (identification (id.))	=	=
CC	64 %	93 %	99 %
ICR	63 %	91 %	99 %
EC	59 %	88 %	99 %
	Taux de mauvaise id.	=	=
CC	0 %	0 %	5 %
ICR	0 %	0 %	14 %
EC	0 %	0 %	4 %
	Taux d'id. dans les données	=	=
CC	0.06 %	0.11 %	19 %
ICR	0 %	0.09 %	9 %
EC	0 %	0 %	13 %

TAB. 6.1 – Taux d'identification et de mauvaise identification de NADA dans les trois régions du détecteur (CC, ICR, EC) en utilisant un seuil en énergie transverse pour les cellules candidates de 10 GeV et deux jeux différents de paramètres E_{cell}^{min} et E_{cube}^{max}. Les résultats de AIDA sont aussi donnés.

dans la région CC (EC) et atteint 14% dans la région ICR. Pour NADA, le choix $E_{cell}^{min} = E_{cube}^{max} = 300$ MeV permet un taux d'identification élevé ($> 90\%$) et un taux de mauvaise identification négligeable pour un seuil en énergie transverse des cellules candidates de 10 GeV. L'utilisation de plus grandes valeurs de E_{cell}^{min} augmente le taux d'identification, comme on l'attend pour des cellules n'étant pas complètement isolées mais entourées de bruit de faible énergie, mais sans augmenter de façon significative le taux de mauvaise identification.

Le taux de mauvaise identification a également été étudié sur d'autres types d'échantillons simulés : événements QCD dijets de faible à grand p_T (de 10 à 150 GeV) ; $t\bar{t} \to b\bar{b}W^+W^-$ avec 0 à 3 interactions molles superposées afin de tester l'algorithme sur des événements à grande activité hadronique ; événements $Z^o \to b\bar{b}$; événements $Z^o \to ee$ ayant une faible activité hadronique afin de tester les performances de l'algorithme dans la partie électromagnétique du calorimètre. Dans les différents cas les taux de mauvaise identification sont proches de 0%.

Une comparaison entre AIDA et NADA a également été effectuée en utilisant un échantillon de 61 événements contenant les jets les plus énergétiques reconstruits lors du Run I, au-delà de 240 GeV (cf. figure 6.6a). AIDA identifie au moins une cellule par événement (cf. figure 6.6b) avec un total de 85 cellules identifiées parmi ces 61 événements. La distribution des distances ΔR au jet le plus proche dans chaque

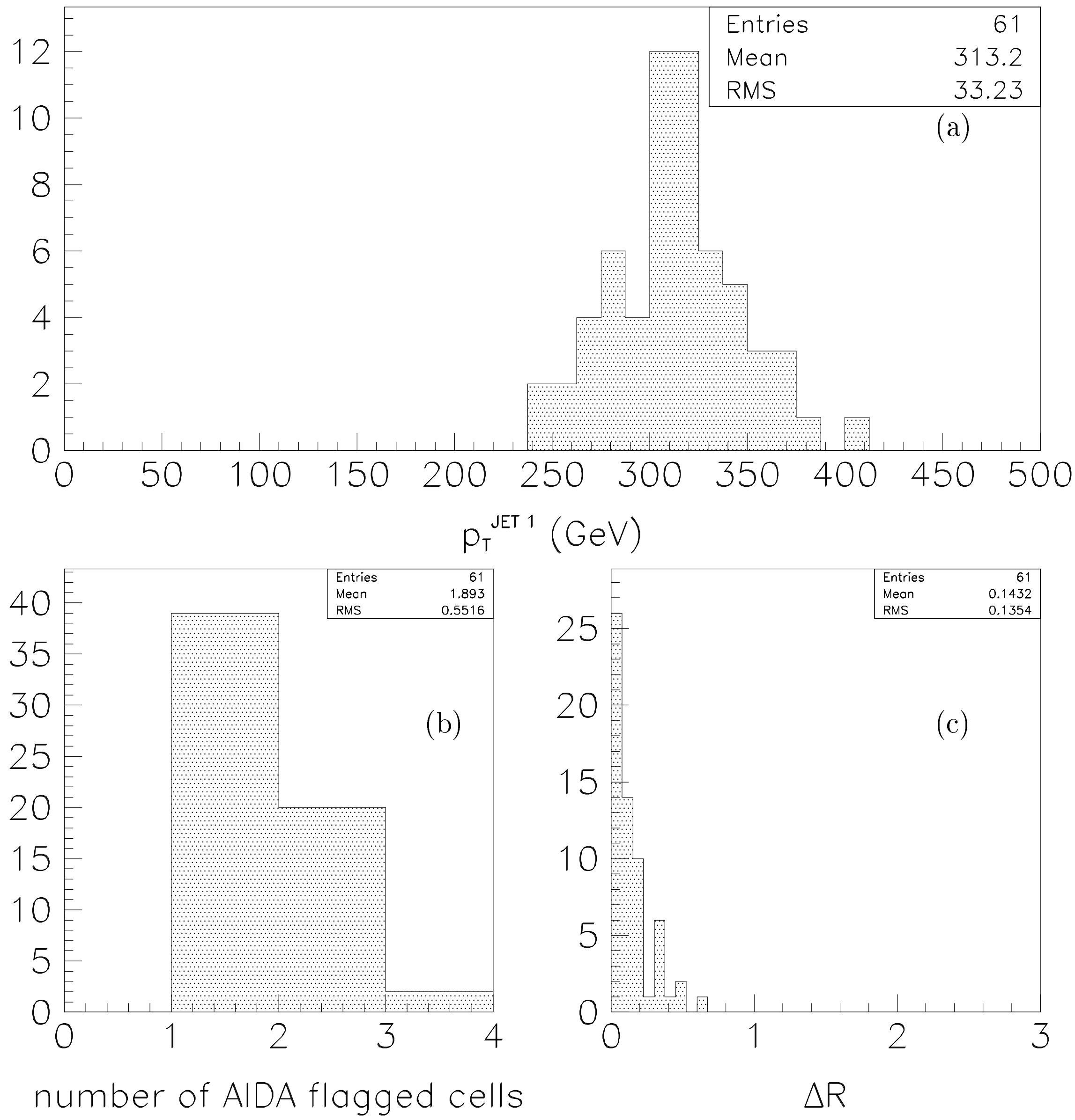

FIG. 6.6 – (a) p_T du jet le plus énergétique dans un échantillon de 61 événements QCD de très grand p_T contenant les jets les plus énergétiques reconstruits lors du Run I (au-delà de 240 GeV) ; (b) nombre de cellules identifiées par AIDA parmi ces 61 événements et (c) leur distance au jet le plus énergétique dans chaque événement.

événement pour ces 85 cellules (cf. figure 6.6c) montre que toutes ces cellules sont à l'intérieur d'un jet de rayon de cône 0.7 et sont plus vraisemblablement des cellules appartenant à des jets plutôt que des cellules chaudes. NADA n'effectue aucune mauvaise identification des cellules dans ces 61 événements, quel que soit le jeu de paramètres utilisé.

6.5.3 Identification des cellules de bruit à basse énergie

Lors du Run I, AIDA n'était utilisé que pour identifier des cellules de bruit avec une énergie transverse supérieure à 10 GeV. Cependant, la présence de cellules chaudes de faible énergie contribue aussi à la dégradation de la résolution de $\not{E}_T$. Aussi nous étudions les performances de NADA et AIDA en injectant des cellules à partir de 1 GeV et en abaissant le seuil en énergie transverse E_T^{seuil} à 1 GeV.

Optimisation des paramètres à basse énergie

L'identification d'une cellule chaude dépendant principalement des cellules voisines, le taux d'identification tend à rester identique en baissant le seuil en énergie transverse d'une cellule candidate. Par contre, on s'attend à ce que le taux de mauvaise identification augmente à basse énergie à cause de la présence élevée de cellules chaudes de basse énergie.

La figure 6.7 montre la distribution des cellules mal identifiées en fonction de la couche du calorimètre dans un échantillon Monte Carlo d'événements QCD dijets à grand p_T pour les 2 jeux de paramètres considérés précédemment ($E_{cell}^{min} = E_{cube}^{max} =$ 100 MeV et $E_{cell}^{min} = E_{cube}^{max} = 300$ MeV). Les couches numérotées 1 à 7, 8 à 10 et 11 à 17 correspondent respectivement aux couches électromagnétiques, inter-cryostats et hadroniques. Une fraction importante des cellules appartient au détecteur inter-cryostat ICD (couche 9) et aux couches "Massless Gap" du calorimètre (couches 8 et 10), situées dans la région $0.8 < |\eta| < 1.4$. L'ICD étant un détecteur de type scintillateur, on ne s'attend pas ici à la présence de cellules de bruit, au contraire d'un calorimètre à Argon liquide. Aussi dans la suite on ne tient pas compte de l'ICD dans les calculs des taux de mauvaise identification. De plus l'utilisation de valeurs plus contraignantes des paramètres ($E_{cell}^{min} = E_{cube}^{max} = 100$ MeV) ne permet pas de faire disparaître la mauvaise identification de cellules dans les couches "Massless Gap" ; ces couches ne sont donc pas considérées dans la suite.

Le reste des cellules mal identifiées appartient à la première couche hadronique fine FH1 et épaisse CH1 (couches 11 et 15 du calorimètre). Ceci peut être compris en examinant la quantité de matière présente dans les différentes couches du calorimètre et la quantité intégrée de matière devant chacune de ces couches. (cf. table 6.2).

Les longueurs d'interaction nucléaire du FH1 et du CH1 sont plus élevées par un

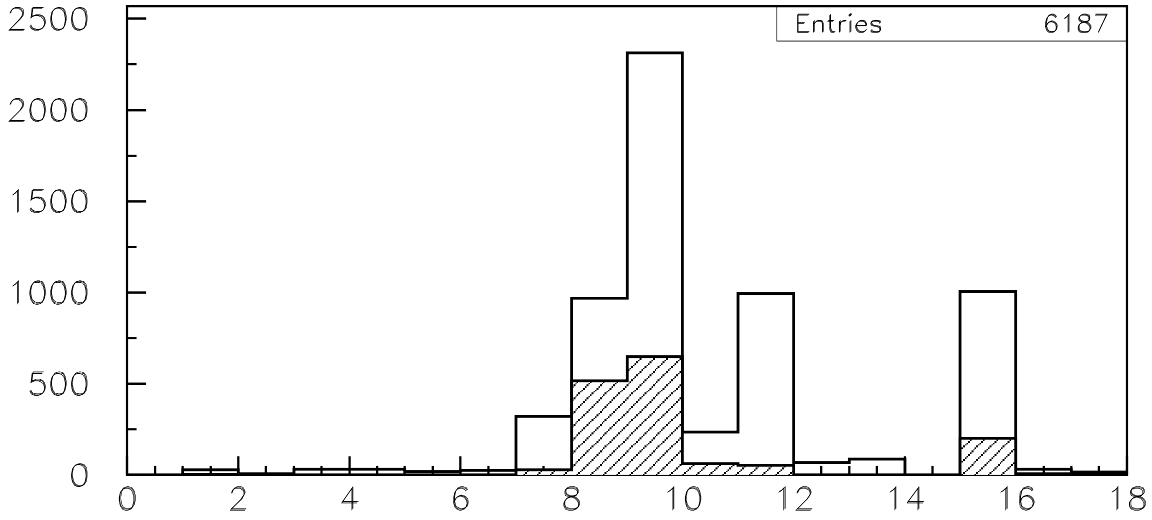

FIG. 6.7 – Distributions des cellules mal identifiées avec un seuil en énergie transverse de 1 GeV en fonction de la couche du calorimètre dans un échantillon Monte Carlo d'événements QCD dijets à grand p_T pour 2 jeux de paramètres : $E^{min}_{cell} = E^{max}_{cube} = 100$ MeV (hachuré) et $E^{min}_{cell} = E^{max}_{cube} = 300$ MeV (blanc).

facteur 2 à 3 que leurs couches voisines. Ainsi, en moyenne on n'attend pas des dépôts d'énergie aussi élevés dans les couches voisines des FH1 et CH1 ; aussi les paramètres dans les équations 6.3 et 6.4 doivent être choisis plus bas. La figure 6.7 montre que le choix de $E^{min}_{cell} = E^{max}_{cube} = 100$ MeV permet de réduire la mauvaise identification par un facteur 10 dans le FH1 et par un facteur 5 dans le CH1. Ces valeurs sont utilisées dans la suite pour les FH1 et CH1.

Taux de mauvaise identification à basse énergie

La figure 6.8a (b) montre les distributions ΔR ($\not{E}_T$) pour des cellules Monte Carlo avec un seuil en énergie transverse de 1 GeV. Dans les figures 6.8c,d et e,f sont représentées les distributions ΔR des cellules Monte Carlo mal identifiées par NADA et l'énergie transverse manquante $\not{E}_T$ créée par ces cellules mal identifiées en utilisant deux jeux de paramètres : $E^{min}_{cell} = E^{max}_{cube} = 100$ MeV (c,d) et $E^{min}_{cell} = E^{max}_{cube} = 300$ MeV (e,f), excepté dans les couches FH1 et CH1 ($E^{min}_{cell} = E^{max}_{cube} = 100$ MeV). Dans les deux cas, on ne tient pas compte des couches 8, 9 et 10. En utilisant le jeu de paramètres bas, les taux de mauvaise identification sont environ 3 fois plus élevés qu'avec le jeu de paramètres hauts, mais dans les deux cas la détérioration de $\not{E}_T$ dans les événements où au moins une cellule est mal identifiée est comparable (~ 1.5 GeV). En utilisant AIDA, la détérioration de $\not{E}_T$ est environ 4.5 fois plus élevée (~ 7 GeV).

Dans la table 6.3 sont résumés les taux d'identification et de mauvaise identification

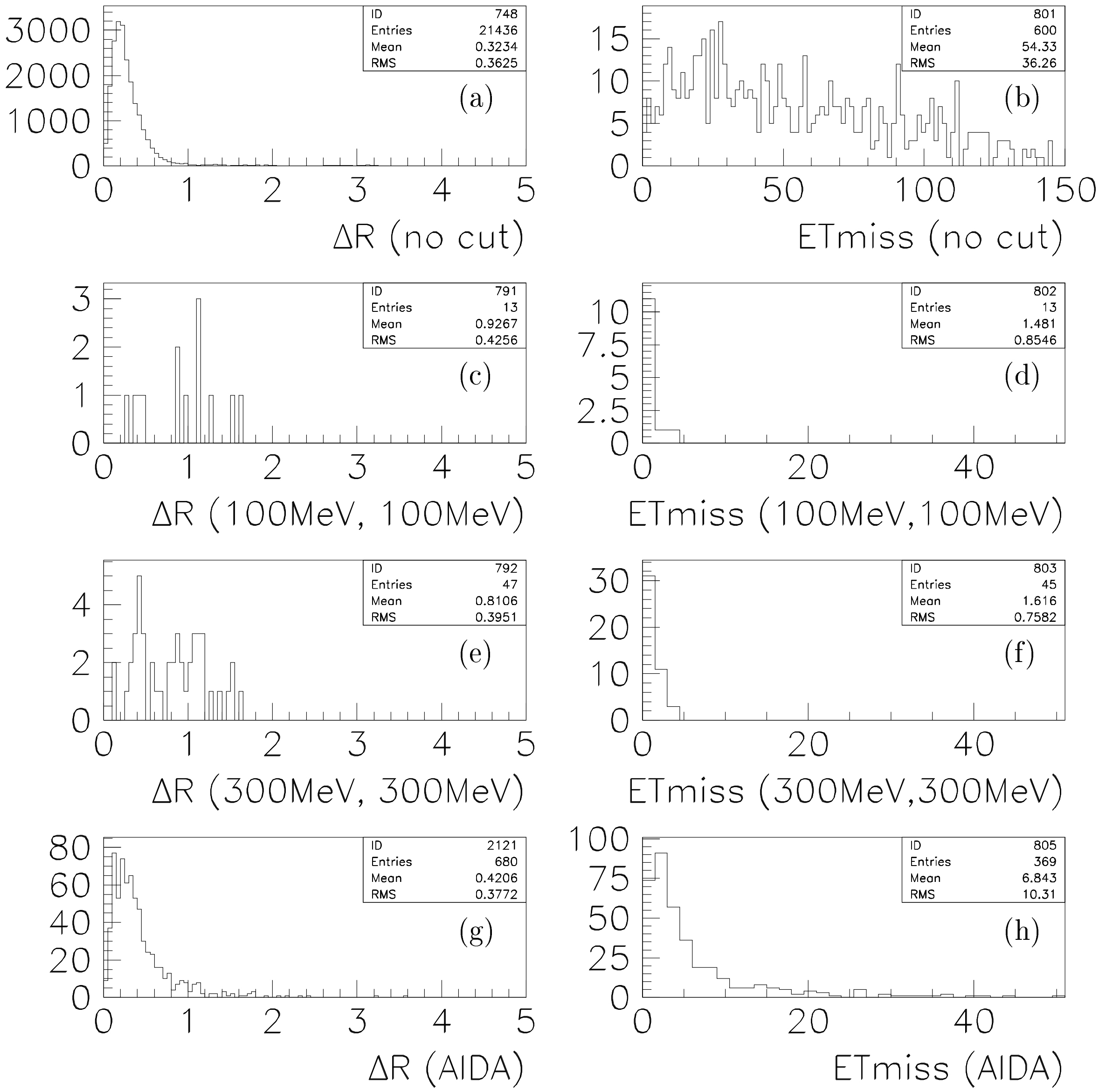

FIG. 6.8 – ΔR (a) et $\not\!\!E_T$ (b) pour des cellules Monte Carlo avec un seuil en énergie transverse de 1 GeV dans la région centrale ; ΔR (c,e,g) et $\not\!\!E_T$ (d,f,h) des cellules mal identifiées pour les différents algorithmes.

Couche du calorimètre	Indice	$X_\circ$(g/cm^2)	λ(g/cm^2)	λ intégré (g/cm^2)
EM1	1	1.95	0.072	0.072
EM2	2	1.95	0.072	0.144
EM3	3,4,5,6	6.83	0.252	0.144
EM4	7	9.75	0.360	0.756
CCMG	8	~ 0.0	~ 0.0	0.756
ICD	9	~ 0.0	~ 0.0	0.756
ECMG	10	~ 0.0	~ 0.0	0.756
FH1	11	38.40	1.290	2.046
FH2	12	30.72	1.032	3.078
FH3	13	26.88	0.903	3.981
FH4	14	-	-	3.981
CH1	15	38.4	3.17	7.151
CH2	16	-	-	7.151
CH3	17	-	-	7.151

TAB. 6.2 – Longueurs de radiation $X_\circ$ et d'interaction nucléaire λ pour les différentes couches du calorimètre central. La longueur d'interaction intégrée ne tient pas compte des matériaux situés devant les couches électromagnétiques ni des parois des cryostats.

pour ce seuil en énergie transverse de 1 GeV. Les taux d'identification sont de 65% dans le CC et de 62% et 54% dans l'ICD et l'EC pour les paramètres bas de NADA. Pour les paramètres hauts, les taux d'identification sont de 93% dans le CC, de 91% et de 85% dans l'ICD et l'EC. Les valeurs dans le CC et l'ICD sont proches de celles obtenues avec un seuil de 10 GeV, et légèrement plus basses dans l'EC (54% avec un seuil de 1 GeV contre 59% avec un seuil de 10 GeV dans le cas des paramètres bas). Les taux de mauvaise identification de NADA sont au plus de 0.2% pour les paramètres hauts et inférieurs à 0.1% pour les paramètres bas. L'utilisation de valeurs élevées de E^{max}_{cube} et E^{min}_{cell} augmente à la fois les taux d'identification et de mauvaise identification. Pour AIDA les taux d'identification et de mauvaise identification sont sensiblement les mêmes à 1 GeV qu'à 10 GeV.

Dans la table 6.4 sont résumés les taux de mauvaise identification pour d'autres échantillons Monte Carlo (QCD de 10 à 160 GeV, $Z^o \to b\bar{b}$, $Z^o \to ee$). En réduisant le p_T des événements QCD, on observe une augmentation des taux de mauvaise identification qui peut augmenter jusqu'à quelques pour cent pour des événements QCD avec des p_T de 10 GeV. L'étude de la distribution des cellules mal identifiées en fonction de la couche du calorimètre dans ce dernier échantillon montre (cf. figure 6.9) qu'environ 45% de ces cellules appartiennent à la dernière couche électromagnétique EM4 (couche 7) et qu'environ 45% appartiennent aux couches FH1 et CH1. Utiliser $E^{min}_{cell} = E^{max}_{cube} =$ 100 MeV pour la couche EM4 réduit d'un facteur 10 la mauvaise identification dans

	$E_{cell}^{min} = 100$ MeV $E_{cube}^{max} = 100$ MeV	$E_{cell}^{min} = 300$ MeV $E_{cube}^{max} = 300$ MeV	AIDA
	Taux d'identification (id.)	=	=
CC	65 %	93 %	99 %
ICR	62 %	91 %	99 %
EC	54 %	85 %	99 %
	Taux de mauvaise id.	=	=
CC	0.06 %	0.2 %	3 %
ICR	0.09 %	0.21 %	16 %
EC	0.02 %	0.1 %	4 %
	Taux d'id. dans les données	=	=
CC	1.2 %	2.2 %	24 %
ICR	1.4 %	2.2 %	36 %
EC	0.2 %	0.4 %	10 %

TAB. 6.3 – Taux d'identification et de mauvaise identification de NADA dans les 3 régions du détecteur (CC, ICR, EC) avec un seuil en énergie transverse des cellules candidates de 1 GeV pour 2 jeux de paramètres E_{cell}^{min} et E_{cube}^{max}. Les résultats de AIDA sont aussi donnés.

cette couche, ce qui suggère d'optimiser les paramètres en fonction du p_T de l'événement. Les taux de mauvaise identification avec l'échantillon $Z^o \to b\bar{b}$ sont comparables à ceux obtenus avec l'échantillon QCD avec un p_T de 40 GeV. Le taux de mauvaise identification des événements $Z^o \to ee$ est inférieur à 0.4%.

Effet d'événements additionnels

L'effet de l'empilement d'événements QCD additionnels sur les taux de mauvaise identification a été étudié en utilisant des échantillons $t\bar{t}$ avec 0 à 3 interactions molles superposées. Les résultats sont résumés dans la table 6.5. Aucun effet du nombre d'événements additionnels sur les taux de mauvaise identification n'est observé. Les variations des taux de mauvaise identification sont inférieures à 50% et sont affectées par la faible statistique utilisée (1 000 événements par échantillon).

6.5.4 Identification de cellules de bruit dans les données

Les taux de mauvaise identification à partir d'événements Monte Carlo sont comparés aux taux d'identification obtenus avec un échantillon d'événements Run I. En faisant l'approximation que le taux d'identification des cellules de bruit ne dépend pas

		Jeu 1	Jeu 2
$QCD\ p_T$ 160 GeV	CC	0.06 %	0.20 %
	ICR	0.09 %	0.21 %
	EC	0.02 %	0.10 %
$QCD\ p_T$ 80 GeV	CC	0.16 %	0.49 %
	ICR	0.17 %	0.39 %
	EC	0.02 %	0.04 %
$QCD\ p_T$ 40 GeV	CC	0.36 %	1.10 %
	ICR	0.30 %	0.91 %
	EC	0.01 %	0.29 %
$QCD\ p_T$ 20 GeV	CC	1.07 %	4.09 %
	ICR	1.31 %	3.37 %
	EC	0.08 %	0.39 %
$QCD\ p_T$ 10 GeV	CC	5.01 %	10.03 %
	ICR	1.97 %	6.58 %
	EC	0.26 %	0.77 %
$Z^{o} \to b\bar{b}$	CC	0.56 %	1.90 %
	ICR	0.29 %	1.06 %
	EC	0.06 %	0.19 %
$Z^{o} \to ee$	CC	0.22 %	0.40 %
	ICR	0.05 %	0.37 %
	EC	0.01 %	0.08 %

TAB. 6.4 – Taux de mauvaise identification de NADA dans les 3 régions du détecteur (CC, ICR, EC) avec un seuil en énergie transverse des cellules candidates de 1 GeV et donnés pour 2 jeux différents des paramètres.

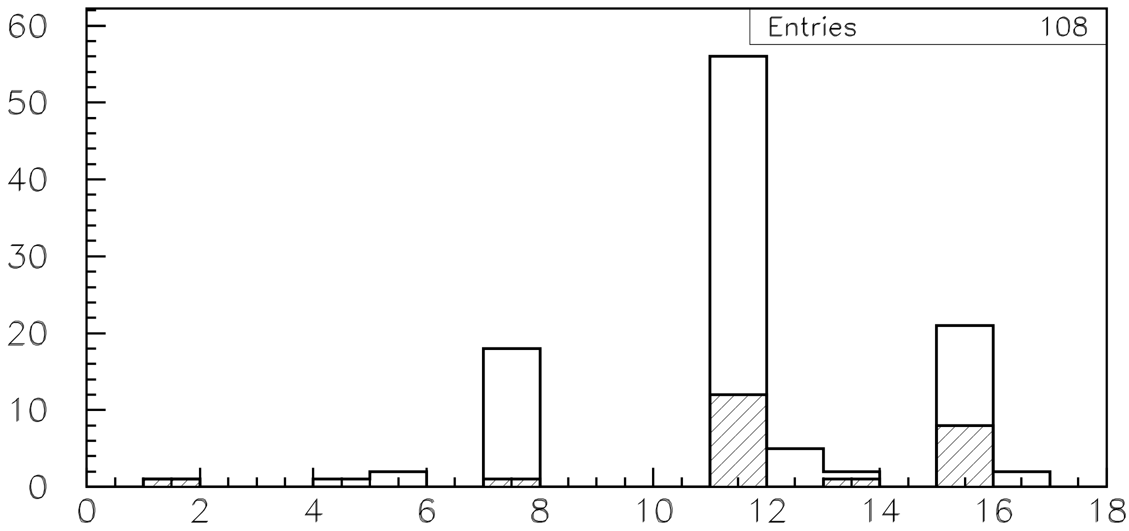

FIG. 6.9 – Distributions des cellules mal identifiées en fonction de la couche du calorimètre dans un échantillon d'événements QCD de bas p_T (10 GeV) pour 2 jeux de paramètres : $E_{cell}^{min} = E_{cube}^{max} = 100$ MeV (hachuré) et $E_{cell}^{min} = E_{cube}^{max} = 300$ MeV (blanc).

du processus physique, le taux d'identification devrait correspondre au taux de mauvaise identification obtenu avec des événements QCD en l'absence de vraies cellules chaudes dans les événements-données. Le taux d'identification de cellules chaudes est défini comme le nombre de cellules identifiées normalisé au nombre total de cellules candidates dans un échantillon d'événements-données. Ces résultats sont donnés dans les tables 6.1 et 6.3.

Dans l'approche de NADA, les taux d'identification obtenus à partir d'événements-données avec $E_T^{seuil} = 1$ GeV sont 1 à 2 % plus élevés que ceux obtenus à partir d'événements simulés (cf. table 6.3) dans les régions CC et ICR, ce qui indique que le taux de vraies cellules chaudes de plus de 1 GeV est d'environ 2%. De même, pour $E_T^{seuil} = 10$ GeV le taux de vraies cellules chaudes est d'environ 0.1% (cf. table 6.1). Ces deux valeurs donnent une estimation raisonnable du taux de vraies cellules chaudes. Dans l'approche de AIDA, les valeurs obtenues dans les données et dans les événements simulés diffèrent jusqu'à 20%, ce qui empêche l'utilisation de AIDA dans une analyse et l'estimation des taux de vraies cellules chaudes.

6.6 Etude de rapidité de l'algorithme

L'implémentation de l'algorithme NADA est disponible dans le programme de reconstruction pour le Run II de l'expérience DØ. Les résultats d'une étude de rapidité

		Jeu 1	Jeu 2
$t\bar{t}$ + 0 événement additionnel	CC	0.08 %	0.37 %
	ICR	0.20 %	0.53 %
	EC	0 %	0.15 %
$t\bar{t}$ + 1 événement additionnel	CC	0.12 %	0.43 %
	ICR	0.19 %	0.50 %
	EC	0 %	0.21 %
$t\bar{t}$ + 2 événements additionnels	CC	0.17 %	0.45 %
	ICR	0.27 %	0.60 %
	EC	0.35 %	0.28 %
$t\bar{t}$ + 3 événements additionnels	CC	0.15 %	0.47 %
	ICR	0.16 %	0.50 %
	EC	0 %	0.16 %

TAB. 6.5 – Taux de mauvaise identification de NADA dans les 3 régions du détecteur (CC, ICR, EC) avec un seuil en énergie transverse des cellules candidates de 1 GeV donnés pour 2 jeux différents des paramètres E_{cell}^{min} et E_{cube}^{max}.

de l'algorithme sont donnés dans la table 6.6 pour différentes valeurs des paramètres en utilisant un échantillon Monte Carlo QCD à grand p_T.

Coupures	$E_T^{seuil} = 1$ GeV	$E_T^{seuil} = 10$ GeV
$E_{cell}^{min} = E_{cube}^{max} = 100$ MeV	202ms	99ms
$E_{cell}^{min} = E_{cube}^{max} = 300$ MeV	123ms	86ms

TAB. 6.6 – Temps d'exécution pour un échantillon Monte Carlo QCD à grand p_T pour un seuil en énergie transverse de 1 et 10 GeV et pour 2 jeux différents des paramètres E_{cell}^{min} et E_{cube}^{max}.

Le temps d'exécution dépend du p_T de l'événement et du nombre d'événements additionnels. La table 6.7 montre cette dépendance pour différents échantillons et pour un jeu de paramètres donné. En moyenne, le temps d'exécution est de 100 à 300 ms par événement.

6.7 Conclusion

Le nouvel algorithme NADA de détermination de cellules de bruit pour le Run I et le Run II considère une région étendue dans le plan (η, φ) par rapport à l'algorithme Run I AIDA pour déterminer l'isolation de cellules chaudes contaminantes. Les performances de NADA ont été déterminées avec des échantillons de données et d'événements

Type d'événement	ms/événement	Type d'événement	ms/événement
QCD p_T 160 GeV	202	$t\bar{t}$ + 3 événements additionnels	293
QCD p_T 10 GeV	84	$t\bar{t}$ + 2 événements additionnels	211
$Z^o \to bb$	81	$t\bar{t}$ + 1 événement additionnel	144
$Z^o \to ee$	77	$t\bar{t}$ + 0 événement additionnel	71

TAB. 6.7 – Dépendance du temps d'exécution de NADA pour différents processus physiques et nombre d'événements additionnels pour $E_T^{seuil} = 1$ GeV et pour le jeu de paramètres bas : $E_{cell}^{min} = E_{cube}^{max} = 100$ MeV.

simulés et comparées au précédent algorithme AIDA. Les résultats ont été montrés pour différents seuils en énergie transverse des cellules de bruit et représentent une amélioraton significative par rapport à l'algorithme AIDA, principalement en diminuant le taux de mauvaise identification.

L'algorithme NADA a été codé en C++ et est disponible dans le programme de reconstruction pour le Run II de l'expérience DØ.

Bibliographie

[1] S. Fahey *et al.*, *Flagging Calorimeter Noisy Cells*, Note DØ 2379 (1994).

[2] L. Babukhadia *et al.*, *Hot Cells and Jets at DØ*, Note DØ 3408 (1998).

[3] A.L. Lyon, *A Search for Squarks and Gluinos Using the Jets and Missing Energy Signature at DØ*, thèse de l'université de Maryland (1997).

[4] J. Krane, *The Ratio of Inclusive Jet Cross Sections at* $\sqrt{s} = 630\ GeV$ *and* $\sqrt{s} = 1800\ GeV$, thèse de l'université de Nebraska (1998).

[5] Collaboration H1, Eur. Phys. J. C **13** (2000) 609.

[6] La description des déclenchements utilisés au Run I est donnée à l'adresse `http ://www-d0.fnal.gov/online/GM/run1_trigger_lists.html`.

Chapitre 7

La recherche du sTop au Run I

Dans ce chapitre nous présentons la recherche du quark sTop à travers ses modes de désintégration d'ordre supérieur. Après avoir justifié le choix de l'état final considéré et étudié le bruit de fond associé, nous présentons les résultats des recherches du sTop dans les modes de désintégration en 3 et 4 corps.

7.1 Stratégie de recherche du sTop

Nous discutons dans cette partie du choix des signatures expérimentales (en terme de particules dans l'état final) des désintégrations de paires de sTops suivant les différents modes de désintégration en 2, 3 et 4 corps et des bruits de fond associés à ces signatures. Les aspects théoriques de ces désintégrations ont été présentés dans le chapitre 2.

7.1.1 Signatures expérimentales

Les sTops peuvent se désintégrer à travers des modes en 2, 3 ou 4 corps suivant le type de la particule supersymétrique la plus légère (LSP) qui peut être soit le neutralino soit le sneutrino. Les rapports d'embranchement de ces modes de désintégration dépendent des masses des particules supersymétriques échangées ou présentes dans l'état final.

- Désintégration en 2 corps $c\tilde{\chi}_1^o$
  Comme étudié dans le chapitre 2, le mode de désintégration en 2 corps

$$\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_1^o \tag{7.1}$$

  peut être dominant si les masses des particules supersymétriques autres que le $\tilde{\chi}_1^o$ sont élevées et si la masse du sTop est faible ($\lesssim$ 100 GeV). Cependant cette désintégration est produite par un diagramme en boucle avec changement de saveur $b \to c$ et sa largeur peut être très faible. La signature expérimentale attendue est deux jets de quarks c acoplanaires et de l'énergie transverse manquante $\not{E}_T$ due aux deux $\tilde{\chi}_1^o$ s'échappant du détecteur : $cc + \not{E}_T$. Cette signature a le désavantage d'être purement hadronique. Le bruit de fond d'origine QCD est supérieur de quatre ordres de grandeur à la section efficace de production de paires de sTop, ce qui rend ce canal difficile à analyser. De plus sa signature n'est pas comparable à celles des autres modes de désintégration en 3 et 4 corps, nécessitant ainsi de faire l'objet d'une recherche séparée. Ce mode en 2 corps a cependant fait l'objet de nombreuses recherches expérimentales, tant au LEP qu'au Tevatron. Dans cette thèse nous n'étudierons pas ce mode de désintégration.

- Désintégrations en 3 corps du sTop
  Si la masse du chargino est supérieure à la somme des masses du W et du $\tilde{\chi}_1^o$, et si le sTop est suffisamment lourd, le sTop se désintègre préférentiellement en 3 corps
  $$\tilde{t}_1 \longrightarrow bW\tilde{\chi}_1^o \tag{7.2}$$
  Les deux W se désintègrent avec un rapport d'embranchement de 33% en leptons (e, μ, τ) et avec un rapport d'embranchement de 67% en paires de quarks. Afin de bénéficier d'un rapport d'embranchement élevé (33%), une signature possible est de rechercher des paires de sTops où un W se désintègre en leptons, le second W étant libre de se désintégrer en leptons ou en quarks. La présence d'un lepton dans l'état final permet de diminuer fortement le bruit de fond associé. Cependant, à cause des limites expérimentales inférieures sur la masse du neutralino, la masse du sTop doit être supérieure à 135 GeV, c'est-à-dire proche de la limite de sensibilité accessible au Tevatron avec les données du Run I ; aussi ce mode ne sera pas considéré par la suite.
  Le deuxième mode de désintégration en 3 corps possible est le mode
  $$\tilde{t}_1 \longrightarrow bl\tilde{\nu} \tag{7.3}$$
  dans le cas où $m_{\tilde{t}_1} > m_{\tilde{\nu}}$ et si le sneutrino $\tilde{\nu}$ est la particule supersymétrique la plus légère (LSP) ou la seconde particule supersymétrique la plus légère (NSLP), se désintégrant dans ce dernier cas en $\tilde{\chi}_1^o\nu$. Ce mode de désintégration présente l'avantage d'avoir un rapport d'embranchement de 100% en leptons, aboutissant à un état final avec deux leptons, ayant ainsi un faible bruit de fond associé. Ce mode de désintégration sera étudié par la suite.
- Désintégrations en 4 corps
  La contrainte cinématique sur la masse du sTop est moins élevée en considérant le mode de désintégration en 4 corps
  $$\tilde{t}_1 \longrightarrow b\tilde{\chi}_1^o f\bar{f}' \tag{7.4}$$
  qui peut avoir une largeur de désintégration plus élevée que le mode en 2 corps $c\tilde{\chi}_1^o$ dès que la masse du sTop est de l'ordre de 80 GeV [1]. On suppose ici que le $\tilde{\chi}_1^o$ est la LSP. Il existe deux scénarios dominants pour les désintégrations avec 4 corps dans l'état final :

– si la masse du sneutrino est nettement supérieure à la masse du W, le diagramme dominant possède un échange de W et l'état final contient préférentiellement des quarks ou un quark et un lepton, mais peut néanmoins être étudié avec un état final à deux leptons.
– si la masse du sneutrino est plus légère ou du même ordre de grandeur que la masse du W, le diagramme avec échange de sneutrino (cf. chapitre 2) constitue la contribution dominante de la désintégration avec 4 corps dans l'état final. Dans ce cas le rapport d'embranchement en deux leptons est de 100%.
  Aucune recherche expérimentale de désintégrations du sTop en 4 corps n'a été effectuée jusqu'à présent, mais des recherches du mode en 2 corps $b\tilde{\chi}_1^+$ avec une désintégration du $\tilde{\chi}_1^+$ en neutralino et une paire de fermions ont été effectuées par CDF et DØ [2]. Ce processus ($b\tilde{\chi}_1^+$, $\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow f\bar{f}'\tilde{\chi}_1^0$) est produit par les mêmes diagrammes que les diagrammes dominants du mode en 4 corps, à la différence que le chargino est réel lors des désintégrations en 2 corps et virtuel lors des désintégrations en 4 corps. De plus, les recherches à CDF et DØ ont été effectuées en supposant que le chargino se désintègre uniquement en $W\tilde{\chi}_1^0$ (scénario avec échange de W), c'est-à-dire que les diagrammes avec échange de sfermions ont été négligés. Bien que cette hypothèse soit raisonnable dans le cas d'échange de squarks, elle n'est plus valable lors d'échange de sleptons, et en particulier lors d'échange de sneutrinos, qui sont *a priori* possibles puisque la limite expérimentale inférieure actuelle sur la masse du sneutrino établie par le LEP 1 est de 43 GeV. Dans un modèle MSSM avec $m_{\tilde{\nu}} \lesssim 100$ GeV, le diagramme avec échange de sneutrino reste dominant et l'état final est $bbll'\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$.

Aussi nous nous limiterons par la suite à l'état final comportant deux leptons ll' permettant d'étudier à la fois les modes de désintégration en 3 et 4 corps du sTop accessibles au Run I.

7.1.2 Canaux choisis

L'état final doublement leptonique des désintégrations en 3 et 4 corps de paires de sTop-antisTop est $ll'bb\not{E}_T$ où $\not{E}_T$ représente la valeur absolue de la somme vectorielle des énergies transverses des neutrinos, neutralinos ou sneutrinos s'échappant du détecteur. Les leptons l et l' peuvent être e, μ ou τ. Les leptons τ ne sont considérés que s'ils se désintègrent en $e\nu\nu$ ou $\mu\nu\nu$, donnant des états finals $ee\not{E}_TX$, $\mu\mu\not{E}_TX$ et $e\mu\not{E}_TX$. L'échantillon $e\mu$ ayant un bruit de fond moins élevé que les échantillons ee ou $\mu\mu$ (à cause de l'absence des modes $Z^{(*)} \rightarrow ee(\mu\mu)$ et $\gamma^{(*)} \rightarrow ee(\mu\mu)$), seul celui-ci sera considéré par la suite. L'analyse des deux autres canaux ee ou $\mu\mu$ pourrait cependant être effectuée de façon similaire et permettrait une légère amélioration des résultats présentés dans cette thèse. Aucun critère n'étant appliqué sur les jets, la signature utilisée dans cette analyse est :

- Un électron isolé avec $E_T^e > 15$ GeV.

- Un muon isolé avec $E_T^\mu > 15$ GeV.
- De l'énergie transverse manquante $\not{E}_T > 20$ GeV due aux neutrinos, neutralinos ou sneutrinos s'échappant du détecteur. L'énergie transverse manquante est obtenue à partir de la mesure du calorimètre $\not{E}_T^{cal}$ et est corrigée par l'impulsion du muon.

7.1.3 Processus de bruits de fond physiques

Les bruits de fond de l'état final $e\mu$ peuvent être séparés en deux catégories : les bruits de fond physiques décrits dans cette section et les bruits de fond instrumentaux qui seront ensuite présentés. Les 4 processus considérés ici produisent un état final contenant un électron, un muon, de l'énergie manquante et des jets. Ces événements de bruits de fond physiques sont engendrés par différents programmes détaillés ci-dessous, puis sont simulés en utilisant la description détaillée du détecteur `DØGEANT` [3] et la paramétrisation du développement des gerbes "showerlib" [4]. Les événements sont ensuite reconstruits par le programme `DØRECO`.

1. $Z^o \to \tau^+\tau^- \to e\mu X$

La production de bosons Z^o à laquelle peuvent être associés des jets issus de radiation de gluons constitue une source de bruit de fond pour les événements $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \to e\mu X$. Les Z^o se désintègrent en paires $\tau^+\tau^-$ puis les τ se désintègrent en e et μ. La figure 7.1 représente le diagramme de production $Z^o \to \tau^+\tau^-$dans l'approximation de Born. Les jets présents dans ces événements étant produits par des processus de rayonnement de partons dans l'état initial ont généralement une faible énergie transverse. L'échantillon $Z^o \to \tau^+\tau^-$ que nous avons utilisé contient 71 393 événements engendrés avec ISAJET [5]. Ici les paires de τ sont forcées à se désintégrer en $ee, e\mu$ ou $\mu\mu$ avec un rapport d'embranchement $\text{BR}(\tau\tau \to ee, e\mu \text{ ou } \mu\mu) = 0.127$. La section efficace de production $Z^o \to \tau^+\tau^-$ utilisée est prise identique à la section efficace de production $Z^o \to e^+e^-$ mesurée à DØ [6]. On obtient ainsi

$$\sigma^{\text{visible}}_{Z^o\to\tau^+\tau^-\to e\mu} = (209 \pm 21 \text{ pb}) \times 0.127 = 26.6 \pm 2.7 \text{ pb} \tag{7.5}$$

Bien que ce type d'événements puisse être réduit comme on le verra par la suite par des critères cinématiques et topologiques, il constitue le bruit de fond physique dominant de cette analyse.

2. Drell-Yan $\to \tau^+\tau^- \to e\mu X$

La production Drell-Yan de paires $\tau^+\tau^-$ constitue également une source de bruit de fond. La figure 7.1 représente le diagramme de production dans l'approximation de Born. Les jets sont également produits par des processus de radiation et sont relativement mous. L'échantillon Drell-Yan $\to \tau^+\tau^-$ contient 199 990 événements engendrés

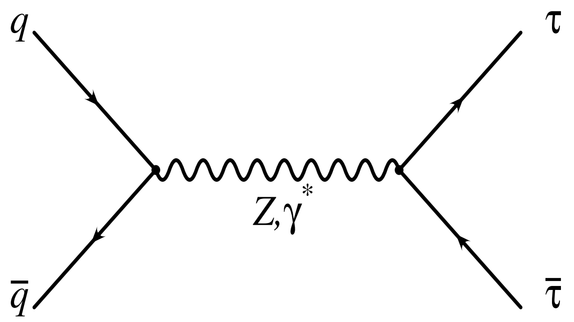

FIG. 7.1 – Production dans l'approximation de Born de paires $\tau^+\tau^-$ par courant neutre Z^o ou γ^*.

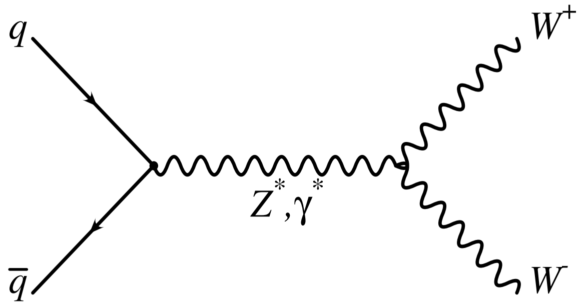

FIG. 7.2 – Production de paires WW dans l'approximation de Born.

en utilisant PYTHIA [7]. Seules les désintégrations leptoniques sont simulées. A cause de l'augmentation exponentielle de la section efficace Drell-Yan $\rightarrow \ell^+\ell^-$ pour $\mathrm{m}_{\ell\ell} \rightarrow 0$, seuls sont engendrés les événements ayant $m_{\tau^+\tau^-} > 25$ GeV ($\sigma = 64$ pb). Cet échantillon est ensuite normalisé en comparant un échantillon Drell-Yan $\rightarrow e^+e^-$ ayant 30 GeV $\leq$ $\mathrm{m}_{ee} \leq 60$ GeV ($\sigma = 34$ pb) à la section efficace mesurée de 45 ± 7 pb [8]. Après correction de la section efficace calculée par PYTHIA et en tenant compte des rapports d'embranchement on obtient :

$$\sigma^{\mathrm{visible}}_{\mathrm{Drell-Yan}\rightarrow\tau^+\tau^-\rightarrow\ell\ell} = (64 \text{ pb}) \cdot \frac{45 \pm 7}{34} \cdot (0.064) = 5.5 \pm 0.9 \text{ pb}$$

3. Production de paires $WW \rightarrow e\mu X$

Dans l'approximation de Born, les paires WW sont produites au Tevatron par le diagramme de la figure 7.2. L'état final $e\mu$ provient directement des désintégrations des deux bosons W, l'un en $e\nu_e$ et l'autre en $\mu\nu_\mu$. Une faible contribution provient aussi des désintégrations $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ suivies de désintégrations $\tau \rightarrow e(\mu)\nu\bar{\nu}$. L'échantillon WW

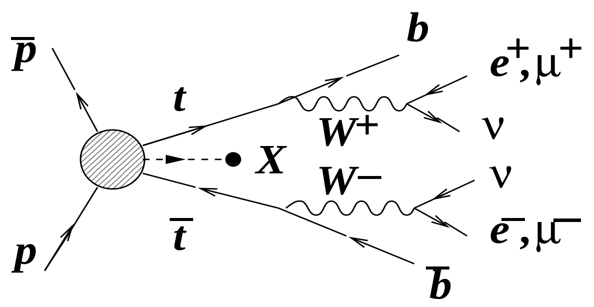

FIG. 7.3 – Vue schématique de la désintégration $t\bar{t} \to e\mu X$.

contient 101 792 événements engendrés avec PYTHIA. Dans cet échantillon, comme pour l'échantillon $t\bar{t}$, seules les désintégrations leptoniques sont simulées. La section efficace utilisée de 10 ± 1 pb [9] corrigée du rapport d'embranchement vaut $\sigma^{\text{visible}}_{WW\to e\mu} = 0.69 \pm 0.7$ pb.

De même que les autres processus Drell-Yan, les jets dans ces événements sont produits par des processus radiatifs et les distributions en E_T des jets sont molles, concentrées à de petites énergies ($\lesssim$ 10 GeV). Les spectres d'énergie transverse des leptons dans l'état final sont comparables à ceux des événements $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$.

4. Production de paires $t\bar{t}$

La figure 7.3 représente une vue schématique de la désintégration $t\bar{t} \to e\mu X$. L'échantillon $t\bar{t}$ contient 101 339 événements générés avec le générateur HERWIG [10] en utilisant les paramétrisations de densités de partons CTEQ3M. Pour chaque événement, les W sont forcés à se désintégrer en e, μ ou τ. Les τ sont à leur tour forcés à se désintégrer en e ou μ. En utilisant $\text{BR}(\tau \to eX) = (18.01\pm0.18)\%$ et $\text{BR}(\tau \to \mu X) = (17.65\pm0.24)\%$ [11] on obtient un rapport d'embranchement BR = 0.0685. La section efficace théorique de production de paires de Top [12] $\sigma_{t\bar{t}} = 5.83$ pb est utilisée, ce qui donne une section efficace visible $\sigma^{\text{visible}}_{t\bar{t}} = 0.40\pm0.05$ pb. L'énergie des jets de quarks b issus de désintégrations $t\bar{t}$ est généralement nettement plus grande que celle de quarks b issus des désintégrations $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$.

7.1.4 Processus de bruits de fond instrumentaux

Il existe aussi des bruits de fond provenant d'effets instrumentaux dans le détecteur. L'état final $e\mu$ peut être contaminé lorsque l'électron ou le muon sont identifiés à tort, ce qu'on appellera dans la suite "faux" électrons ou "faux" muons.

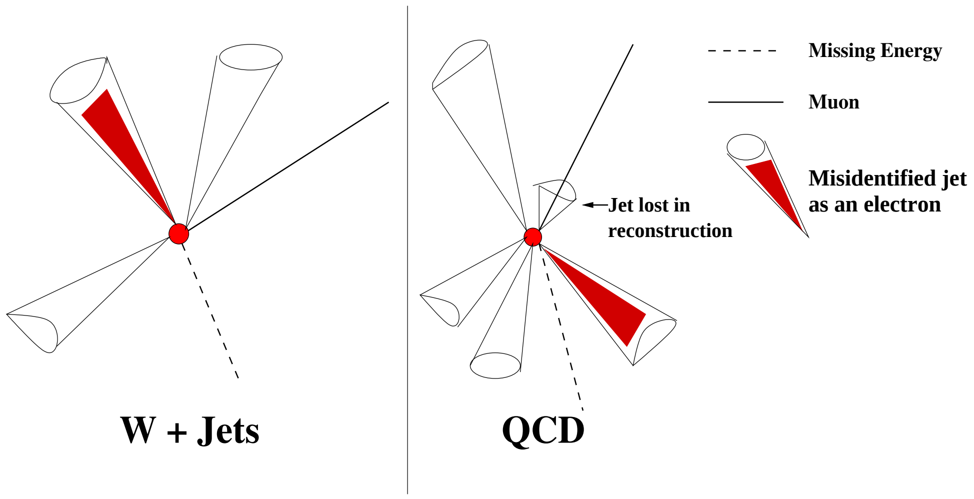

FIG. 7.4 – Bruits de fond instrumentaux $W+$ jets et QCD où un jet est mal identifié comme un électron.

1. Faux muons

Suivant l'origine du muon dans ces événements, on peut séparer ce bruit de fond en deux catégories :

- Les gerbes de hadrons traversant le calorimètre et atteignant les chambres à muons peuvent être identifiées à tort comme des muons ("punch through"). A cause du grand nombre de longueurs d'interaction du calorimètre et des toroïdes des chambres à muons, ce bruit de fond est négligeable. Des études utilisant une simulation détaillée du détecteur et du développement des gerbes dans celui-ci [13] n'ont pas trouvé d'événements de "punch through" satisfaisant les critères de sélection des muons utilisés dans cette analyse. Le nombre d'événements de "punch through" est estimé à moins de 10^{-4} événements pour l'échantillon $e\mu$ étudié [14] et sera négligé dans la suite.
- Les muons provenant de désintégrations de π (K) doivent être étudiés car ils ont une longueur de vol suffisamment grande ($c\tau \simeq 8$ (4) m) pour se désintégrer après le détecteur de traces. Des études détaillées donnent une très faible probabilité (de l'ordre de 10^{-6} par jet) de détecter un muon isolé avec $E_T > 15$ GeV provenant de désintégrations de π ou de K [15], aussi ce bruit de fond sera également négligé. En effet la probabilité de désintégration P d'un hadron de masse m, de temps de vie τ et d'impulsion transverse p_T est donnée par

$$P = \mathrm{BR}(h \to \mu)\frac{rm}{c\tau}\frac{1}{p_T} \tag{7.6}$$

où $\mathrm{BR}(h \to \mu)$ est le rapport d'embranchement de ce hadron en muon et r est le rayon du volume de désintégration, approximativement un cylindre de rayon 84 cm

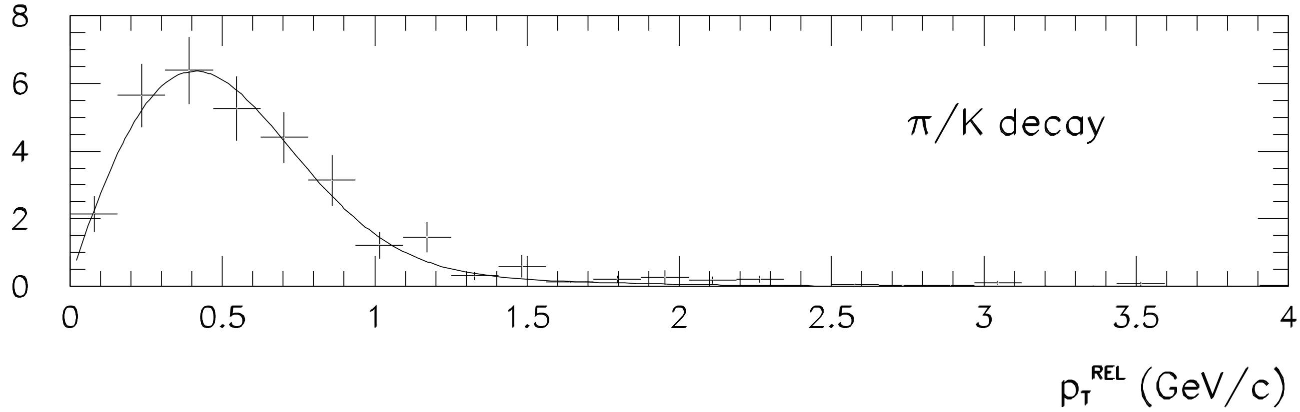

FIG. 7.5 – Distribution Monte Carlo de l'impulsion perpendiculaire à l'axe muon-jet p_T^{REL} de muons issus de désintégrations de π et de K.

atteignant la première couche du calorimètre électromagnétique. Ainsi la probabilité de désintégration pour des π et des K s'écrit $P_\pi = 0.015/p_T^\pi$ et $P_K = 0.070/p_T^K$, soit P_π $(P_K) = 10^{-3}$ $(4.7\ 10^{-3})$ pour $p_T = 15$ GeV (la fraction d'événements K/π a été mesurée à 0.28 ± 0.03 [15]).

Les muons issus des désintégrations de π ou K étant proches des jets dus aux mésons incidents, le critère d'isolation muons-jets $\Delta R^{\mu-jet} > 0.5$ permet de réduire de plusieurs ordres de grandeur le taux de ce type d'événements. La figure 7.5 représente la distribution Monte Carlo p_T^{REL} de l'impulsion de tels muons (avec $p_T^\mu > 8$ GeV) perpendiculaire à l'axe muon-jet ($p_T^{REL} = p^\mu \sin\theta^{REL}$, où $\sin\theta^{REL}$ est le demi-angle entre les directions du muon et du jet). La coupure $\Delta R^{\mu-jet} > 0.5$ correspond à $p_T^{REL} > 2$ GeV qui ne conserve qu'une fraction $\sim 5\ 10^{-2}$ de ces événements, ce qui mène à une probabilité $\sim 5\ 10^{-5}$ par jet de détecter un muon isolé provenant de désintégrations de π ou de K.

2. Faux électrons

Les faux électrons peuvent être identifiés dans deux type d'événements.

- Evénements $W+$ jets : La production d'événements $W+$ jets constitue l'un des principaux bruits de fond instrumentaux. La section efficace mesurée de production $p\bar{p} \to WX \to \mu\nu X$ est de 2.4 nb [16]. Si l'un des jets est identifié à tort comme un électron (cf. figure 7.4), alors ces événements produisent une signature $e\mu X$.
- Evénements QCD multijets $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$: ce bruit de fond est dû à des processus QCD (principalement $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$). Les quarks lourds b ou c produits peuvent se désintégrer de façon semi-leptonique en un muon qui emporte une fraction importante de leur énergie, laissant peu d'énergie sous forme hadronique. Ce jet de quark lourd peut alors ne pas être identifié lors de la reconstruction. Si le deuxième jet dans ce type d'événements est pris pour un électron, alors l'état final est un électron (provenant du jet mal identifié), un muon (provenant des désintégrations de b ou c) et de l'énergie manquante (provenant de la mauvaise mesure de l'énergie des jets qui ont été mal identifiés). La figure 7.4 représente une vue schématique de ce processus. Ce bruit peut être réduit drastiquement par des arguments cinématiques et topologiques, mais demeure dominant à cause des sections efficaces de production $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ supérieures d'environ 4 ordres de grandeur aux autres types de bruit de fond [17].

La probabilité qu'un jet passe les critères de sélection d'électrons est déterminée en utilisant un échantillon d'événements obtenus par un critère de déclenchement multijets ; cette probabilité est définie comme le nombre de jets passant les critères de sélection d'électrons divisé par le nombre total de jets dans cet échantillon. Les jets peuvent satisfaire les critères d'identification des électrons avec un taux de 3 10^{-4} [14], ainsi seul ce bruit de fond instrumental est considéré dans la suite. L'estimation du nombre d'événements attendus et les distributions cinématiques de ces événements de bruit de fond sont effectuées à partir de données. Ces événements sont sélectionnés de la même manière que les données mais en appliquant des critères lâches d'identification d'électrons. La procédure appliquée est décrite dans la section 7.4.6.

Le tableau 7.1 récapitule pour chaque type de bruit de fond les sections efficaces visibles et le nombre d'événements engendrés.

Echantillon	σ_{visible} (pb)	$\mathrm{N}_{\text{Total}}$ (événements)
$Z^{o} \to \tau^{+}\tau^{-} \to e\mu X$	26.6 ± 2.7	71393
$WW \to e\mu X$	0.69 ± 0.7	101792
$t\bar{t} \to e\mu X$	0.40 ± 0.05	101339
Drell-Yan $\to \tau^{+}\tau^{-} \to e\mu X$	5.5 ± 0.9	199990

TAB. 7.1 – Sections efficaces visibles et nombre d'événements pour chaque type de bruit de fond utilisés dans la section 7.5. Les échantillons $t\bar{t}$, $Z^{o} \to \tau^{+}\tau^{-}$, WW et Drell-Yan $\to \tau^{+}\tau^{-}$contiennent également les états finals ee et $\mu\mu$, ce qui est pris en compte dans le calcul des sections efficaces visibles.

7.2 Présélection des données

La sélection des données pour cette analyse est effectuée en plusieurs étapes dont la première est décrite dans cette section. L'échantillon de départ est constitué de l'ensemble des μDST (149 millions d'événements, cf. section 7.3) correspondant aux Runs Ia, Ib et Ic. Seuls les événements ayant été enregistrés avec un des critères de déclenchement donnés dans le tableau 7.2 sont considérés. Ceux-ci “couvrent” la topologie $e\mu$ que nous recherchons [18].

A partir de ceux-ci le sous-échantillon des événements contenant un candidat électron et un candidat muon est extrait et stocké sous forme de μDSTs. Les critères de préidentification utilisés pour ces candidats sont décrits dans le tableau 7.3.

Run	Critères de déclenchement utilisés
Run Ia	mu_ele, ele_jet_high ou mu_jet_high
Run Ib	mu_ele, ele_jet_high, mu_jet_high ou mu_jet_cent
Run Ic	mu_ele_high, ele_jet_higha, mu_jet_cencal ou mu_jet_cent

TAB. 7.2 – Critères de déclenchement utilisés pour la sélection de l'échantillon $e\mu$ lors des Runs Ia, Ib et Ic. Ces critères de déclenchement sont définis dans la référence [18].

Candidat électron	Candidat muon
amas dans le calo. EM tel que :	trace dans les PDT telle que :
$E_T^{EM} \geq 10$ GeV	$E_T^{trace} \geq 7$ GeV
$\lvert\eta^{EM}\rvert \leq 3.3$	$\lvert\eta^{trace}\rvert \leq 2.0$
Iso ≤ 0.3	
$\chi^2 \leq 300$	

TAB. 7.3 – Critères de sélection appliqués afin de sélectionner les candidats $e\mu$ parmi l'ensemble des μDSTs (149 millions d'événements) correspondant aux Runs Ia, Ib et Ic. Chaque événement doit contenir un candidat électron et un candidat muon.

7.2.1 Qualité de la prise de données et luminosité intégrée

Tous les événements ayant été obtenus lors de prises de données où un mauvais fonctionnement du détecteur a été observé sont rejetés, de même que les événements obtenus lors des périodes d'injection du Main Ring [19]. Les luminosités intégrées pour ces échantillons sont de 13.9 pb^{-1} et 94.4 pb^{-1} pour les Runs Ia et Ibc repectivement. En tenant compte des incertitudes, la luminosité totale intégrée est de 108.3 ± 5.7 pb^{-1} pour cette combinaison de Runs et de critères de déclenchement. La fraction "Prezap" (où seuls les muons centraux avec $|\eta| < 1.0$ sont sélectionnés) est de 0.54 ± 0.04 et la fraction "Postzap" (où la sélection des muons est étendue à $|\eta| < 1.7$) est de 0.46 ± 0.04 pour l'ensemble du Run Ibc.

Après cette présélection, les événements sont ensuite analysés en deux étapes. Lors de la première étape les événements sont traités par le programme de création de fichiers "ntuples" [20] utilisé par le groupe de Physique "Top" de DØ [21] et le programme de correction de l'énergie des jets CAFIX. Lors de la seconde étape, les ntuples sont analysés par un programme utilisé pour la mesure de la section efficace $t\bar{t}\rightarrow e\mu$ [22]. Le programme crée un échantillon final contenant uniquement les événements satisfaisant tous les critères de sélection. Le même programme est utilisé lors du traitement des échantillons de bruit de fond simulés.

7.3 Reconstruction et identification des particules

Le programme de reconstruction (`DØRECO`) du Run I utilise les éléments d'information ("hits") déposés dans le détecteur (ionisation dans les chambres à dérive, énergies déposées dans le calorimètre) et les associe afin de reconstruire des traces chargées et des amas d'énergie. Ces objets doivent satisfaire des critères précis de reconstruction et d'identification pour être interprétés comme des objets physiques : électrons, photons, muons et jets. En plus de reconstruire les événements, `DØRECO` réduit de façon importante le volume des données enregistrées lors de plusieurs étapes de présélection afin d'en faciliter le stockage et l'accès. `DØRECO` produit successivement trois formats de données différents : les fichiers STA ("Standard"), DST ("Data Summary Tape") et μDST ("micro-DST"). Les fichiers STA contiennent tous les "hits" et les résultats complets de la reconstruction. Les DST sont une version compressée des STA contenant uniquement l'information reconstruite et les μDST contiennent une sélection des données reconstruites, constituant ainsi une série de fichiers dédiés à l'analyse.

7.3.1 Reconstruction des traces et des vertex

Les "hits" dans les chambres à dérive sont utilisés pour former des traces dans le plan (r, φ). L'information de chaque trace est donnée par 5 paramètres : les coordonnées d'un point de référence (x_o, y_o, z_o), l'angle polaire θ et l'angle azimuthal φ.

La détermination de la position du point d'interaction est effectuée à partir des traces reconstruites. Les traces sont projetées par rapport au centre du détecteur et le paramètre d'impact (la plus petite distance entre la trace et l'axe z du faisceau) est calculé. Les traces possédant un paramètre d'impact plus petit qu'une valeur critique sont projetées dans le plan (r, z) et leur intersection avec l'axe z donne la position du vertex. Plusieurs vertex peuvent ainsi être reconstruits le long de l'axe z. La résolution obtenue sur la position du vertex est d'environ 2 cm. Plusieurs vertex seront reconstruits s'ils sont séparés de plus de 6 cm.

7.3.2 Reconstruction des électrons et des photons

Les électrons et les photons sont détectés à partir des amas d'énergie dans le calorimètre auxquels est associée (dans le cas des électrons) ou non (dans le cas des photons) une trace dans le détecteur de traces. La reconstruction des électrons et photons est effectuée grâce à un algorithme dit "du plus proche voisin" [23]. En partant de la tour la plus énergétique dans le calorimètre électromagnétique, les énergies des tours voisines contenant au moins 5 GeV sont rajoutées jusqu'à obtenir un cône de taille donnée. Les gerbes doivent avoir au moins 90% de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique, et au moins 40% de l'énergie totale doit être contenue dans une seule tour. La position du centre de la gerbe est calculée en pondérant la distribution transverse de l'énergie dans la gerbe [24]. La résolution sur la position est de 2 mm. Les électrons sont ensuite distingués des photons en associant les traces contenues dans un cône de taille 0.1×0.1 (dans le plan (η, φ)) entre la position du vertex et le centre de la gerbe.

Identification des électrons

L'échantillon d'électrons candidats après reconstruction est contaminé par deux types de bruit : les hadrons chargés recouvrant des photons énergétiques provenant de désintégrations de π^0 ou η, et les photons isolés convertis en paires e^+e^- lors de leur traversée du tube à vide ou des matériaux constituant le système de détection de traces. Cinq variables sont utilisées pour construire un estimateur de vraisemblance qui permettra de rejeter ces bruits de fond :

1. **La fraction électromagnétique (f_{EM}).** Elle est définie par la fraction d'énergie d'une gerbe contenue dans les calorimètres électromagnétiques. Les hadrons y déposant une faible partie de leur énergie contrairement aux électrons et photons, cette variable contient un fort pouvoir de discrimination.
2. **Le profil de la gerbe - la matrice de covariance et son χ^2.** Les formes longitudinales et transverses de gerbes issues de 2 photons (provenant de la désintégration d'un pion neutre) et d'une paire e^+e^- (provenant de la conversion d'un photon dans les chambres à traces) diffèrent de celles issues d'un électron ou d'un photon isolé. La segmentation fine du calorimètre de DØ permet de distinguer ces différents cas. La compatibilité de la forme d'une gerbe avec celle d'un objet électromagnétique isolé est mesurée par une matrice de covariance (matrice H [25]) contenant 41 variables caractérisant chacune une partie du profil de la gerbe. Une quantité χ^2 est calculée à partir de la gerbe observée et de sa représentation par la matrice H. Les faibles valeurs de χ^2 ($\lesssim 100$) sont compatibles avec une gerbe électromagnétique.
3. **L'ionisation (dE/dx).** Les photons isolés se convertissant en paires e^+e^- créent des traces qui peuvent se superposer avec une gerbe électromagnétique. En l'absence de champ magnétique central, les deux traces créées peuvent ne pas être suffisamment éloignées pour être séparées. Cependant l'énergie déposée par ionisation et par unité de longueur dans le système de détection de traces (dE/dx) d'une paire e^+e^- est deux fois plus élevée que celle issue d'une particule chargée isolée.
4. **La coïncidence spatiale d'une gerbe et d'une trace.** La coïncidence spatiale ($\sigma_{\rm trk}$) d'une trace avec une gerbe électromagnétique est calculée afin de mettre en évidence les superpositions accidentelles d'une gerbe avec des traces issues de photons de conversion. $\sigma_{\rm trk}$ est définie par

$$\sigma_{\rm trk} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\varphi}{\sigma_{\Delta\varphi}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta z}{\sigma_{\Delta z}}\right)^2} \qquad (7.7)$$

où $\Delta\varphi$ et Δz sont les distances azimuthale et en z entre la gerbe et la trace, et $\sigma_{\Delta\varphi}$ et $\sigma_{\Delta z}$ les erreurs associées à ces distances.

5. **L'efficacité du TRD (ϵ_t).** Le rayonnement de transition est plus élevé pour une paire e^+e^- que pour un électron isolé. La quantité de rayonnement de transition ϵ_t le long d'une trace d'un candidat électron est utilisée afin de séparer les photons de conversion.

Estimateur de vraisemblance d'un électron (L_5)

Ces 5 variables sont combinées en un estimateur de "vraisemblance d'un électron" L_5 [26] défini par

$$L_5 = \frac{p(f_{EM}, \chi^2, \sigma_{\mathrm{trk}}, \langle dE/dx \rangle, \epsilon_t \mid \text{hadron})}{p(f_{EM},\ \chi^2, \sigma_{\mathrm{trk}}, \langle dE/dx \rangle, \epsilon_t \mid \text{électron})} \tag{7.8}$$

où les densités de ces variables sont construites à partir de données et où les corrélations entre les variables sont négligées.

Estimateur d'isolation (Iso)

Les gerbes électromagnétiques sont étroites comparé aux gerbes issues de hadrons, et sont généralement contenues dans un cône de rayon $R = 0.2$ dans le plan (η, φ) avec $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2}$. L'isolation Iso est définie par

$$\text{Iso} = \frac{E_{Total}(R = 0.4) - E_{EM}(R = 0.2)}{E_{EM}(R = 0.2)} \tag{7.9}$$

où $E_{Total}(R = 0.4)$ est l'énergie contenue dans un cône de rayon 0.4 et $E_{EM}(R = 0.2)$ est l'énergie électromagnétique contenue dans un cône de rayon 0.2.

Critères lâches d'identification d'un électron

Afin de déterminer le nombre d'électrons identifiés par erreur ("faux électrons") dans l'échantillon final nous nous servirons d'un échantillon d'événements réels dont l'état final dominant est une paire de jets dont l'origine est majoritairement due à des processus QCD. Cet échantillon sera sélectionné pour que ces événements possèdent au moins une gerbe électromagnétique énergétique. Une fois tous les autres critères de sélection appliqués (qualité de la prise de donnée, déclenchements, critères d'identification et d'isolation des muons), les critères lâches d'identification d'électrons (décrits dans le tableau 7.4) sont appliqués pour obtenir cet échantillon de référence.

$E_T^e \geq 15$ GeV avec $\lvert\eta^e\rvert \leq 2.5$
$\chi^2 < 300$
Iso ≤ 0.3

TAB. 7.4 – Définition des critères lâches d'identification des électrons.

Critères d'identification d'un électron dans l'analyse

Pour identifier les électrons nous utilisons les critères du groupe d'analyse "Top" de la collaboration, définis dans le tableau 7.5.

$E_T^e \geq 15$ GeV avec $\lvert\eta^e\rvert \leq 2.5$
$L_5 \leq 0.5$
Iso ≤ 0.1

TAB. 7.5 – Critères d'identification des électrons utilisés dans cette analyse.

7.3.3 Reconstruction des muons

Les muons interagissant faiblement, ils ont un temps de vie suffisamment long pour traverser le détecteur avant de se désintégrer. Ils sont reconstruits et identifiés en utilisant l'information en temps et les "hits" déposés dans les spectromètres à muons. Les muons déposant également une petite fraction de leur énergie dans le calorimètre, la trace de minimum d'ionisation ainsi obtenue peut également être utilisée pour les identifier. La reconstruction des muons est similaire à celle des traces dans le détecteur de traces central CDC. Le programme `DØRECO` utilise l'information en temps par rapport au croisement des faisceaux afin de déterminer quels "hits" sont à associer dans les trois couches du système de détection des muons. Les "hits" des plans A (avant le spectromètre), B et C (après le spectromètre) sont utilisés pour former des segments de traces, avant d'être combinés pour former les traces. La mesure de l'impulsion est effectuée en mesurant la courbure des trajectoires dans un des toroïdes. Enfin, un ajustement global est effectué [27] en utilisant l'information issue des traces dans les chambres à muons, la position du vertex, le profil d'énergie déposé dans le calorimètre et les traces dans le système de détection de traces.

Identification des muons

Le bruit de fond des muons provient principalement des rayons cosmiques et de bruit électronique. A cause de l'épaisseur élevée du calorimètre de DØ, la présence de "hits" dans les chambres à muons dus aux queues des gerbes hadroniques ("punch through") est négligeable. Plusieurs variables sont utilisées pour réduire ces bruits de fond.

1. **Les paramètres d'impact :** Dans le plan (η, φ) deux paramètres d'impact des traces issues des muons sont calculés afin de déterminer dans quelle mesure les traces pointent vers le vertex : le premier en projetant la trace dans le plan (x, y) où elle n'est pas courbée et le second en la projetant dans le plan longitudinal. Ils permettent de rejeter les bruits de fond issus des gerbes cosmiques.
2. **La qualité de la trace (IFW4) :** Pour chaque trace `DØRECO` applique une série de critères de sélection sur le nombre de plans traversés par le muon et les paramètres d'impact. Le nombre de critères que ne satisfait pas une trace est appelé "IFW4". Dans cette analyse IFW4 doit être inférieur ou égal à 1 pour les muons centraux, et être égal à 0 pour les muons à l'avant.
3. **La confirmation calorimétrique (mtc) :** Un muon traversant le détecteur dépose de 1 à 3 GeV de son énergie dans le calorimètre. L'énergie totale déposée dans les cellules du calorimètre le long de la direction du muon doit être supérieure à 1 GeV.
4. **L'isolation (ΔR) :** Cette analyse s'intéressant aux muons issus de désintégrations de $\tilde{\chi}_1^+$ et de W, ils doivent être isolés de tout autre activité électromagnétique ou hadronique de l'événement. Deux critères d'isolation sont utilisés, un pour la séparation muon-jet ($\Delta R(\mu, jet) > 0.5$ dans le plan (η, φ) et un pour la séparation muon-électron/photon ($\Delta R(\mu, e/\gamma) > 0.25$).

Durant la première moitié du Run Ib (appelée "Prezap"), certaines des chambres à muons (plus particulièrement celles situées dans la région avant EF ou proches du Main Ring) étaient inefficaces à cause du développement de polymères sur les anodes des fils des chambres. Durant la seconde moitié du Run Ib (appelée "Postzap"), ces polymères ont été éliminés par l'application aux fils de grandes décharges électriques. Aussi des critères de sélection différents sont appliqués pour ces deux périodes, en particulier pour la période "Prezap" $|\eta| < 1.0$ (pas de muons dans la région avant EF) et pour la période "Postzap" $|\eta| < 1.7$.

Critères d'utilisation des muons dans l'analyse

Les critères de définition des muons utilisés dans notre analyse sont donnés dans le tableau 7.6. La notation utilisée est CF pour la partie centrale et EF pour la partie avant des chambres à muons.

7.3.4 Reconstruction des jets et de l'énergie transverse manquante

Les quarks autres que le Top et les gluons produits dans les collisions $p\bar{p}$ s'hadronisent en particules de couleur nulle. Ces particules sont généralement situées dans un cône autour de la direction du parton original, et apparaissent dans le calorimètre comme

	Ia		Ib Prezap		Ibc Postzap	
	CF	EF	CF	EF	CF	EF
utilisé	oui	non	oui	non	oui	oui
E_T^μ	15	–	15	–	15	15
IFW4	1	–	1	–	1	0
mtc	–	–	oui	–	oui	oui
$\Delta R^{\mu-jet}$	0.5	–	0.5	–	0.5	0.5
$\Delta R^{\mu-e/\gamma}$	0.25	–	0.25	–	0.25	0.25

TAB. 7.6 – Critères de définition des muons. La notation utilisée est CF pour la partie centrale et EF pour la partie avant des chambres à muons. mtc correspond au critère de confirmation calorimétrique (cf. section 7.3.3). Les muons EF sont rejetés lors du Run Ia et partiellement lors du Run Ib. L'isolation $\Delta R^{\mu-jet} > 0.5$ est appliquée pour tous les jets reconstruits de plus de 5 GeV (cf. section 7.3.4).

une gerbe d'énergie appelée *jet*. La définition des jets généralement utilisée dans les événements de collisions $p\bar{p}$ est l'"algorithme de cône", dans lequel les jets sont définis par la quantité d'énergie déposée dans un cône de rayon fixé $\Delta = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2}$ dans le plan (η, φ). Cette définition a été utilisée par les expériences UA1, UA2, CDF et dans la plupart des analyses à DØ [28]. Dans cette analyse nous utilisons un rayon de cône de 0.5. Une brève description de cet algorithme qui se passe en 3 grandes étapes est donnée ci-dessous :

1) Le "preclustering" : les tours du calorimètre sont classées par E_T décroissants. En partant des tours les plus énergétiques, des amas sont formés en additionnant les tours contenues dans un rayon donné autour des tours les plus énergétiques.

2) La formation des cônes : le centre de chaque amas est calculé en effectuant une somme des positions (η, φ) des tours pondérées par leur énergie.

3) La combinaison : une fois les cônes formés, certaines cellules du calorimètre peuvent être associées à plusieurs jets. Si la fraction d'énergie partagée par deux jets est supérieure à 50%, alors les deux jets sont combinés et la nouvelle direction du jet est calculée. Si cette fraction est inférieure à 50% les deux jets sont séparés et l'énergie partagée est associée au jet le plus proche. A ce stade de l'analyse tous les jets ayant $E_T \geq 8$ GeV sont conservés.

Identification des jets

Différents critères ont été développés afin de rejeter le bruit de fond associé aux jets. La fraction électromagnétique f_{EM} des jets (définie par la fraction d'énergie d'une gerbe contenue dans les calorimètres électromagnétiques) permet de distinguer les gerbes de photons et d'électrons des gerbes de hadrons. La fraction de bruit f_{HC} définie par l'équation 6.2 permet de réduire le bruit calorimétrique, et la fraction de l'énergie des jets déposée dans les dernières couches hadroniques (f_{CH}) permet de réduire le bruit causé lors des périodes d'injection du Main Ring [29]. Dans la suite de cette analyse les valeurs $0.05 < f_{EM} < 0.95$, $f_{HC} < 0.05$ et $f_{HC} < 0.4$ sont utilisées.

Corrections de l'énergie des jets

L'énergie mesurée d'un jet ne correspond généralement pas à l'énergie du parton incident. Les effets liés à la dégradation de la résolution en énergie des jets sont corrigés par le programme CAFIX [30]. Les effets suivants sont corrigés :

- la non-uniformité du calorimètre et sa réponse non-linéaire pour les particules de basse énergie (< 2 GeV) ;
- le bruit électronique et la radioactivité naturelle de l'absorbeur Uranium du calorimètre ;
- les jets étant des objets étendus, une fraction de leur énergie peut être en dehors du cône du jet. De même, un cône peut contenir l'énergie déposée par des partons ne provenant pas de l'interaction dure, comme les partons spectateurs à l'intérieur des protons et des antiprotons.

La correction appliquée est fonction de η et de l'énergie transverse et prend la forme [30]

$$E_{jet}^{corrigée} = \frac{E_{jet}^{mesurée} - O}{R(1-S)} \tag{7.10}$$

où O est le décalage en énergie dû au bruit de l'Uranium et des partons spectateurs, R est la réponse du calorimètre à l'énergie des jets et S est la fraction de l'énergie des jets non contenue dans le cône.

Energie transverse manquante ($\not{E}_T$)

La conservation des quadri-impulsions et le fait que les protons et les antiprotons aient des impulsions opposées impliquent que la somme vectorielle des impulsions de toutes les particules dans l'état final doit être nulle. Cependant, la conservation de l'impulsion le long de la direction du faisceau ne peut pas être utilisée à cause des particules s'échappant dans cette direction à travers le tube à vide. Comme ces particules s'échappent du détecteur à petit angle polaire, elles emportent une faible énergie transverse ; aussi la conservation de l'impulsion peut être utilisée dans le plan perpendiculaire au faisceau. Une énergie transverse manquante non nulle signe la présence de particules interagissant faiblement. Les muons ne déposant qu'une faible fraction de leur énergie dans le calorimètre, l'énergie transverse manquante $\not{E}_T^{cal}$ dans le calorimètre doit être corrigée de l'impulsion du muon afin d'obtenir l'énergie manquante totale de l'événement

$\not{E}_T$. L'énergie transverse manquante dans le calorimètre $\not{E}_T^{cal}$ est définie par

$$\not{E}_T^{cal} = \sqrt{(\not{E}_T^{cal})^2_x + (\not{E}_T^{cal})^2_y} \tag{7.11}$$

où

$$(\not{E}_T^{cal})_{x,y} = \sum_{cellules} E_{x,y}^{cellules}$$

est la somme des énergies déposées dans les cellules du calorimètre. L'impulsion transverse du muon est soustraite de $\not{E}_T^{cal}$ afin d'obtenir l'énergie transverse manquante totale $\not{E}_T$:

$$(\not{E}_T)_{x,y} = (\not{E}_T^{cal})_{x,y} - p^{\mu}_{x,y} \tag{7.12}$$

$$\not{E}_T = \sqrt{(\not{E}_T)^2_x + (\not{E}_T)^2_y} \tag{7.13}$$

Jets et énergie transverse manquante dans l'analyse

Les jets sont reconstruits avec une taille de rayon de cône de 0.5. L'isolation des muons et des jets est effectuée en demandant $\Delta R^{\mu-jet} > 0.5$ pour tous les jets reconstruits ayant $E_T > 5$ GeV. Les jets conservés dans l'analyse ont $E_T > 15$ GeV et $|\eta| < 2.5$.

L'énergie transverse manquante est calculée à partir des dépôts énergétiques dans le calorimètre, et est corrigée par l'impulsion des muons (isolés ou non-isolés).

7.4 Efficacités et bruits de fond

Dans ce paragraphe nous détaillons les efficacités d'identification et les facteurs de correction à appliquer à la simulation. Les facteurs de correction sont utilisés afin d'ajuster les efficacités obtenues sur des échantillons simulés à celles obtenues à partir de données.

7.4.1 Efficacités d'identification

Les efficacités d'identification sont définies par le rapport du nombre d'électrons (ou de muons) satisfaisant tous les critères d'identification et d'isolation divisé par le nombre d'électrons (ou de muons) initial.

Electrons

Les efficacités et les facteurs de correction de la simulation sont déterminés séparément pour les données et pour les événements simulés [22]. Les efficacités pour les données ont été déterminées à partir d'événements $Z^o \to e^+e^-$. Les efficacités pour la simulation sont déterminées sans appliquer les critères d'identification des électrons (excepté l'isolation), et sont corrigées par les efficacités d'identification des électrons déterminées à partir des données. Les résultats sont donnés dans le tableau 7.7.

	CC	EC
Efficacité	0.880 ± 0.016	0.638 ± 0.023
ϵ_{trace}^{MC}	0.948 ± 0.006	0.907 ± 0.016
$\epsilon_{trace}^{données}$ ($\geq$ 1 vertex reconstruit)	0.827 ± 0.011	0.852 ± 0.010
Facteur de correction MC $=$ Efficacité$\frac{\epsilon_{trace}^{données}}{\epsilon_{trace}^{MC}}$	$(0.880 \pm 0.016) \cdot \frac{0.827\pm0.011}{0.948\pm0.006}$ $= 0.768 \pm 0.018$	$(0.638 \pm 0.023) \cdot \frac{0.852\pm0.010}{0.907\pm0.016}$ $= 0.599 \pm 0.025$

Tab. 7.7 – Efficacités d'identification des électrons et facteurs de correction pour la simulation. ϵ_{trace}^{MC} ($\epsilon_{trace}^{données}$) est l'efficacité du programme DØRECO de reconstruire la trace de l'électron à partir d'événements simulés (données).

Muons

Les facteurs de correction des muons sont déterminés en utilisant une combinaison de données et d'événements simulés et ont été vérifiés avec des données $Z^o \to \mu^+\mu^-$. Les facteurs de correction sont donnés dans le tableau 7.8. Les différences issues des périodes "Prezap" et "Postzap" ont été incluses dans le calcul des facteurs.

Run	Facteurs de correction CF	Facteurs de correction EF
Run Ia	0.865 ± 0.073	–
Run Ib et Ic	0.890 ± 0.062	0.504 ± 0.059

Tab. 7.8 – Facteurs de correction d'identification des muons. Les différences issues des périodes "Prezap" et "Postzap" ont été incluses dans le calcul des facteurs.

7.4.2 Efficacités de déclenchement

Les efficacités de déclenchement sont obtenues grâce au programme de simulation "trig sim" [31] pour les différents critères de déclenchement des Run Ia et Ibc. Ces efficacités sont fonction de la position des électrons et des muons dans le détecteur et sont données dans le tableau 7.9. Un facteur d'efficacité global pour ces trois périodes est calculé. Aucun critère de déclenchement n'étant appliqué aux événements simulés, les facteurs de correction sont équivalents à ces efficacités.

Région	Efficacité
CCCF	0.95 ± 0.05
CCEF	0.93 ± 0.05
ECCF	0.90 ± 0.04
ECEF	0.93 ± 0.05

TAB. 7.9 – Efficacités de déclenchement lors du Run I.

7.4.3 Combinaison des efficacités

Les efficacités de déclenchement et d'identification sont combinées afin d'obtenir 4 coefficients correspondant aux 4 classes d'événements $e\mu$. Ils sont donnés par

- $C_{\mathrm{CCCF}} = C_{\mathrm{CCEF}}^{\mathrm{Trig}} \times C_{\mathrm{CC}}^{eID} \times C_{\mathrm{CF}}^{\mu ID}$
- $C_{\mathrm{CCEF}} = C_{\mathrm{CCEF}}^{\mathrm{Trig}} \times C_{\mathrm{CC}}^{eID} \times C_{\mathrm{EF}}^{\mu ID}$
- $C_{\mathrm{ECCF}} = C_{\mathrm{ECCF}}^{\mathrm{Trig}} \times C_{\mathrm{EC}}^{eID} \times C_{\mathrm{CF}}^{\mu ID}$
- $C_{\mathrm{ECEF}} = C_{\mathrm{ECEF}}^{\mathrm{Trig}} \times C_{\mathrm{EC}}^{eID} \times C_{\mathrm{EF}}^{\mu ID}$

Ces coefficients sont ensuite pondérés par les luminosités intégrées des Run Ia et Run Ibc :

$$C_{\mathrm{X}}^{\mathrm{Lum}} = \frac{(\mathrm{Lum}^{\mathrm{Ia}} \times C_{\mathrm{X}}^{\mathrm{Ia}}) + (\mathrm{Lum}^{\mathrm{Ibc}} \times C_{\mathrm{X}}^{\mathrm{Ibc}})}{\mathrm{Lum}^{\mathrm{Ia}} + \mathrm{Lum}^{\mathrm{Ibc}}} \tag{7.14}$$

Les résultats sont donnés dans le tableau 7.10.

Région	C_{CCCF}	C_{CCEF}	C_{ECCF}	C_{ECEF}
Run Ia	0.631 ± 0.08	–	0.466 ± 0.06	–
Run Ibc	0.649 ± 0.06	0.360 ± 0.05	0.480 ± 0.05	0.281 ± 0.04
Pondéré par la luminosité	0.647 ± 0.07	0.314 ± 0.04	0.478 ± 0.05	0.245 ± 0.03

TAB. 7.10 – Corrections de déclenchement et d'identification en fonction de la région du détecteur et de la prise de données.

En plus de la normalisation de section efficace, de luminosité et d'acceptance, les échantillons simulés doivent être corrigés des effets de luminosité instantanée.

7.4.4 Corrections de luminosité

Les données utilisées dans cette analyse ont été obtenues pour différentes valeurs de luminosité instantanée. A haute luminosité il est courant d'obtenir 3 interactions par croisement des faisceaux, ce qui introduit une dépendance en luminosité pour certaines des acceptances. L'échantillon de faux électrons étant obtenu à partir de données, il ne nécessite pas cette correction. Les événements simulés ont été engendrés avec une interaction inélastique par événement. Cet effet est pris en compte en utilisant 3 échantillons différents d'événements $t\bar{t} \to e\mu X$ correspondant à 1, 2 ou 3 interactions engendrés avec :

- une interaction dure (une seule interaction)
- une interaction dure et un événement additionnel (deux interactions)
- une interaction dure et deux événements additionnels (trois interactions)

Ces événements sont simulés et reconstruits par la chaîne d'analyse complète `DØGEANT` et `DØRECO` et sont utilisés pour calculer les efficacités de sélection en fonction du nombre d'interactions. Les acceptances d'identification de paires $e\mu$ diminuent lorsque le nombre d'interactions augmente (cf. tableau 7.11).

Nombre d'interactions	Acceptance
1	0.35 ± 0.02
2	0.31 ± 0.02
3	0.27 ± 0.02

TAB. 7.11 – Acceptances d'identification d'une paire $e\mu$ en fonction du nombre d'interactions. Seules les erreurs statistiques sont citées.

Afin de déterminer un facteur de correction, l'acceptance est paramétrisée par un ajustement linéaire en fonction du nombre d'interactions N, donnant

$$A(N) = 0.39 - 0.04 \times N \tag{7.15}$$

Pour un nombre moyen de 1.83 interactions par croisement [22], le facteur de correction $C^{\text{Mult Int}}$ vaut

$$C^{\text{Mult Int}} = \frac{A(N = 1.83)}{A(N = 1.0)} = 0.905 \tag{7.16}$$

La plus grande partie de cette correction (7%) est due aux efficacités de leptons, le reste (2%) étant dû à l'isolation. A cause des propriétés cinématiques et topologiques similaires entre le processus $t\bar{t}$ et les autres processus, le même facteur de correction est appliqué aux événements de signal et aux événements de bruit de fond dus aux Z^o, WW et Drell-Yan.

7.4.5 Estimation des taux de bruits de fond physiques

Dans cette section nous décrivons l'estimation du nombre d'événements attendus pour chaque type de bruit de fond. Le nombre d'événements dans les différents canaux est calculé en utilisant la relation

$$\begin{aligned} N_{\text{bruit}} &= \text{Lum} \times \sigma_{\text{visible}} \times C^{\text{Mult Int}} \times \\ & \frac{(N_{\text{CCCF}} C_{\text{CCCF}} + N_{\text{CCEF}} C_{\text{CCEF}} + N_{\text{ECCF}} C_{\text{ECCF}} + N_{\text{ECEF}} C_{\text{ECEF}})}{N_{\text{total}}} \end{aligned} \tag{7.17}$$

où $N_{\text{CCCF}}, N_{\text{CCEF}}, N_{\text{ECCF}}$ et N_{ECEF} représentent les nombres d'événements simulés restant après toutes les sélections dans chaque région du détecteur, $N_{\text{total}} \equiv N_{\text{CCCF}} + N_{\text{CCEF}} + N_{\text{ECCF}} + N_{\text{ECEF}}$ est le nombre total d'événements simulés, σ_{visible} la section efficace visible, et C_{CCCF}, C_{CCEF}, C_{ECCF} et C_{ECEF} les corrections de déclenchement et de luminosité dans les différentes régions. Ici nous supposons que les corrections de déclenchement et d'identification sont identiques pour tous les types de processus une fois les critères cinématiques et d'isolation appliqués.

Le nombre d'événements attendus est donné par l'équation 7.17 avec les valeurs : $\text{Lum} = 108.3, C^{\text{Mult Int}} = 0.905$, σ_{visible} et N_{Total} du tableau 7.1 et les corrections pondérées du tableau 7.10.

7.4.6 Estimation des taux de bruits de fond instrumentaux

A grande impulsion transverse, la granularité du calorimètre électromagnétique de DØ n'est pas suffisante pour séparer les paires de photons (issues de mésons neutres π^o et η) des photons isolés. Ainsi, lorsqu'un jet se fragmente principalement en un π^o ou η isolé de grande impulsion, il peut être mal reconstruit comme un faux électron ou photon. Lors du Run I, le détecteur DØ ne possédant pas de champ magnétique central, les faux électrons sont produits quand au moins un des deux photons se convertit en paires e^+e^-. De même, un hadron chargé de faible impulsion provenant du même jet que le méson neutre π^o ou η et proche de la paire $\gamma\gamma$ peut entraîner la mauvaise identification d'un jet comme un électron [32].

Afin de quantifier le taux auquel les jets sont mal identifiés comme des électrons (taux de faux électrons), il est nécessaire d'obtenir un échantillon ne contenant pas de "vrais" électrons. Cet échantillon de référence est un sous-ensemble d'un échantillon obtenu en utilisant un déclenchement (`ele_1_mon`) demandant un seul candidat électron avec $E_T^{EM} > 10$ GeV (des études similaires ont été effectuées en utilisant des déclenchements multijets [32, 33]) mais est constitué principalement d'événements avec des jets identifiés à tort comme des candidats électrons. Dans cet échantillon, la présélection de candidats électrons est effectuée en appliquant les critères lâches d'identification d'électrons ($\chi^2 <$ 300, Iso < 0.3, cf. tableau 7.4) avec $E_T^e > 20$ GeV. Les désintégrations $W \to e\nu$ et $Z^o \to$

ee constituent les sources principales de “vrais” électrons isolés et à grande impulsion transverse, il suffit donc de les supprimer pour obtenir un échantillon ne contenant que des faux électrons. Afin de séparer les “faux” des “vrais” électrons, le spectre de l'énergie transverse manquante $\not{E}_T$ de ces événements est utilisé (cf. figure 7.6). Les événements contenant un candidat électron à grand E_T et une grande énergie transverse manquante ($\not{E}_T \gtrsim 25$ GeV) proviennent principalement de désintégrations $W \to e\nu$. Les événements contenant un candidat électron à grand E_T et une faible énergie transverse manquante proviennent principalement d'événements QCD contenant de faux électrons, ainsi que d'un nombre plus faible d'événements issus de désintégrations de Z^o et de désintégrations semi-leptoniques de quarks b et c. La plupart du temps les électrons issus de désintégrations de b ou de c sont contenus ou proches de jets, aussi le critère d'isolation (Iso < 0.3) permet de supprimer les événements de type $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$. Les désintégrations de Z^o sont supprimées en demandant $M_{ee} < 50$ GeV. La coupure $\not{E}_T < 15$ GeV est appliquée afin de rejeter les événements issus des désintégrations $W \to e\nu$. L'échantillon resultant obtenu peut être ainsi considéré avec une bonne approximation comme un échantillon pur de bruit de fond QCD [34].

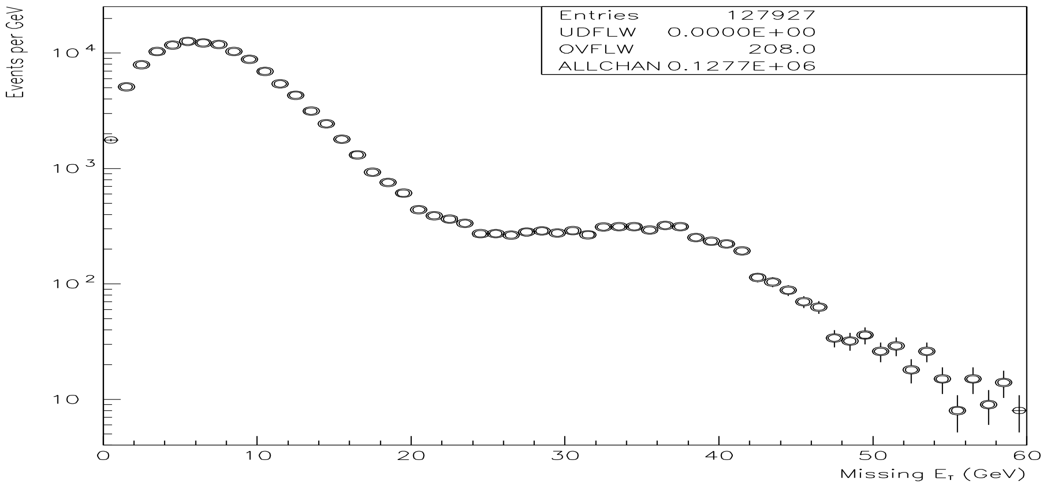

FIG. 7.6 – Energie transverse manquante $\not{E}_T$ des événements obtenus à partir du déclenchement (`ele_1_mon`) contenant un candidat électron satisfaisant les critères lâches d'identification d'électrons. Les événements avec $\not{E}_T < 15$ GeV sont utilisés pour déterminer les taux de faux électrons.

Le taux de faux électrons $R_{CC(EC)}$ dans la région centrale (avant) est défini comme la fraction de ces événements ayant au moins un candidat électron satisfaisant les critères d'identification d'électrons (cf. tableau 7.5). Les résultats pour R_{CC} et R_{EC} sont donnés dans le tableau 7.12 [35]. En d'autres termes, la probabilité qu'un jet passant les coupures lâches d'identification d'électrons soit identifié comme un électron dans l'analyse est de

4.6% (8%) dans la région centrale (avant).

Région	Taux de “faux” électrons
CC	$R_{CC} = 0.0461 \pm 0.0008$
EC	$R_{EC} = 0.0801 \pm 0.0009$

TAB. 7.12 – Fraction des événements ayant un objet candidat passant les critères d'identification d'électrons (Iso < 0.1 et $L_5 < 0.5$) définie sur un échantillon de référence contenant des candidats électrons satisfaisant les critères lâches d'identification (Iso < 0.3 et $\chi^2 < 300$). Les erreurs données sont statistiques. Les erreurs totales sont de 7% et 6% dans les régions CC et EC.

Pour cette étude, les événements contenant un muon (avec $E_T^\mu > 15$ GeV), un candidat électron (avec $E_T^e > 15$ GeV) et de l'énergie transverse manquante $\not{E}_T > 20$ GeV sont obtenus de la même façon que l'échantillon de données final, sauf pour l'électron pour lequel seuls les critères lâches d'identification sont demandés. L'échantillon obtenu contient 276 événements, dont 24 satisfaisant les critères d'identification ($L < 0.5$, Iso < 0.1).

La normalisation à appliquer afin de déterminer le nombre d'événements contenant un faux électron dans la région du signal ($L < 0.5$, Iso < 0.1) doit tenir compte de la présence de vrais électrons due à d'autres bruits de fond. Elle est déterminée en divisant l'échantillon précédent (276 événements) en 2 parties dont les nombres d'événements sont :

- A : nombre d'événements avec $L < 0.5$ et Iso < 0.1 (région du signal, 24 événements).
- B : nombre d'événements en dehors de la région du signal avec $L > 0.5$ ou Iso > 0.1 (252 événements).

De plus on définit :

- E : nombre total d'événements contenant uniquement des vrais électrons dans les régions A et B.
- F : nombre total d'événements contenant uniquement des jets dans les régions A et B.
- A_E : nombre de vrais électrons dans la région du signal.
- A_F : nombre de faux électrons dans la région du signal.
- ϵ : fraction des vrais électrons se retrouvant dans la région du signal.
- $R_{CC(EC)}$: taux de faux électrons dans la région centrale (avant) défini comme la fraction des jets passant les critères lâches d'identification d'électrons et se retrouvant dans la région du signal (cf. table 7.12).

Le nombre de faux électrons A_F est par définition égal au produit du nombre total d'événements F contenant uniquement des jets par le taux de faux électrons R ($R = R_{CC}$

ou R_{EC} suivant la région dans laquelle on se trouve) :

$$A_F = RF$$

En utilisant les relations

$$\begin{aligned} A + B &= E + F \\ A_E &= \epsilon E \\ A &= A_E + A_F \end{aligned}$$

on obtient alors pour A_F

$$\begin{aligned} A_F &= A - A_E = A - \epsilon E = A - \epsilon(A + B - F) \\ &= A - \epsilon(A + B - \frac{A_F}{R}) \end{aligned}$$

Le nombre de faux électrons dans l'échantillon final s'obtient alors par :

$$A_F = R\,\frac{\epsilon(A + B) - A}{\epsilon - R} \tag{7.18}$$

Ce résultat tient compte, en plus des faux électrons, du nombre de vrais électrons [1]. Le nombre d'événements de type faux (vrais) électrons attendus correspondant à la signature $e\mu \not{E}_T X$ est A_F (A_E) = 15.1 (8.9). Parmis ces 15.1 événements 11.6 (3.5) sont dans la région CC (EC).

7.5 Comparaisons des données aux simulations

Le nombre d'événements attendus pour les différents échantillons de bruit de fond et le nombre d'événements observés dans les données pour une luminosité de 108.3 pb^{-1} sont donnés dans le tableau 7.13.

[1] En négligeant la présence de vrais électrons (i.e. en posant $E = A_E = 0$) on obtient le résultat approché $A_F = R\frac{B}{1-R}$ utilisé lors d'analyses précédentes [22].

Echantillon	$Z^0 \to \tau^+\tau^-$	WW	$t\bar{t}$	DY $\to \tau^+\tau^-$	Faux électrons	Total	Données
$e\mu \not\!\!E_T$	3.79	3.25	0.01	0.12	8.81	15.98	13
$e\mu \not\!\!E_T j$	1.15	0.91	0.36	0.04	4.53	6.99	7
$e\mu \not\!\!E_T jj$	0.31	0.17	1.63	0.01	1.48	3.60	3
$e\mu \not\!\!E_T jjj$	0.05	0.03	0.67	0.005	0.27	1.93	1
$e\mu \not\!\!E_T X$	5.3	4.4	2.8	0.2	15.1	27.8	24

TAB. 7.13 – Nombre d'événements attendus pour les différents échantillons de bruit de fond et observés dans les données pour une luminosité de 108.3 pb^{-1}.

Les figures 7.7a-h - 7.11a-h représentent pour chacun des bruits de fond décrits ci-dessus les variables suivantes :

a) (b) l'énergie transverse de l'électron E_T^e (du muon E_T^μ),
c) (d) l'énergie transverse du (deuxième) jet le plus énergétique $E_T^{j_1}$ ($E_T^{j_2}$),
e) la valeur absolue de la somme des pseudorapidités des leptons $\Sigma_\eta^{e\mu} \equiv |\eta_e + \eta_\mu|$,
f) l'énergie transverse manquante $\not\!\!E_T$,
g) la différence d'angle azimuthal entre les deux leptons $\Delta_\varphi^{e\mu} \equiv |\varphi_e - \varphi_\mu|$,
h) la plus petite distance $D_{\eta\varphi}^{l_1 j_1}$ entre le jet le plus énergétique et chacun des leptons.

Les figures 7.7a-h et 7.10a-h présentent des spectres de forme semblable, ce qu'on attend puisque les diagrammes intervenant dans ces bruits de fond sont similaires. Ces processus sont caractérisés par une impulsion moyenne faible des leptons et des jets, une faible énergie transverse manquante moyenne, ainsi qu'une distribution en $\Delta_\varphi^{e\mu}$ concentrée à grande valeur, proche de π. Ces caractéristiques sont partagées en partie par les bruits de fond instrumentaux (cf. figure 7.11), à la différence principale de la distribution en $\Delta_\varphi^{e\mu}$ qui présente une "remontée" pour des valeurs proches de 0. Celle-ci est due à des événements contenant un jet qui produit un muon et qui par ailleurs simule un faux électron. Les bruits de fond issus des paires de W ou des paires de Top sont complètement différents (cf. figures 7.8,7.9a-h) avec des spectres en énergie et en impulsion transverse manquante de valeurs moyennes bien plus élevées, mais aussi une distribution en $D_{\eta\varphi}^{l_1 j_1}$ plus régulière entre 0 et π.

La figure 7.12 représente les mêmes variables pour le bruit de fond total et les événements observés dans les données pour une luminosité de 108.3 pb^{-1}. On constate un bon accord entre le nombre d'événements observés et le nombre d'événements attendus, et une bonne description des distributions des données par la simulation, si l'on tient compte des faibles nombres d'événements présents. Un petit désaccord entre les données et la simulation est présent dans la figure 7.12g à $\Delta_\varphi^{e\mu} \simeq 0$, et en se reportant aux mêmes distributions pour chacun des bruits de fond, on peut l'attribuer à une fluctuation statistique négative du bruit de fond de faux électrons. Pour se prémunir de cet effet et comme le signal sTop ne s'accumule pas dans cette région, nous utiliserons une coupure à bas $\Delta_\varphi^{e\mu}$ dans l'analyse finale.

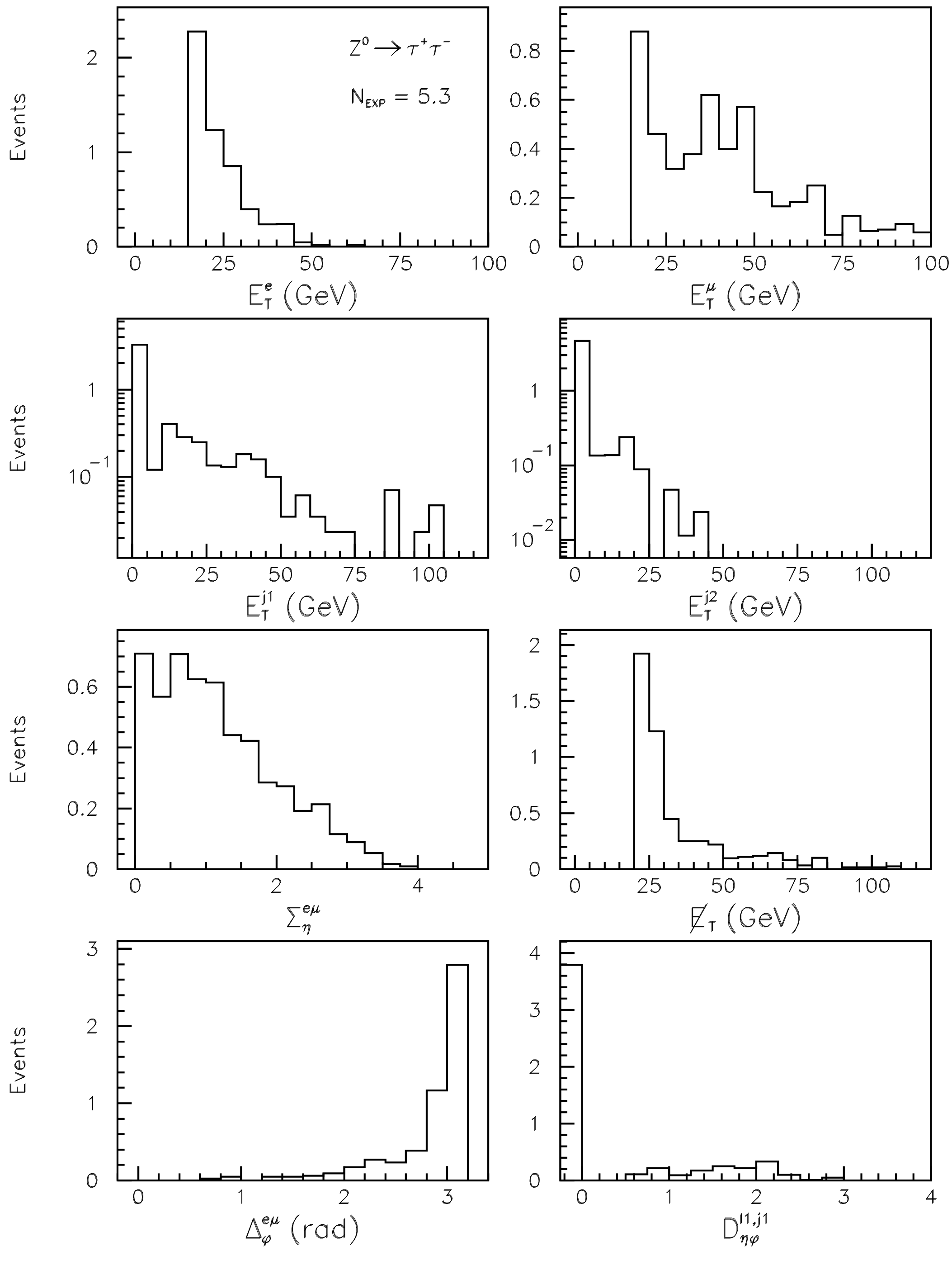

FIG. 7.7 – Distributions après sélection du bruit de fond $Z^o \longrightarrow \tau^+\tau^- \longrightarrow e\mu\not{E}_T$ de l'énergie transverse a) des électrons ; b) des muons ; c) (d) du (second) jet le plus énergétique ; e) valeur absolue de la somme des pseudorapidités des deux leptons ; f) énergie transverse manquante ; g) différence d'angle azimuthal entre les deux leptons ; h) plus petite distance entre le jet le plus énergétique et chacun des leptons pour une luminosité de 108.3 pb^{-1}.

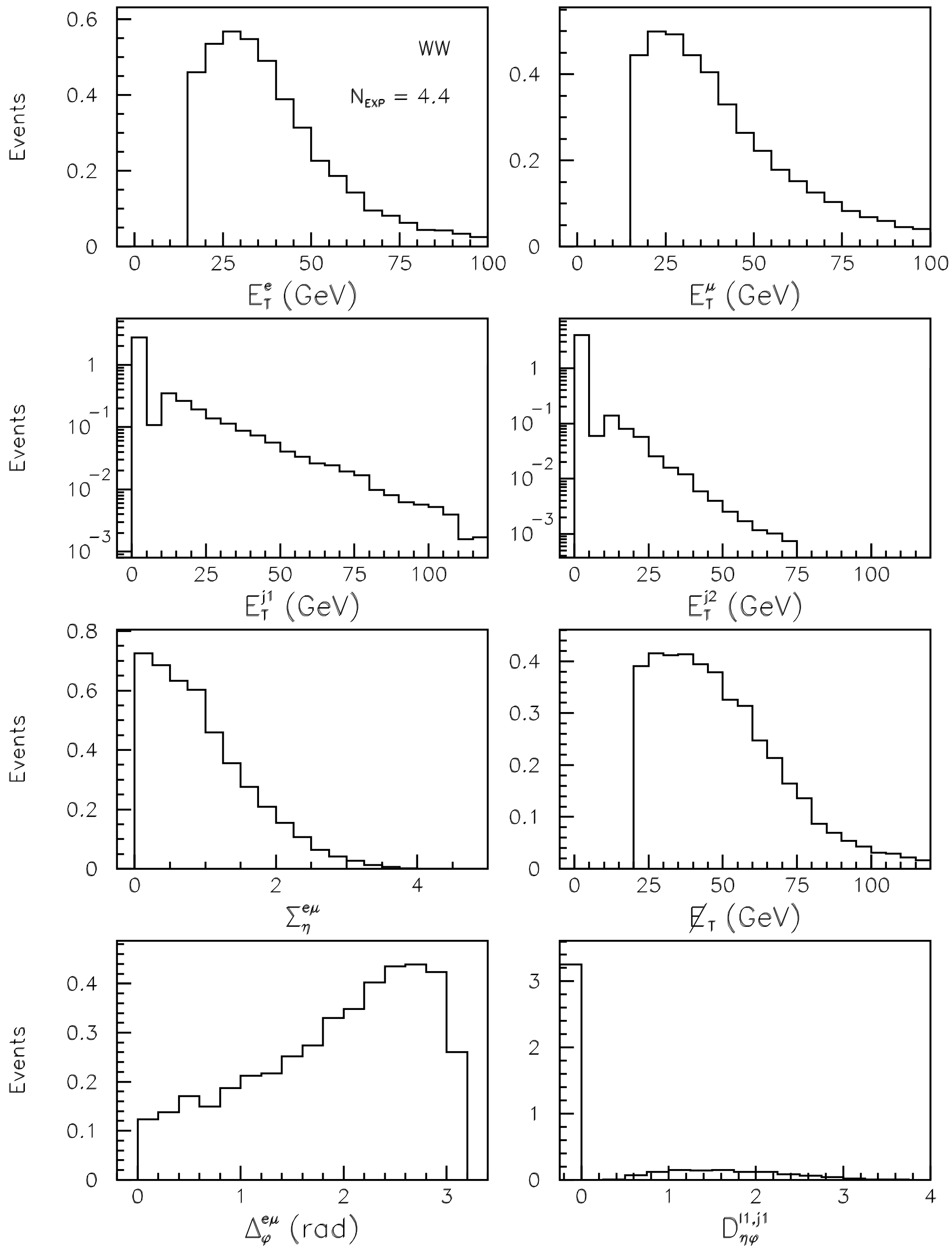

FIG. 7.8 – Distributions après sélection du bruit de fond $WW \longrightarrow e\mu\not{E}_T$ de l'énergie transverse a) des électrons ; b) des muons ; c) (d) du (second) jet le plus énergétique ; e) valeur absolue de la somme des pseudorapidités des deux leptons ; f) énergie transverse manquante ; g) différence d'angle azimuthal entre les deux leptons ; h) plus petite distance entre le jet le plus énergétique et chacun des leptons pour une luminosité de 108.3 pb^{-1}.

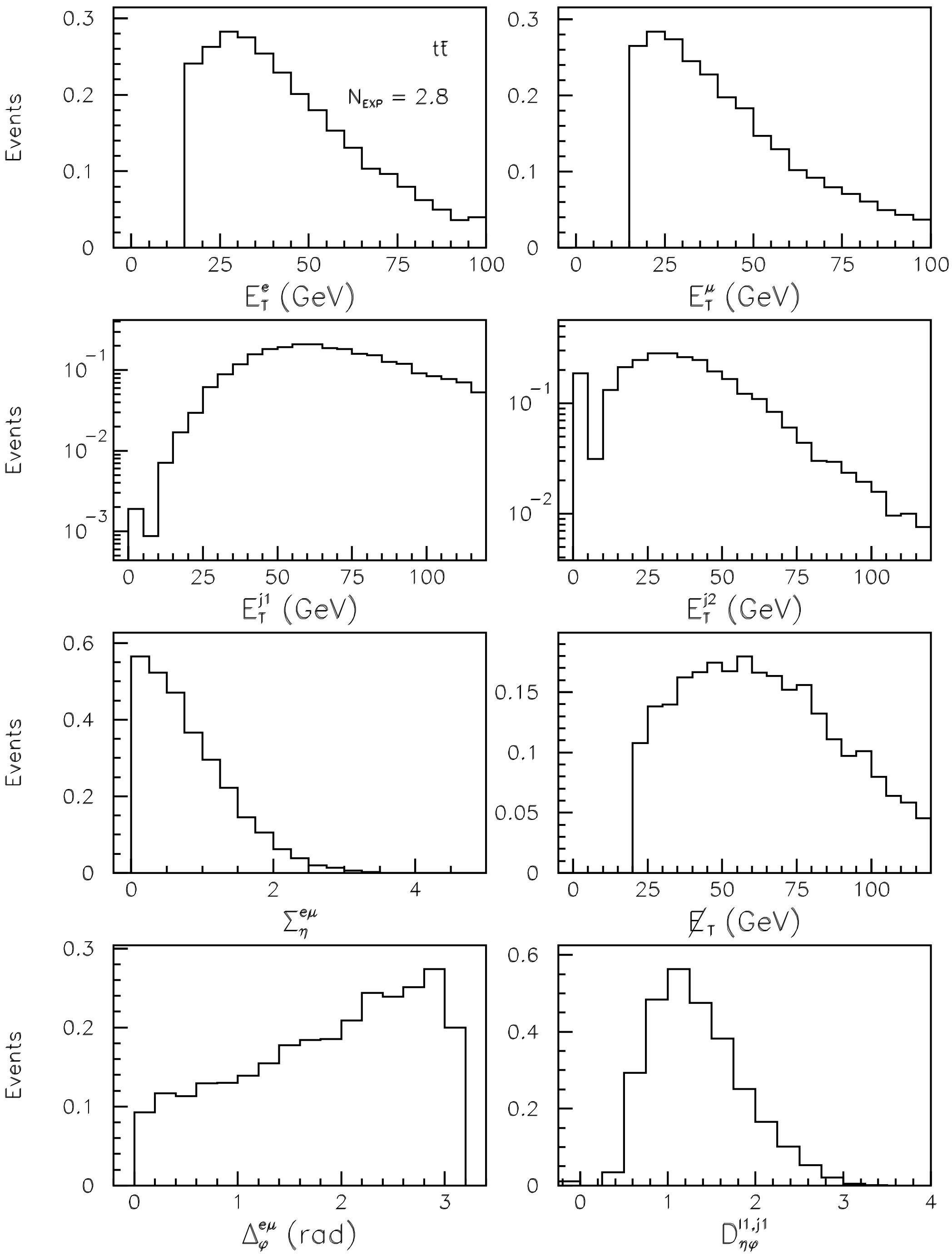

FIG. 7.9 – Distributions après sélection du bruit de fond $t\bar{t} \longrightarrow e\mu\not{E}_T$ de l'énergie transverse a) des électrons ; b) des muons ; c) (d) du (second) jet le plus énergétique ; e) valeur absolue de la somme des pseudorapidités des deux leptons ; f) énergie transverse manquante ; g) différence d'angle azimuthal entre les deux leptons ; h) plus petite distance entre le jet le plus énergétique et chacun des leptons pour une luminosité de 108.3 pb^{-1}.

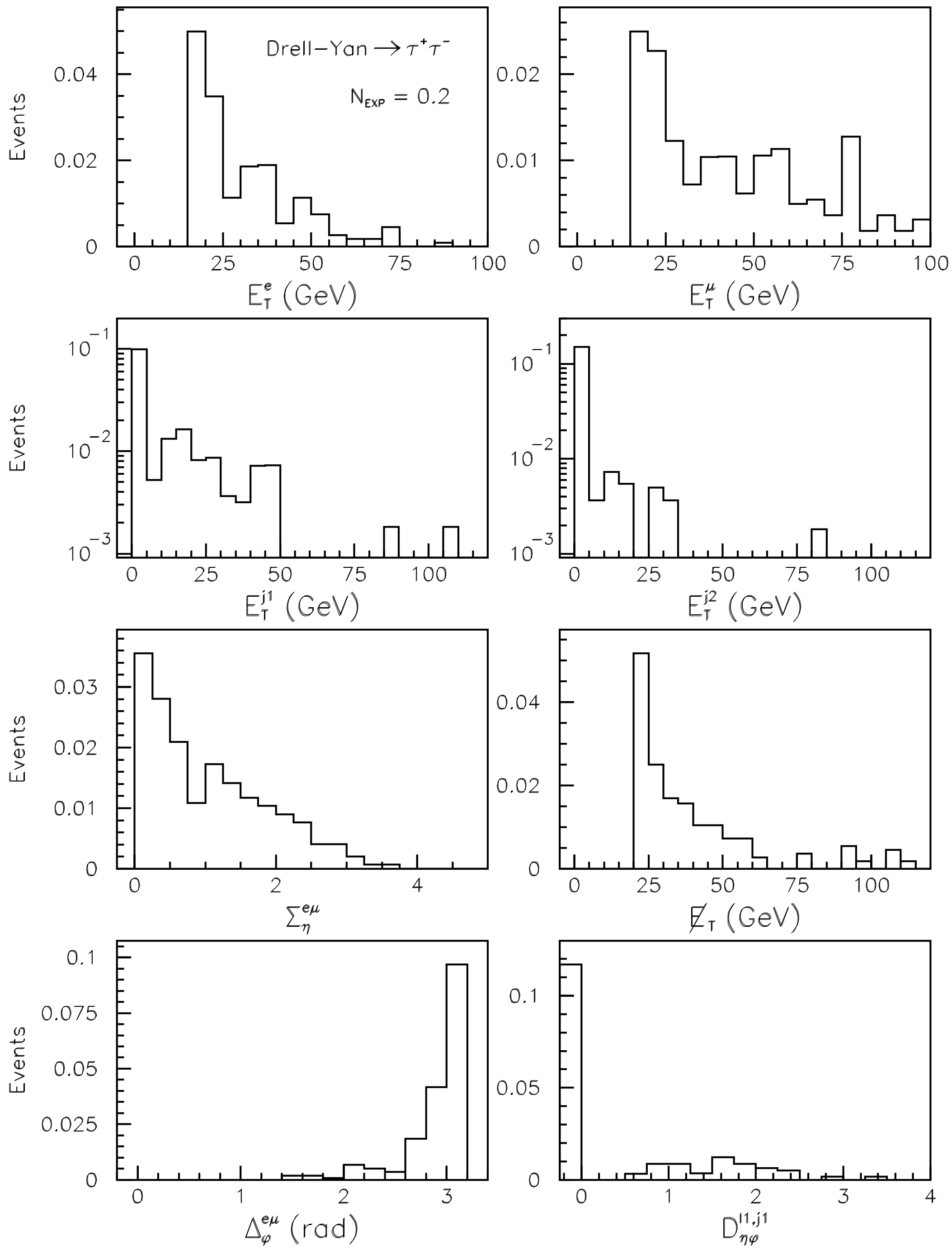

FIG. 7.10 – Distributions après sélection du bruit de fond Drell-Yan $\longrightarrow e\mu\not{E}_T$ de l'énergie transverse a) des électrons ; b) des muons ; c) (d) du (second) jet le plus énergétique ; e) valeur absolue de la somme des pseudorapidités des deux leptons ; f) énergie transverse manquante ; g) différence d'angle azimuthal entre les deux leptons ; h) plus petite distance entre le jet le plus énergétique et chacun des leptons pour une luminosité de 108.3 pb^{-1}.

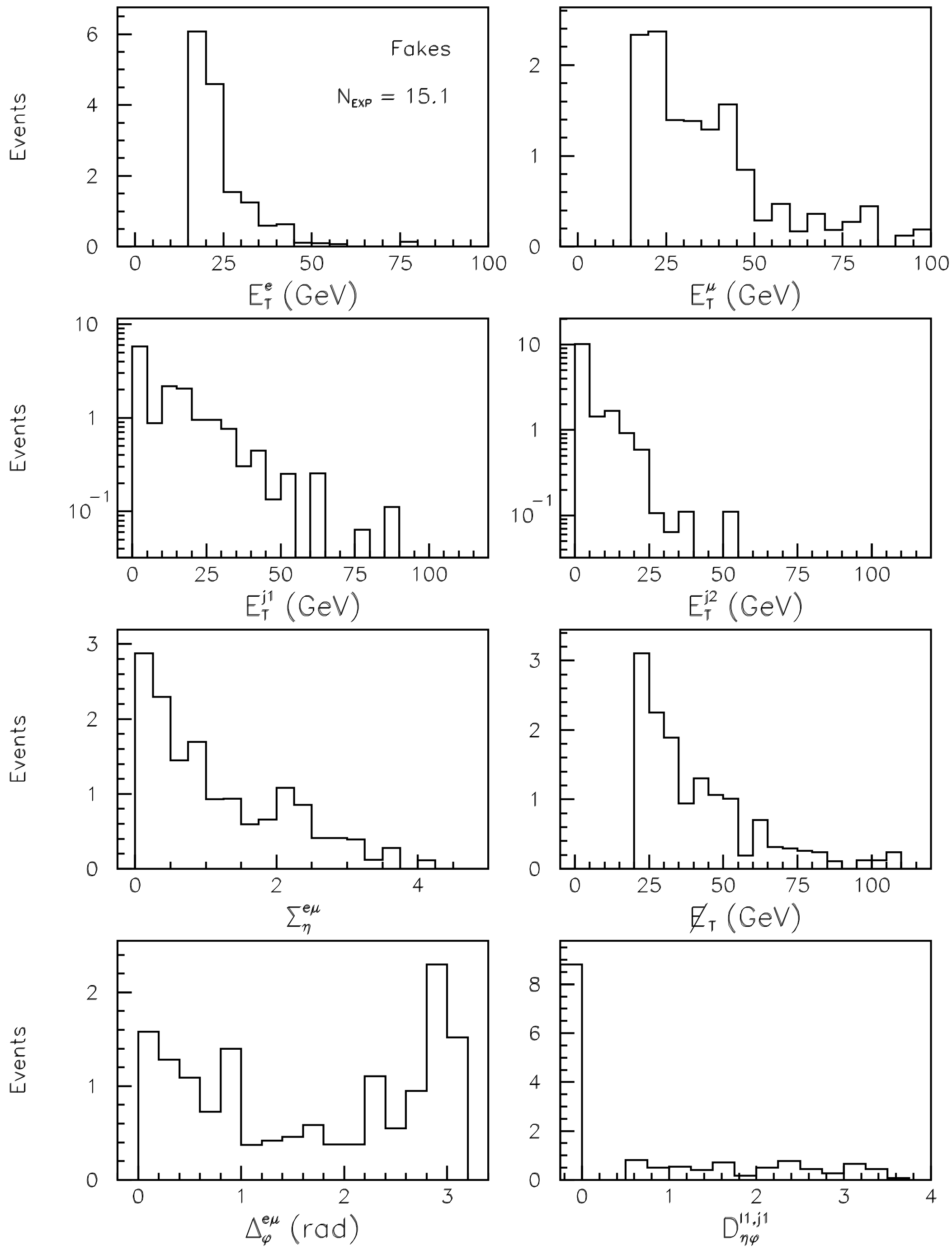

Fig. 7.11 – Distributions après sélection du bruit de fond de faux électrons $\longrightarrow e\mu\not{E}_T$ de l'énergie transverse a) des électrons ; b) des muons ; c) (d) du (second) jet le plus énergétique ; e) valeur absolue de la somme des pseudorapidités des deux leptons ; f) énergie transverse manquante ; g) différence d'angle azimuthal entre les deux leptons ; h) plus petite distance entre le jet le plus énergétique et chacun des leptons pour une luminosité de 108.3 pb^{-1}.

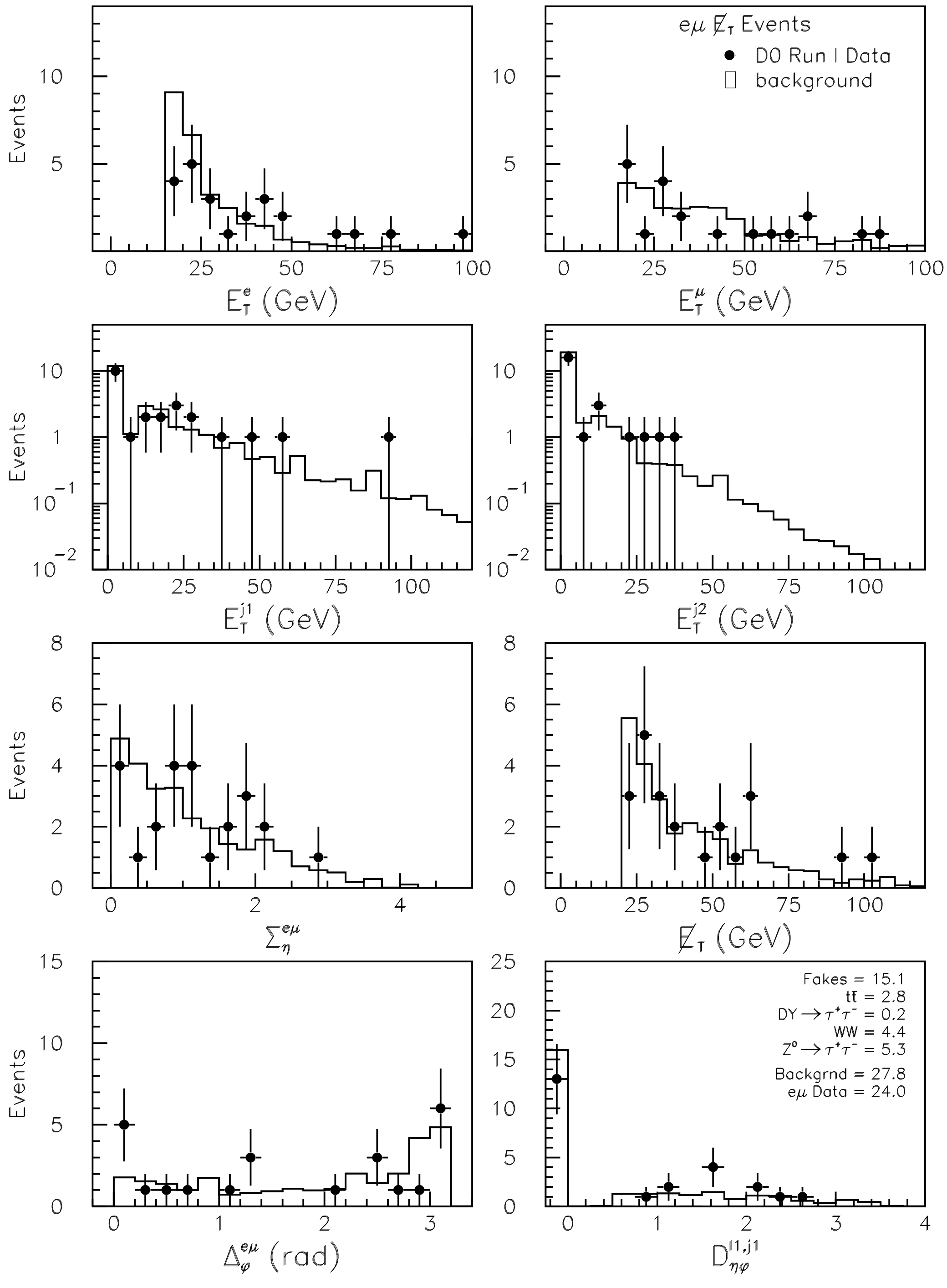

FIG. 7.12 – Distributions après sélection du bruit de fond total (histogramme) et des données (points) de l'énergie transverse a) des électrons ; b) des muons ; c) (d) du (second) jet le plus énergétique ; e) valeur absolue de la somme des pseudorapidités des deux leptons ; f) énergie transverse manquante ; g) différence d'angle azimuthal entre les deux leptons ; h) plus petite distance entre le jet le plus énergétique et chacun des leptons pour une luminosité de 108.3 pb^{-1}.

7.6 Recherche du sTop en 3 corps

Dans cette partie nous discutons de la recherche du sTop dans le mode de désintégration en 3 corps $\tilde{t}_1 \longrightarrow bl\tilde{\nu}$ [36]. Nous décrivons tout d'abord le modèle supersymétrique utilisé et la génération des événements avant d'en venir à l'analyse proprement dite.

7.6.1 Modèle supersymétrique

Pour cette analyse, le programme SUSPECT [37] a été utilisé afin d'évaluer les paramètres supersymétriques. Suivant l'approche donnée dans [38], le modèle supersymétrique utilisé appelé MSSM "phénoménologique" est un modèle supersymétrique contraint en imposant :
1) qu'il n'existe pas de nouvelle source de violation de CP,
2) qu'il n'existe pas de courant neutre avec changement de saveur,
3) l'universalité des deux premières générations de sfermions.

Ces hypothèses permettent une simplification du modèle MSSM non-contraint le plus général en réduisant le nombre de paramètres libres de 105 à 19 :

- $\tan\beta$, le rapport des v.e.v. des deux doublets de champs de Higgs.
- m_A, la masse du boson de Higgs pseudo-scalaire.
- μ, le paramètre de masse Higgs-higgsino.
- M_1, M_2, M_3, les paramètres de masse des bino, wino et gluino.
- 5 masses pour les sleptons et squarks des deux premières générations : $m^L_{e\mu\nu_e\nu_\mu}$, $m^R_{e\mu}$, m^L_{udcs}, m^R_{ud}, m^R_{cs}.
- 5 masses pour les sleptons et squarks de troisième génération : $m^L_{\tau\nu_\tau}$, m^R_τ, m^L_{tb}, m^R_t, m^R_b.
- A_τ, A_t, A_b, les termes de couplage trilinéaires des sfermions de troisième génération aux particules de Higgs.

Le choix arbitraire de ces paramètres permet de très nombreux spectres de masse supersymétriques différents, aussi dans notre analyse 15 de ces paramètres sont choisis avec des valeurs communes de sorte que le spectre de masse obtenu soit compatible avec les limites expérimentales inférieures sur les masses des particules supersymétriques.

Les paramètres d'importance pour le mode de désintégration en 3 corps sont M_1 et M_2 (les paramètres de masse du bino et du wino) ; les masses des sleptons des deux premières générations $m^L_{e\mu\nu_e\nu_\mu}$, $m^R_{e\mu}$ et le terme de couplage trilinéaire du sTop aux particules de Higgs A_t. En effet, ces paramètres sont reliés aux masses des sTop, sneutrino, chargino et neutralino qui affectent le mode en 3 corps $\tilde{t} \to b(\tilde{\chi}^+_1)^* \to bl\tilde{\nu}$. Le rapport des v.e.v. des deux doublets de champs de Higgs, $\tan\beta$, modifie quant à lui la largeur de désintégration du sTop en 3 corps et l'"universalité"des sleptons. Cependant dans cette étude nous supposons que cette universalité est conservée (les trois espèces de sleptons sont produites dans l'état final avec un rapport d'embranchement de 33.3%. Le paramètre de masse Higgs-higgsino μ a un effet négligeable sur les résultats. Pour $m_{\tilde{t}_1} = 120$ GeV et $m_{\tilde{\nu}} = 60$ GeV, le nombre d'événements signal attendus en fin d'analyse varie de moins de 10% lorsque μ varie de -800 à $+800$ GeV.

A_t et $m^L_{e\mu\nu_e\nu_\mu}$ sont utilisés pour varier les masses de sTop et de sneutrino respectivement. Dans le cas décrit par la suite les valeurs utilisées sont : $A_t = 494$ GeV et $m^L_{e\mu\nu_e\nu_\mu} = 85$ GeV. M_1 est utilisé afin d'obtenir une masse de neutralino suffisamment élevée pour que le sneutrino soit la particule supersymétrique la plus légère (LSP). Cependant le mode en 3 corps reste dominant (s'il est cinématiquement permis) dans le domaine de masse de sTop accessible au Tevatron même si le neutralino est la LSP et le sneutrino est la seconde particule supersymétrique la plus légère (NSLP) ; le $\tilde{\nu}$ se désintégrant alors en $\nu\tilde{\chi}^o_1$ [39].

Les deux autres paramètres du modèle sont $\tan\beta$, m_A et μ. Les valeurs utilisées sont les suivantes :

$\tan\beta = 4$ et $m_A = 400$ GeV.

Le spectre de masse des particules supersymétriques utilisé est le suivant :

- Pour le secteur de Higgs :
  $m_A = 400$ GeV, $m_h = 105$ GeV, $m_H = 403$ GeV, $m_{H^+} = 408$ GeV
- Pour le secteur des charginos :
  $m_{\tilde{\chi}^+_1} = 122$ GeV, $m_{\tilde{\chi}^+_2} = 262$ GeV
- Pour le secteur des neutralinos :
  $m_{\tilde{\chi}^o_1} = 100$ GeV, $m_{\tilde{\chi}^o_2} = 142$ GeV, $m_{\tilde{\chi}^o_3} = 206$ GeV, $m_{\tilde{\chi}^o_4} = 265$ GeV
- Pour le secteur des squarks :
  $m_{\tilde{u}_1} = 245$ GeV, $m_{\tilde{u}_2} = 248$ GeV, $m_{\tilde{d}_1} = 251$ GeV, $m_{\tilde{d}_2} = 256$ GeV
  $m_{\tilde{t}_1} = 110$ GeV, $m_{\tilde{t}_2} = 406$ GeV, $m_{\tilde{b}_1} = 249$ GeV, $m_{\tilde{b}_2} = 258$ GeV
- Pour le secteur des sleptons :
  $m_{\tilde{\nu}} = 60$ GeV, $m_{\tilde{e}_1} = 96$ GeV, $m_{\tilde{e}_2} = 156$ GeV
  $m_{\tilde{\tau}_1} = 153$ GeV, $m_{\tilde{\tau}_2} = 159$ GeV

Afin d'interdire cinématiquement le mode en 2 corps $b\tilde{\chi}^+_1$ ($m_{\tilde{t}} \leq m_{\tilde{\chi}^+_1} + m_b$), la valeur de M_2 est augmentée à 200 (225, 260) GeV lorsque $m_{\tilde{t}_1} = 130\ (140, 150)$. La masse du chargino le plus léger obtenue est de $136\ (147, 156)$ GeV.

7.6.2 Simulation des événements sTop

La partie principale de la simulation des désintégrations en 3 corps $\tilde{t}_1 \longrightarrow bl\tilde{\nu}$ est effectuée par PYTHIA [7, 40], mais d'autres programmes nous ont été nécessaires pour implémenter ce processus :

- Le spectre de masse et les paramètres de basse énergie des modèles supersymétriques étudiés ont été calculés avec le programme SUSPECT 1.2 [37]. Les paramètres de masse obtenus par le programme SUSPECT sont ensuite utilisés par le programme

CompHEP [41] qui calcule et intègre de façon analytique les éléments de matrice du mode en 3 corps $\tilde{t}_1 \longrightarrow bl\tilde{\nu}$. CompHEP génère une collection de désintégrations de sTop au repos pour chaque masse de sTop étudiée. Les taux de désintégrations du chargino échangé dans les trois espèces de sleptons sont supposés être égaux (33.3%).

- La simulation complète des événements $p\bar{p} \to \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \to b\bar{b}ll'\tilde{\nu}\tilde{\nu}'$ est ensuite effectuée par PYTHIA. La production de paires de sTop $p\bar{p} \to \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$ à des masses de sTop données est effectuée par PYTHIA par annihilation de partons [2] en utilisant les paramètres supersymétriques obtenus par SUSPECT. Les particules provenant des désintégrations de sTop sont ensuite remplacées par les produits de désintégration en 3 corps de 2 sTops engendrés précédemment par CompHEP. Après avoir appliqué le boost de Lorentz à ces produits de désintégration, PYTHIA fragmente et hadronise ces particules. Le sTop étant une particule scalaire, il n'y a pas d'effet de corrélation de spin à prendre en compte entre les particules initiales. Les seules désintégrations de paires $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$ permises à ce niveau sont celles contenant un électron et un muon dans l'état final, c'est-à-dire celles produisant les paires de leptons suivantes : $e\mu$, $e\tau$, $\mu\tau$ ou $\tau\tau$. Le nombre d'événements contenant au moins un τ se désintégrant ensuite en e ou μ représente 40% de la production directe d'événements $e\mu$ pour un rapport d'embranchement des τ en $e\nu\nu$ ou $\mu\nu\nu$ de 18%.
- Un échantillon de référence d'événements PYTHIA a été simulé par la chaîne complète `DØGSTAR` et `DØRECO`, le reste des événements ayant été simulé par le programme de simulation et de reconstruction rapide QSIM [43] développé lors du Run I. Les résultats de QSIM ont été comparés à ceux obtenus avec la chaîne complète `DØGSTAR` et `DØRECO` en utilisant cet échantillon de référence.

La figure 7.13 représente une comparaison des événements reconstruits par QSIM avec les événements engendrés par PYTHIA. Une forte corrélation entre l'impulsion transverse des leptons engendrés et reconstruits est visible sur la figure 7.13a. La corrélation entre les impulsions transverses des quarks b (cf. figure 7.13b) est moins prononcée, comme attendu pour des jets, mais reste valable pour l'ensemble du spectre cinématique.

La figure 7.14 représente une comparaison des résultats de la simulation rapide QSIM avec la chaîne complète `DØGSTAR` et `DØRECO`. Les distributions d'énergie transverse des électrons (E_T^e), muons (E_T^μ) et de leur pseudorapidité (η^e et η^μ) sont données dans les figures 7.14a-d et montrent que la simulation rapide peut être utilisée pour cette analyse.

---

[2] Les fonctions de structure nécessaires à ce processus sont paramétrisées en utilisant les fonctions de densité de partons CTEQ3M [42].

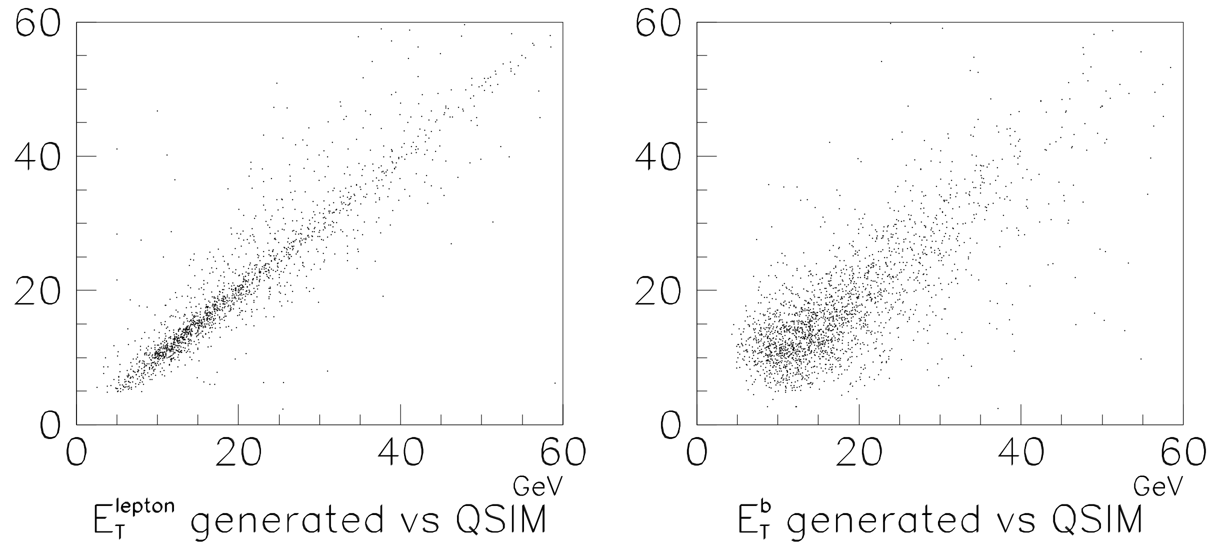

FIG. 7.13 – Comparaison des événements reconstruits par QSIM et engendrés par PYTHIA : a) impulsions transverses des leptons ; b) impulsions transverses des jets de b.

Simulation des échantillons signal

La simulation des échantillons $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$ a été effectuée pour des paires de masses de sTop et de sneutrino données selon le modèle supersymétrique qui vient d'être décrit. Chaque échantillon contient environ 16 000 événements avec une paire de leptons dans l'état final. La simulation est effectuée dans une grille $m_{\tilde{t}} - m_{\tilde{\nu}}$ avec des masses de sTop et de sneutrino espacées de 10 GeV. Lors de la détermination des limites de sections efficaces et des contours d'exclusion, les valeurs intermédiaires de $m_{\tilde{\nu}}$ et $m_{\tilde{t}_1}$ sont obtenues par une interpolation linéaire du nombre d'événements signal entre les différents points engendrés.

Les masses considérées dans cette analyse sont (en GeV) :

pour le $\tilde{t}_1$: 50, 60, 70, 80, 90, 100, 110, 120, 130, 140, 150

pour le $\tilde{\nu}$: 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90

7.6.3 Comparaisons données-bruits de fond

Les sections efficaces visibles, le nombre d'événements simulés et le nombre d'événements attendus pour chaque type de bruit de fond satisfaisant les critères de sélection E_T^e, $E_T^\mu > 15$ GeV et $\not{E}_T > 20$ GeV sont donnés dans la table 7.14. Ces nombres sont

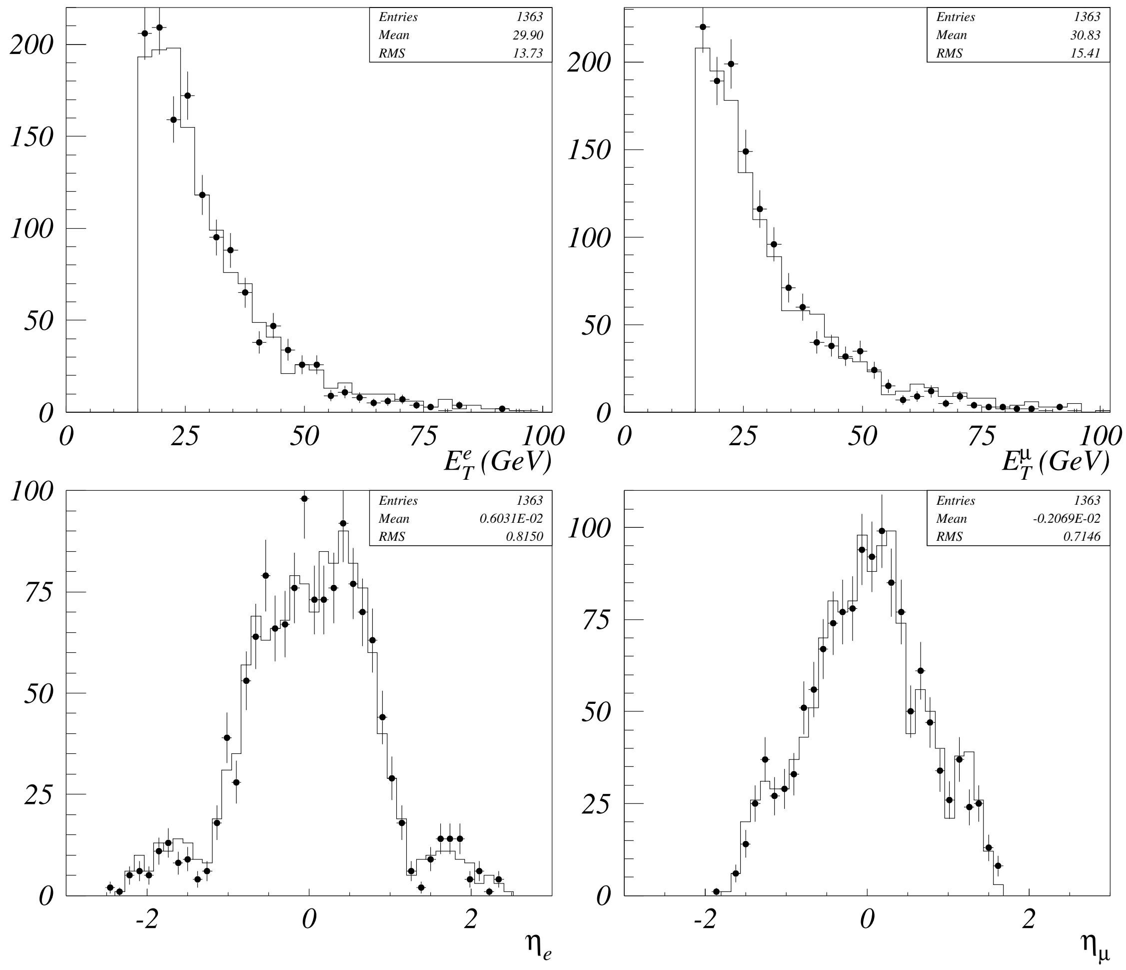

Fig. 7.14 – Comparaison des résultats de la simulation rapide QSIM (points) avec la chaîne complète DØGSTAR et DØRECO (histogrammes). a) (b) Distributions de l'énergie transverse des électrons (muons), c) (d) distributions des pseudorapidités des électrons (muons).

comparés à la section efficace de production $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$ et au nombre d'événements signal attendus pour le mode en 3 corps avec $m_{\tilde{t}} = 120$ GeV et $m_{\tilde{\nu}} = 60$ GeV.

Processus	Section efficace (pb)	Evénements simulés	Evénements attendus
Faux électrons $\longrightarrow\ e\mu\not{E}_T$	–	–	15.1
$Z^o\longrightarrow \tau^+\tau^-\longrightarrow\ e\mu\not{E}_T$	1.70	71 393	5.3
$WW\longrightarrow\ e\mu\not{E}_T$	0.69	101 792	4.4
$t\bar{t}\longrightarrow\ e\mu\not{E}_T$	0.40	101 339	2.8
Drell-Yan $\longrightarrow\ e\mu\not{E}_T$	0.35	199 990	0.2
Bruit de fond total	–	–	27.8
Données $\longrightarrow\ e\mu\not{E}_T$	–	–	24
$\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1\longrightarrow\ e\mu\not{E}_T$	2.28	$\sim$ 16 000	15.7

TAB. 7.14 – Sections efficaces visibles pour les processus de bruit de fond et pour des événements sTop se désintégrant en 3 corps (avec $m_{\tilde{t}} = 120$ GeV et $m_{\tilde{\nu}} = 60$ GeV), nombre d'événements simulés et nombre d'événements attendus pour une luminosité intégrée de 108.3 pb^{-1}.

Les variables étudiées sont comme auparavant :
- les énergies transverses des deux leptons E_T^e et E_T^μ,
- les énergies transverses des deux jets les plus énergétiques $E_T^{j_1}$ et $E_T^{j_2}$,
- la valeur absolue de la somme des pseudorapidités des deux leptons $\Sigma_\eta^{e\mu}$,
- l'énergie transverse manquante $\not{E}_T$,
- la différence d'angle azimuthal entre les deux leptons $\Delta_\varphi^{e\mu}$,
- et la plus petite distance $D_{\eta\varphi}^{l_1 j_1}$ entre le jet le plus énergétique et chacun des leptons.

Les figures 7.15a-h représentent les distributions de ces variables pour la somme des bruits de fond, les données et le signal sTop attendu dans le cas $m_{\tilde{t}} = 120$ GeV et $m_{\tilde{\nu}} = 60$ GeV.

7.6.4 Optimisation de la sélection des événements 3 corps

Deux coupures d'analyse supplémentaires sont appliquées afin d'améliorer le rapport signal sur bruit. Ces coupures ne dépendent que des leptons car la sensibilité de cette recherche n'est pas dégradée en n'utilisant pas l'information provenant des jets. Les événements sont rejetés si au moins une des conditions suivantes est vérifiée :

- si $\Delta_\varphi^{e\mu} \equiv |\varphi_e - \varphi_\mu| < 15°$ ou $> 165°$
- si $\Sigma_\eta^{e\mu} \equiv |\eta_e + \eta_\mu| > 2$.

L'évolution des nombres d'événements avant et après l'application de ces coupures finales est donnée dans le tableau 7.15.

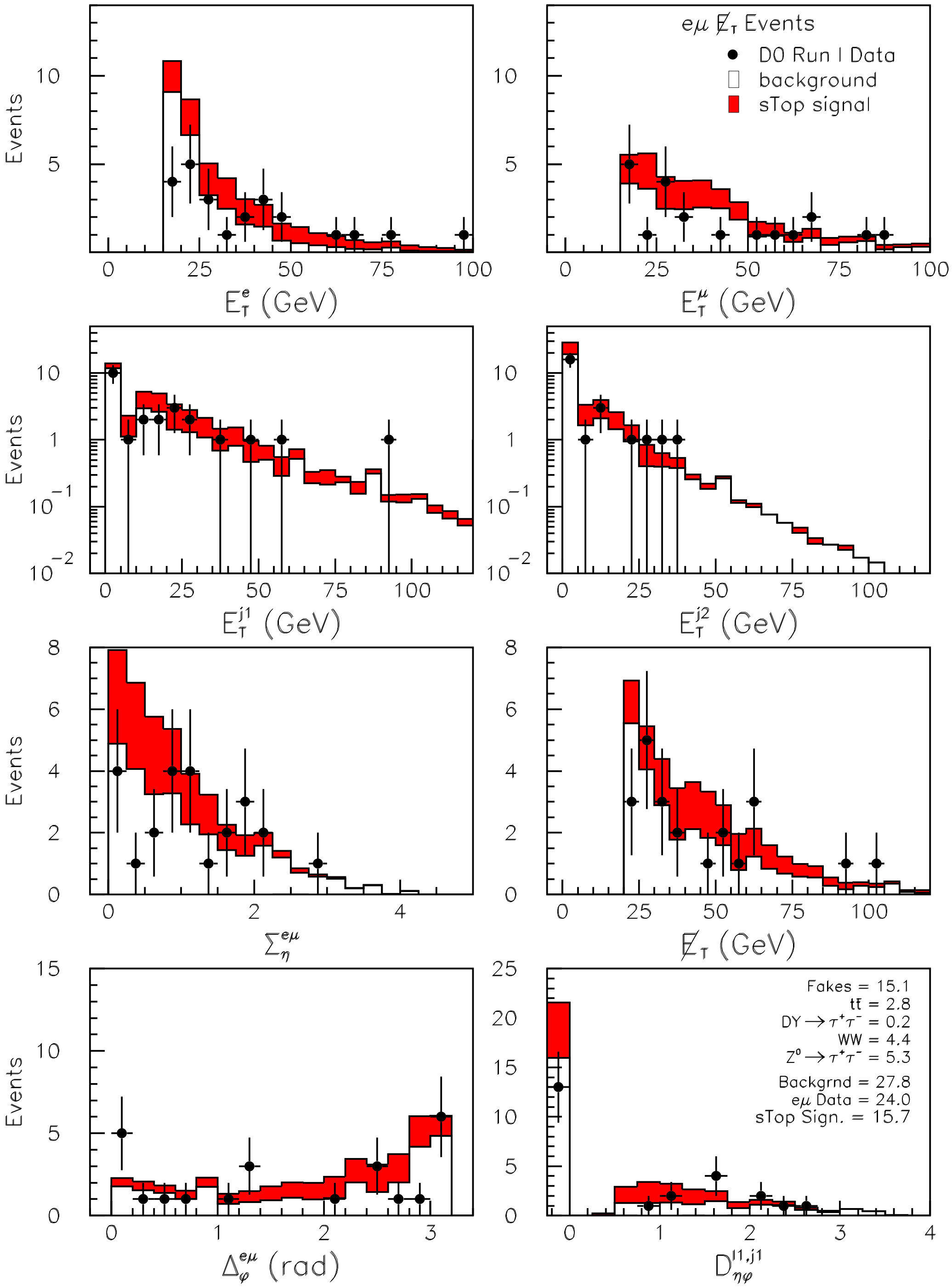

FIG. 7.15 – Distributions après sélection du bruit de fond total (histogramme), du signal sTop pour $m_{\tilde{t}} = 120$ GeV, $m_{\tilde{\nu}} = 60$ GeV, et des données (points) de l'énergie transverse a) des électrons ; b) des muons ; c) (d) du (second) jet le plus énergétique ; e) valeur absolue de la somme des pseudorapidités des deux leptons ; f) énergie transverse manquante ; g) différence d'angle azimuthal entre les deux leptons ; h) plus petite distance entre le jet le plus énergétique et chacun des leptons.

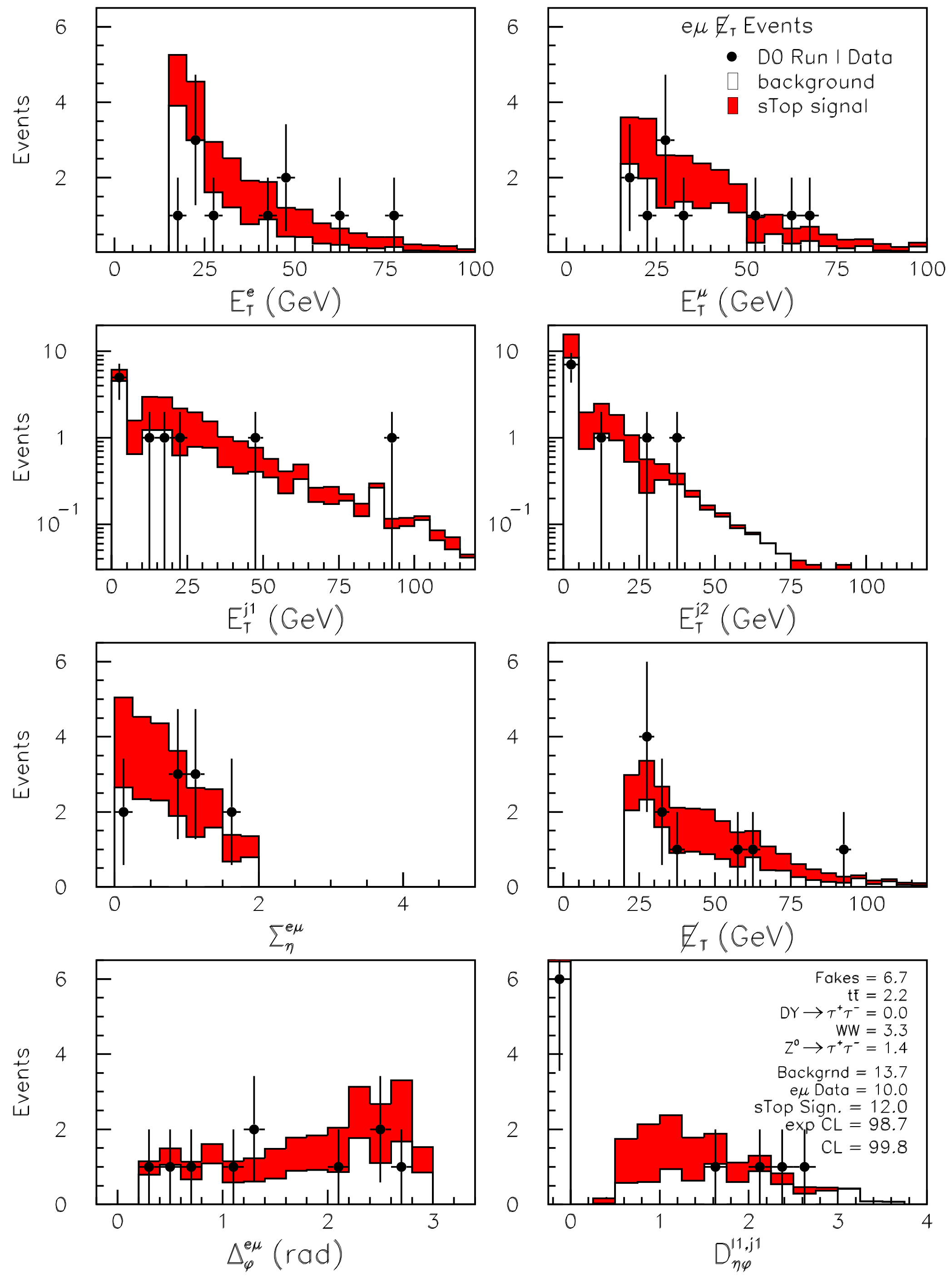

FIG. 7.16 – Distributions après coupures finales du bruit de fond total (histogramme), du signal sTop pour $m_{\tilde{t}_1} = 120$ GeV et $m_{\tilde{\nu}} = 60$ GeV (gris), et des données (points) de l'énergie transverse a) des électrons ; b) des muons ; c) (d) du (second) jet le plus énergétique ; e) valeur absolue de la somme des pseudorapidités des deux leptons ; f) énergie transverse manquante ; g) différence d'angle azimuthal entre les deux leptons ; h) plus petite distance entre le jet le plus énergétique et chacun des leptons.

Processus	Evénements sélectionnés dans 108.3pb^{-1}	Evénements après coupures finales
Faux électrons $\longrightarrow\ e\mu\not{E}_T$	15.1 ± 1.1	6.7 ± 0.5
$Z^o \longrightarrow \tau^+\tau^- \longrightarrow\ e\mu\not{E}_T$	5.3 ± 1.4	1.4 ± 0.3
$WW \longrightarrow\ e\mu\not{E}_T$	4.4 ± 0.4	3.3 ± 0.3
$t\bar{t} \longrightarrow\ e\mu\not{E}_T$	2.8 ± 0.5	2.2 ± 0.4
Drell-Yan $\longrightarrow\ e\mu\not{E}_T$	$0.2 \pm .04$	$0.0 \pm .02$
Bruit de fond total	27.8 ± 2.7	13.7 ± 1.5
Data	24	10
$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \longrightarrow\ e\mu\not{E}_T$	15.7 ± 3.1	12.0 ± 2.3

TAB. 7.15 – Nombre d'événements après sélection (gauche) et après coupures finales (droite) observés dans les données, attendus pour les bruits de fond et le signal (avec $m_{\tilde{t}_1} = 120$ GeV et $m_{\tilde{\nu}} = 60$ GeV) pour une luminosité de 108.3 pb^{-1}.

La comparaison des données, des bruits de fond et du signal sTop (pour $m_{\tilde{t}_1} = 120$ GeV et $m_{\tilde{\nu}} = 60$ GeV) est donnée dans la figure 7.16. Le rapport signal sur bruit est de l'ordre de 1, avec 12.0 événements signal attendus après les coupures finales, ce qui est plus favorable que dans le cas de la désintégration $\tilde{t}_1 \longrightarrow b\tilde{\chi}^o_1\bar{l}\nu_l$ qui est étudiée dans la section 7.7. L'accord entre les données (10 événements) et le bruit de fond simulé (13.7 ± 1.5) reste bon. La présence d'un signal de sTop avec ces paramètres de masse porterait le nombre d'événements attendus à $13.7 \pm 1.5 + 12.0 \pm 2.3 = 25.7 \pm 2.7$, ce qui n'est pas compatible avec le nombre d'événements observés dans les données.

7.6.5 Efficacité de signal

L'efficacité de signal, définie comme le nombre d'événements signal après coupures finales divisé par le produit de la section efficace de production et de la luminosité intégrée, est donnée dans le tableau 7.16 en fonction de la masse du sTop et de la masse du sneutrino. L'erreur sur ces efficacités est déterminée dans la section suivante.

	80 GeV	90 GeV	100 GeV	110 GeV	120 GeV	130 GeV	140 GeV	150 GeV
90 GeV	0.000	0.000	0.000	0.001	0.009	0.019	0.024	0.027
80 GeV	0.000	0.000	0.000	0.004	0.016	0.026	0.029	0.031
70 GeV	0.000	0.000	0.004	0.010	0.022	0.031	0.032	0.034
60 GeV	0.000	0.003	0.009	0.016	0.024	0.033	0.035	0.035
50 GeV	0.002	0.008	0.014	0.020	0.027	0.035	0.036	0.036

TAB. 7.16 – Efficacité de signal 3 corps en fonction des masses de sTop et de sneutrino.

7.6.6 Erreurs systématiques

Erreurs systématiques sur la luminosité

L'erreur sur la luminosité intégrée n'est pas incluse dans les erreurs sur le bruit de fond car elle affecte de façon corrélée le signal et le bruit de fond. Cette erreur est de 5.3% au Run I [44] et est traitée séparément.

Erreurs systématiques dues au bruits de fond

Les principales incertitudes des bruits de fond proviennent des erreurs sur les efficacités de sélection et de déclenchement, des incertitudes sur la simulation des bruits de fond et des corrections dues aux interactions multiples.

Les efficacités et les facteurs de correction sont déterminés séparément pour les données et les événements simulés. Les efficacités d'identification des événements simulés sont obtenues sans appliquer de critères d'identification de leptons (excepté l'isolation) et sont ensuite corrigées des efficacités d'identification déterminées à partir des données. Les efficacités d'identification des électrons sont données dans la table 7.7 et ont été déterminées pour la région centrale (CC) et avant (EC) du calorimètre. Les efficacités d'identification des muons sont données dans la table 7.8 et ont été déterminées pour la région centrale (CF) et avant (EF) des chambres à muons.

Les facteurs de correction finals ainsi que leurs erreurs sont donnés dans le tableau 7.17.

	Région centrale	Région avant
Electrons	0.768 ± 0.018	0.599 ± 0.025
Muons (Run Ia)	0.865 ± 0.073	–
Muons (Run Ibc)	0.890 ± 0.062	0.504 ± 0.059

TAB. 7.17 – Facteurs de correction des efficacités d'identification des leptons appliqués aux événements simulés et erreurs associées.

Le taux de faux électrons est déterminé à partir d'un échantillon d'événements QCD multijets [14], et est de 0.0461 (0.0801) dans la région centrale (avant). L'erreur sur le taux de faux électrons est estimée à 7%.

Les efficacités de déclenchement (à appliquer aux événement simulés) sont déterminées pour les 4 combinaisons de leptons possibles dans les régions centrale et avant du détecteur et valent :

$0.95 \pm .005$ (CCCF), $0.93 \pm .005$ (CCEF), $0.90 \pm .004$ (ECCF), $0.93 \pm .005$ (ECEF).

La combinaison des efficacités de déclenchement et d'identification, après pondération par la luminosité intégrée lors des différents Run Ia, et Ibc est la suivante :

$0.647 \pm .07$ (CCCF), $0.314 \pm .04$ (CCEF), $0.478 \pm .05$ (ECCF), $0.245 \pm .03$ (ECEF).

La correction provenant des interactions multiples est de 0.905 ± 0.07.

Les incertitudes sur les sections efficaces de production des processus de bruits de fond physiques sont de 10% pour $Z^o \longrightarrow \tau^+\tau^- \longrightarrow e\mu \not\!\!E_T$, 10% pour $WW \longrightarrow e\mu \not\!\!E_T$, 12% pour $t\bar{t} \longrightarrow e\mu \not\!\!E_T$, 17% pour Drell-Yan $\longrightarrow e\mu \not\!\!E_T$.

L'incertitude sur le nombre d'événements de bruit de fond obtenue (sans tenir compte des erreurs de luminosité) dans l'échantillon $e\mu$ avant coupures finales est de 7.4%. Cette valeur est relativement faible car le bruit de fond est dominé par les faux électrons.

L'erreur introduite par les coupures finales provient essentiellement de la coupure en $\not\!\!E_T$ car les autres coupures (sur $\Delta_\varphi^{e\mu}$ et sur $\Sigma_\eta^{e\mu}$) portent sur les directions des leptons qui sont mesurées et connues avec précision. Une erreur conservative de 6% obtenue en faisant varier la coupure en $\not\!\!E_T$ de ± 1.5 GeV est appliquée.

Le tableau 7.18 récapitule les erreurs systématiques dues aux différents processus de bruit de fond.

Source	Erreur (%)
Taux de faux électrons	7%
Interactions multiples	7%
Corrections CCCF-CCEF-ECCF-ECEF	7-4-5-3%
$\sigma(t\bar{t} \rightarrow e\mu X)$	12%
$\sigma(Z^o \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e\mu X)$	10%
$\sigma(WW \rightarrow e\mu X)$	10%
σ(Drell-Yan $\rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e\mu X$)	17%
Incertitude totale (avant coupures finales)	7.4%
Coupures d'analyse finales	6%
Incertitude totale (après coupures finales)	9.5%

TAB. 7.18 – Erreurs systématiques dues au bruit de fond. L'incertitude totale sur le nombre d'événements de bruit de fond après coupures finales est de 9.5%.

Erreurs systématiques sur le signal

Les incertitudes sur le nombre d'événements signal ont différentes origines. Comme pour les bruits de fond, l'erreur sur la luminosité n'est pas non plus tenue en compte.

L'erreur principale sur le signal provient des incertitudes sur les sections efficaces de production. Elles sont similaires à celles de production de quarks du Modèle Standard car les corrections radiatives dues aux particules supersymétriques (squarks et gluinos) sont négligeables à cause de leurs masses élevées [45]. L'incertitude provenant des densités de partons (PDF) est de 5% [45].

L'incertitude provenant du choix de l'échelle de factorisation et de renormalisation est estimée à 7.5% en prenant la moitié de la variation de la section efficace lorsque l'échelle μ passe de sa valeur nominale $\mu = m_{\tilde{t}_1}$ à $2m_{\tilde{t}_1}$ ou à $m_{\tilde{t}_1}/2$. Nous pouvons noter que la valeur de la section efficace de production calculée au NNLO devrait être plus élevée que la valeur calculée au NLO que nous avons utilisée (car ce calcul est similaire au calcul de la section efficace de production de paires de quarks Top), ce qui entraînerait une amélioration des limites d'exclusion obtenues dans notre analyse.

Les incertitudes provenant de la modélisation utilisée par le générateur PYTHIA des radiations de gluons dans l'état initial (ISR) et final (FSR) sont estimées à 3% chacune [46] pour les processus étudiés dans notre analyse.

Les erreurs provenant des facteurs de correction de la simulation, comme expliqué dans la section précédente, varient de 3 à 7%. L'erreur utilisée dans notre analyse de 6% tient à la fois compte des effets des coupures finales et des différences potentielles entre la simulation rapide QSIM et la chaîne de simulation et de reconstruction `DØGSTAR` et `DØRECO`.

En additionnant ces erreurs en quadrature et en incluant l'incertitude due à la masse du chargino, l'erreur totale sur le signal est de 16.8%.

Le tableau 7.19 récapitule les erreurs systématiques sur le signal.

Source	Erreur (%)
Luminosité	5.3%
Densités de partons (PDF)	5%
$\sigma(\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1)$	7.5%
ISR/FSR	3%
Génération Monte Carlo et coupures finales	6%
Incertitude totale (après coupures finales)	16.8%

TAB. 7.19 – Erreurs systématiques sur le signal. L'incertitude totale sur le nombre d'événements signal après coupures finales est de 16.8%.

7.6.7 Limites sur la section efficace de production du sTop

L'absence d'événements de signal est interprétée en terme de limite de section efficace de production de paires de sTop.

A partir du nombre d'événements de signal et de bruit attendus et du nombre d'événements observés dans les données pour chaque point étudié dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\nu}})$, des limites sur les sections efficaces $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$ de production sont établies. Les limites de sections efficaces à 95% de niveau de confiance sont déterminées avec la procédure standard utilisée à DØ [47], dans une approche bayesienne qui utilise une distribution de Poisson comme fonction de vraisemblance des données. La probabilité d'observer k événements, étant données la luminosité $\mathcal{L}$, la section efficace de signal σ et les efficacités ϵ ainsi que le nombre d'événements de bruit de fond b est donnée par

$$P(k|\sigma, \mathcal{L}, \epsilon, b) = \frac{e^{-(b+\mathcal{L}\epsilon\sigma)}(b + \mathcal{L}\epsilon\sigma)^k}{k!} \tag{7.19}$$

Les limites d'exclusion sont obtenues en supposant que les erreurs systématiques sur les acceptances, les taux de bruit de fond et la luminosité ne sont pas corrélées. Ces limites dépendent de la masse supposée du $\tilde{\nu}$.

CDF a publié [48] les résultats d'une recherche de désintégration du sTop en 3 corps en demandant au moins un lepton avec $E_T^{lepton} \geq 10$ GeV, au moins deux jets ($E_T^{jet1\ (jet2)} \geq 12$ (8) GeV) et $\not{E}_T \geq 25$ GeV dans l'état final. Les mêmes paramètres de masses que CDF ont été utilisés afin de comparer la sensibilité de l'analyse "leptonique" présentée ici avec le type d'analyse avec un seul lepton effectuée par CDF. L'efficacité de signal (tenant compte des rapports d'embranchement) est dans le cas de CDF plus élevée (car seul un lepton est requis). Ainsi pour $m_{\tilde{t}_1} = 130$ GeV et $m_{\tilde{\nu}} = 40$ GeV l'efficacité de CDF est de 5.7% à comparer à 3.7% dans notre analyse. Cependant le bruit de fond attendu dans le cas de l'analyse de CDF est nettement plus élevé, CDF citant, après coupures finales et pour une luminosité intégrée de 88 pb^{-1}, 81 événements observés pour 87.3 ± 8.8 événements de bruit de fond attendus [49]. Dans le cadre de l'analyse présentée ici dans le canal $e\mu\not{E}_T$, 10 événements sont observés dans les données contre seulement 13.7 ± 1.5 événements de bruit de fond attendus.

Les limites de sections efficaces sont représentées dans la figure 7.17 en supposant $m_{\tilde{\nu}} = 50$ GeV. Comme attendu en vu des résultats en terme d'efficacité et de nombre d'événements de bruit de fond discutés dans le paragraphe précédent, les limites de sections efficaces sont plus contraignantes dans le cadre de notre analyse leptonique. Cette limite s'établit entre 76 et 141 GeV si $m_{\tilde{\nu}} = 50$ GeV.

D'autres limites de sections efficaces de production $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$ sont obtenues en augmentant la masse du sneutrino. Pour certaines régions de masse de sTop les limites sont inférieures aux sections efficaces prédites par le MSSM. La figure 7.18 représente les limites de sections efficaces en fonction de $m_{\tilde{t}_1}$ pour $m_{\tilde{\nu}} = 60, 70, 80$ et 90 GeV. Les limites sont comparées aux sections efficaces théoriques attendues dans le cadre du MSSM et calculées au NLO pour 3 valeurs différentes de l'échelle μ de factorisation et de renormalisation.

Pour une valeur fixée de $m_{\tilde{t}_1}$, les limites de sections efficaces deviennent plus contraignantes lorsque la masse du sneutrino diminue, bien que l'écart entre les limites obtenues pour différentes masses de sneutrino diminue à grande masse de sTop. Les limites supérieures établies sur les sections efficaces sont plus basses que les prédictions théoriques pour 89 $(102, 117) \lesssim m_{\tilde{t}_1} \lesssim 140$ $(139, 137)$ GeV et $m_{\tilde{\nu}} = 60$ $(70, 80)$ GeV. Ces limites sont représentées dans la figure 7.19.

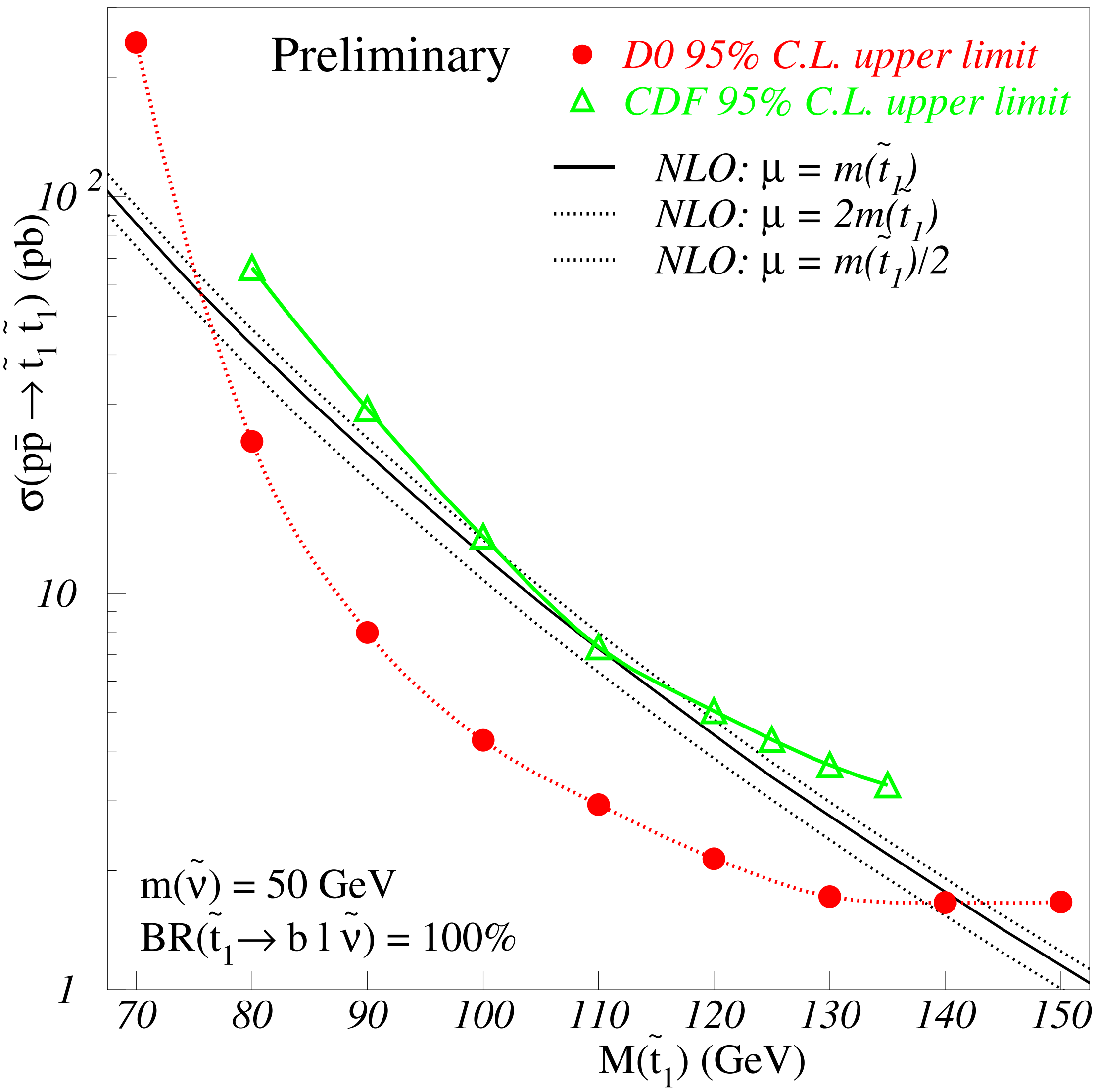

FIG. 7.17 – Limites de sections efficaces de production de paires de sTop en fonction de $m_{\tilde{t}_1}$ pour $m_{\tilde{\nu}} = 50$ GeV. Les résultats de notre analyse sont comparés aux résultats publiés de CDF avec une luminosité intégrée de 88 pb^{-1}. L'analyse effectuée par CDF étudie un état final avec un seul lepton et un jet, à comparer à notre analyse qui utilise l'état final $e\mu\not{E}_T$. Les limites sont comparées aux sections efficaces théoriques attendues dans le cadre du MSSM et calculées au NLO pour 3 valeurs différentes de l'échelle μ de factorisation et de renormalisation.

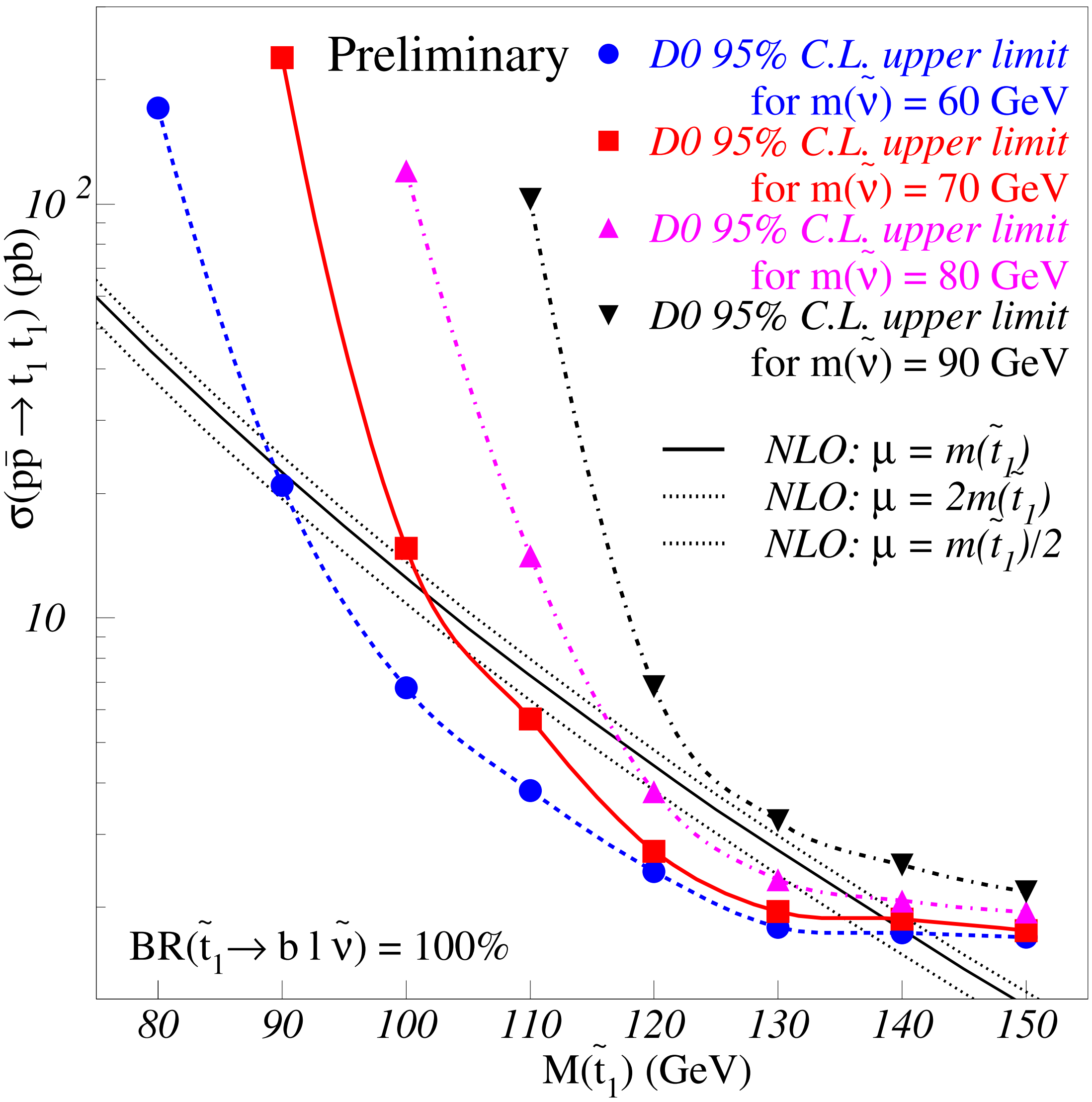

FIG. 7.18 – Limites de sections efficaces de production de paires de sTop en fonction de $m_{\tilde{t}_1}$ pour $m_{\tilde{\nu}} = 60, 70, 80$ et 90 GeV. Les limites sont comparées aux sections efficaces théoriques attendues dans le cadre du MSSM et calculées au NLO pour 3 valeurs différentes de l'échelle μ de factorisation et de renormalisation.

7.6.8 Contour d'exclusion

Les limites de sections efficaces présentées ci-dessus peuvent être interprétées en terme de contour d'exclusion dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\nu}})$ comme représenté dans la figure 7.19. Ce contour d'exclusion est comparé aux contours d'exclusion obtenus avec le canal de désintégration $\tilde{t}_1 \longrightarrow bl\tilde{\nu}$ par les expériences CDF, LEP 1 et par l'expérience ALEPH avec les données obtenues en 1999 avec une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$ comprise entre 192 et 202 GeV [50, 51]. L'analyse présentée ici établit des limites pour des masses de sTop et de sneutrino significativement plus élevées que les résultats précédemment publiés à cause de la plus haute énergie dans le centre de masse disponible au Tevatron comparée au LEP, et du choix d'un état final plus compétitif (purement leptonique) comparé à CDF. Pour $m_{\tilde{\nu}} = 43$ GeV, la région exclue s'étend jusqu'à des masses de sTop de 142 GeV, à comparer à 123 GeV pour CDF et environ 90 GeV au LEP 2. La plus grande masse de sneutrino exclue est de 86 GeV pour $m_{\tilde{t}_1} \simeq 130$ GeV, à comparer à 50 GeV (pour $m_{\tilde{t}_1} \simeq 110$ GeV) à CDF, et à 78 GeV (à $m_{\tilde{t}_1} \simeq 85$ GeV) pour ALEPH.

La sensibilité à grande masse de sTop est principalement limitée par le nombre d'événements signal attendus, c'est-à-dire par les sections efficaces de production $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$. Lors du Run II, l'augmentation de la luminosité intégrée et de l'énergie dans le centre de masse permettra d'étendre ces limites. En extrapolant les résultats actuels, avec une luminosité intégrée de 2 fb^{-1}, DØ sera sensible jusqu'à des masses de sTop d'environ 230 GeV et des masses de sneutrino de 150 GeV pour le canal en 3 corps $\tilde{t}_1 \longrightarrow bl\tilde{\nu}$.

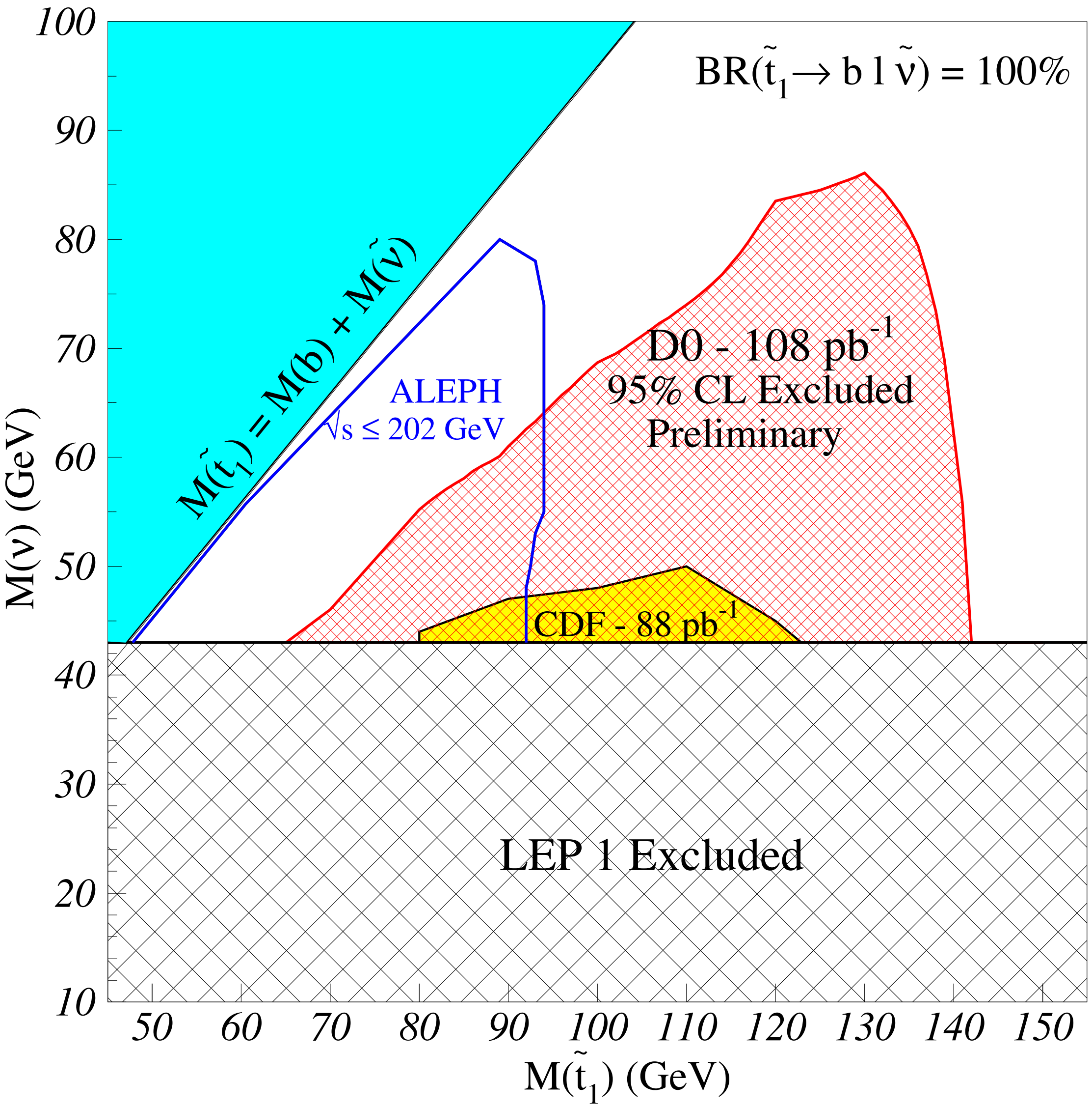

Fig. 7.19 – Régions MSSM exclues dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\nu}})$. Les résultats de notre analyse (marqués DØ 108 pb^{-1}) sont comparés aux contours d'exclusion obtenus par les expériences ALEPH, CDF et LEP 1 également obtenus dans le canal de désintégration $\tilde{t}_1 \longrightarrow bl\tilde{\nu}$.

7.7 Recherche du sTop en 4 corps

Nous présentons ici les résultats de la recherche de désintégrations du sTop avec 4 corps dans l'état final, dont un neutrino et son lepton associé : $\tilde{t}_1 \longrightarrow b\tilde{\chi}_1^o f\bar{f}'$ [52].

7.7.1 Modèle supersymétrique

Il existe deux scénarios dominants pour ces désintégrations en 4 corps :

si $m^L_{e\mu\nu_e\nu_\mu}$ est faible, la masse du sneutrino est plus légère ou du même ordre de grandeur que la masse du W, et le diagramme avec échange de sneutrino (cf. diagramme 2.6, chapitre 2) constitue la contribution dominante de la désintégration en 4 corps. Dans le cas contraire, si $m^L_{e\mu\nu_e\nu_\mu}$ est élevée, le diagramme avec échange de W domine (cf. diagramme 2.6) et rend cette recherche expérimentale plus difficile, à cause du faible rapport d'embranchement du W en leptons. Les paramètres choisis pour ces deux scénarios sont identiques à l'exception de ceux modifiant les masses des sleptons :

- $m^L_{e\mu\nu_e\nu_\mu} = m^R_{e\mu} = m^L_{\tau\nu_\tau} = m^R_\tau = 100$ GeV (scénario avec échange de $\tilde{\nu}$ léger),
- $m^L_{e\mu\nu_e\nu_\mu} = m^R_{e\mu} = m^L_{\tau\nu_\tau} = m^R_\tau = 200$ GeV (scénario avec échange de W)

Pour ces deux scénarios les valeurs des autres paramètres sont :

- $m^L_{udcs} = m^R_{ud} = m^R_{cs} = m^L_{tb} = m^R_t = m^R_b = 250$ GeV
- $A_\tau = A_b = 200$ GeV
- $M_2 = M_3 = 175$ GeV

A_t et M_1 sont utilisés afin de faire varier les masses de sTop et de neutralino respectivement. Dans le cas décrit par la suite les valeurs utilisées sont : $A_t = 507$ GeV et $M_1 = 60$ GeV.

Les trois autres paramètres du modèle sont $\tan\beta$, m_A et μ. Nous avons vérifié que les résultats ne sont pas fortement affectés par la variation de ces paramètres pour un couple de valeurs de masses de sTop et de neutralino donné, aussi les valeurs utilisées sont les suivantes :

$\tan\beta = 4$, $m_A = 400$ GeV et $\mu = 200$ GeV.

Le spectre de masse des particules supersymétriques est le suivant :

- Pour le secteur de Higgs :
  $m_A = 400$ GeV, $m_h = 105$ GeV, $m_H = 403$ GeV, $m_{H^+} = 408$ GeV
- Pour le secteur des charginos :
  $m_{\tilde{\chi}_1^+} = 122$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_2^+} = 262$ GeV
- Pour le secteur des neutralinos :
  $m_{\tilde{\chi}_1^o} = 50$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_2^o} = 128$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_3^o} = 207$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_4^o} = 263$ GeV
- Pour le secteur des squarks :
  $m_{\tilde{u}_1} = 245$ GeV, $m_{\tilde{u}_2} = 248$ GeV, $m_{\tilde{d}_1} = 251$ GeV, $m_{\tilde{d}_2} = 256$ GeV
  $m_{\tilde{t}_1} = 110$ GeV, $m_{\tilde{t}_2} = 406$ GeV, $m_{\tilde{b}_1} = 249$ GeV, $m_{\tilde{b}_2} = 258$ GeV

- Pour le secteur des sleptons :
  Dans le scénario avec échange de sneutrino,
  $m_{\tilde{\nu}} = 80$ GeV
  $m_{\tilde{e}_1} = 108$ GeV, $m_{\tilde{e}_2} = 109$ GeV
  $m_{\tilde{\tau}_1} = 103$ GeV, $m_{\tilde{\tau}_2} = 113$ GeV
  dans le scénario avec échange de W,
  $m_{\tilde{\nu}} = 190$ GeV,
  $m_{\tilde{e}_1} = 204$ GeV, $m_{\tilde{e}_2} = 205$ GeV
  $m_{\tilde{\tau}_1} = 202$ GeV, $m_{\tilde{\tau}_2} = 207$ GeV

Afin d'interdire cinématiquement le mode en 2 corps $b\tilde{\chi}_1^+$ ($m_{\tilde{t}} \leq m_{\tilde{\chi}_1^+} + m_b$), la valeur de M_2 est augmentée à 200 (225) GeV lorsque 120 (130) $< m_{\tilde{t}} \leq$ 130 (140) GeV. La masse du chargino le plus léger obtenue est alors de 136 (147) GeV.

Les valeurs des rapports d'embranchement des modes en 4 corps et en 2 corps $c\tilde{\chi}_1^0$ on été calculées et comparées avec le programme SDECAY [53]. En utilisant le spectre de masse décrit ci-dessus pour un point où $m_{\tilde{t}_1} = 110$ GeV et $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 50$ GeV, le rapport d'embranchement du mode en 4 corps est de 100% (76%) pour le scénario avec échange de $\tilde{\nu}$ (W). Le rapport d'embranchement en deux leptons vaut 98% (33%). Les 2% (67%) restants sont dus aux désintégrations de sTop en 4 corps en des paires de quarks (et aux désintégrations en 2 corps $\tilde{t}_1 \longrightarrow c\tilde{\chi}_1^0$). Les diagrammes, ainsi que la cinématique et les rapports d'embranchement étant différents, nous présentons séparément les résultats pour ces deux scénarios échange de $\tilde{\nu}$ léger et échange de W.

7.7.2 Simulation des événements sTop

La simulation de la désintégration du sTop en 4 corps a été effectuée de façon similaire à la désintégration en 3 corps $\tilde{t}_1 \longrightarrow bl\tilde{\nu}$ en utilisant les programmes SUSPECT, CompHEP et PYTHIA.

La simulation des échantillons $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$ a été effectuée pour des paires de masses de sTop et de neutralino données suivant le modèle supersymétrique décrit précédemment. Pour chacune de ces paires deux échantillons ont été simulés, l'un pour le scénario avec échange de sneutrino léger, où les sTop se désintègrent presque exclusivement en leptons, l'autre pour le scénario avec échange de W où seulement une fraction $(0.33)^2$ des événements contiennent une paire de leptons dans l'état final.

Chacun de ces échantillons contient environ 13 000 événements avec une paire de leptons dans l'état final. La simulation est effectuée dans une grille $m_{\tilde{t}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ avec des masses de sTop et de neutralinos espacées de 5 GeV. Lors de la détermination des limites de sections efficaces et des contours d'exclusion, les valeurs intermédiaires de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ et de $m_{\tilde{t}}$ sont obtenues par une interpolation linéaire du nombre d'événements signal entre les différents points engendrés.

Les masses de sTop considérées (en GeV) sont :

$$80, 85, 90, 95, 100, 105, 110, 115, 120, 125, 130, 135, 140$$

En dessous de 80 GeV le mode en 4 corps est défavorisé par rapport au mode en 2 corps $c\tilde{\chi}_1^o$. La plus grande masse de sTop accessible par cette analyse avec les données du Run I est d'environ 140 GeV, à cause de la décroissance de la section efficace de production de paires de sTop à grande masse.

Les masses de neutralino considérées (en GeV) sont :

$$20, 30, 40, 50, 55, 60, 65, 70, 75$$

c'est-à-dire entre les limites expérimentales inférieures et la masse pour laquelle le nombre d'événements devient trop faible avec la statistique actuelle.

Les distributions obtenues pour ce mode de désintégration en 4 corps peuvent être comparées à celles obtenues dans le cas du mode en 3 corps $\tilde{t}_1 \longrightarrow bl\tilde{\nu}$ pour les mêmes valeurs de la masse du sTop et de la masse de la particule supersymétrique la plus légère, sneutrino ou neutralino (m_{LSP}). Les normalisations sont absolues et traduisent la meilleure acceptance aux coupures d'énergie minimale sur les leptons et sur l'énergie transverse manquante pour les désintégrations à 3 corps. Dans la figure 7.20a-h sont représentées les comparaisons des distributions obtenues pour les désintégrations en 3 et 4 corps pour $(m_{\tilde{t}_1}, m_{LSP}) = (120, 60)$ GeV : énergie transverse des électrons, muons et des deux jets les plus énergétiques, énergie transverse manquante et quantités cinématiques $\Sigma_\eta^{e\mu} \equiv |\eta_e + \eta_\mu|$, $\Delta_\varphi^{e\mu} \equiv |\varphi_e - \varphi_\mu|$ et $D_{\eta\varphi}^{l_1 j_1}$. Les formes des distributions des variables $\Sigma_\eta^{e\mu}$ et $\Delta_\varphi^{e\mu}$ sont similaires pour les deux modes de désintégration en 3 et 4 corps. Par contre la distribution de $D_{\eta\varphi}^{l_1 j_1}$ représentant la distance entre les leptons et les jets est déplacée à plus petite valeur, comme attendu pour une désintégration à plus grand nombre de particules dans l'état final.

7.7.3 Comparaisons données-bruits de fond

Les sections efficaces visibles, le nombre d'événements simulés et le nombre d'événements attendus pour chaque type de bruit de fond satisfaisant les critères de sélection E_T^e, $E_T^\mu > 15$ GeV et $\not{E}_T > 20$ GeV sont donnés dans la table 7.20.

Ils sont comparés à la section efficace de production $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$ et au nombre d'événements signal attendus dans le scénario avec échange de W (sneutrino léger) décrit dans la section 7.7.6 (7.7.7).

Les variables étudiées sont comme pour le mode en 3 corps les énergies transverses des deux leptons E_T^e et E_T^μ, les énergies transverses des deux jets les plus énergétiques $E_T^{j_1}$ et $E_T^{j_2}$, la valeur absolue de la somme des pseudorapidités des deux leptons $\Sigma_\eta^{e\mu}$, l'énergie transverse manquante $\not{E}_T$, la différence d'angle azimuthal entre les deux leptons $\Delta_\varphi^{e\mu}$, et la plus petite distance $D_{\eta\varphi}^{l_1 j_1}$ entre le jet le plus énergétique et chacun des leptons.

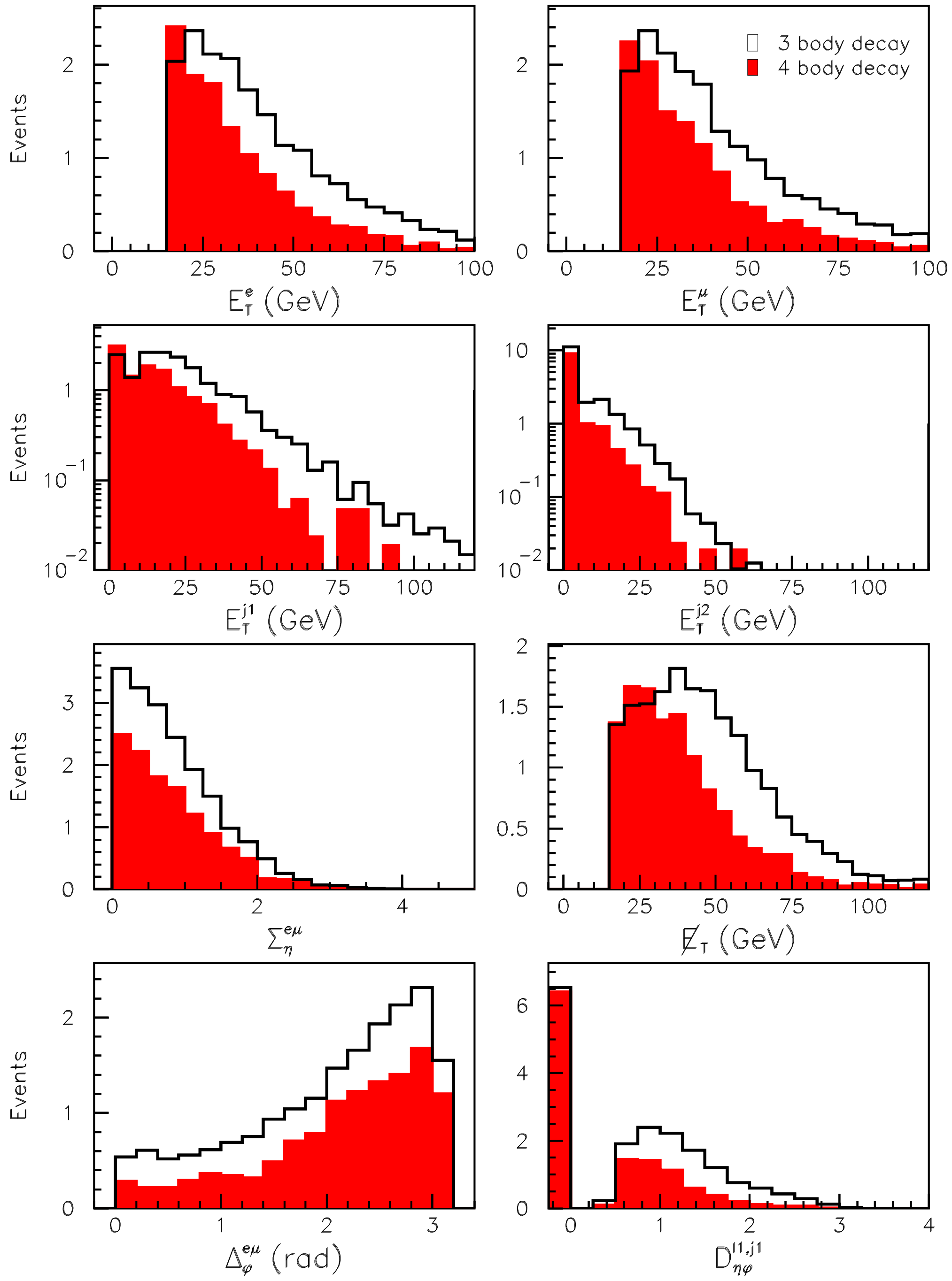

FIG. 7.20 – Distributions après coupures de sélection du signal sTop avec $m_{\tilde{t}_1} = 120$ GeV et $m_{LSP} = 60$ GeV, pour la désintégration en 4 corps $\tilde{t}_1 \longrightarrow b\tilde{\chi}_1^0\bar{l}\nu_l$ (gris) et pour la désintégration en 3 corps $\tilde{t}_1 \longrightarrow bl\tilde{\nu}$ (histogramme) de l'énergie transverse a) des électrons ; b) des muons ; c) (d) du (second) jet le plus énergétique ; e) valeur absolue de la somme des pseudorapidités des deux leptons ; f) énergie transverse manquante ; g) différence d'angle azimuthal entre les deux leptons ; h) plus petite distance entre le jet le plus énergétique et chacun des leptons.

Processus	Section efficace (pb)	Evénements simulés	Evénements attendus
Faux électrons $\longrightarrow\ e\mu\not{E}_T$	–	–	15.1
$Z^o\longrightarrow \tau^+\tau^-\longrightarrow\ e\mu\not{E}_T$	1.70	71 393	5.3
$WW\longrightarrow\ e\mu\not{E}_T$	0.69	101 792	4.4
$t\bar{t}\longrightarrow\ e\mu\not{E}_T$	0.40	101 339	2.8
Drell-Yan $\longrightarrow\ e\mu\not{E}_T$	0.35	199 990	0.2
Bruit de fond total	–	–	27.8
Données $\longrightarrow\ e\mu\not{E}_T$	–	–	24
$\tilde{t}_1\tilde{t}_1\longrightarrow\ e\mu\not{E}_T$ (scénario échange de $\tilde{\nu}$)	2.28	$\sim$ 13 000	9.3
$\tilde{t}_1\tilde{t}_1\longrightarrow\ e\mu\not{E}_T$ (scénario échange de W)	0.25	$\sim$ 13 000	1.2

TAB. 7.20 – Sections efficaces visibles pour les processus de bruit de fond et pour des événements sTop se désintégrant en 4 corps (avec $m_{\tilde{t}} = 110$ GeV et $m_{\tilde{\chi}_1^o} = 50$ GeV), nombre d'événements simulés et nombre d'événements attendus pour une luminosité intégrée de 108.3 pb^{-1}.

Les figures 7.21a-h représentent les distributions de ces variables pour la somme des bruits de fond, les données et le signal sTop attendu dans le cas $m_{\tilde{t}} = 110$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_1^o} = 50$ GeV et $m_{\tilde{\nu}} = 80$ GeV.

7.7.4 Optimisation de la sélection des événements 4 corps

Après sélection, même dans le plus favorable des scénarios, le rapport des nombres d'événements de signal et de bruit, qui varie approximativement entre 1/2 et 1/5 lorsque la masse du sTop varie de 80 à 140 GeV, est trop faible à cause du faible nombre d'événements signal attendus. Afin d'améliorer ce rapport signal sur bruit des coupures additionnelles sont appliquées, en particulier aux événements avec un nombre de jets N_{jets} égal à 0.

Les événements sont rejetés si au moins une des conditions suivantes est vérifiée :

1) si $N_{jets} = 0$ et si $\Delta_\varphi^{e\mu} \equiv |\varphi_e - \varphi_\mu| < 15°$ ou $> 165°$
2) si $\not{E}_T > 80$ GeV
3) si $N_{jets} = 1$ et si $D_{\eta\varphi}^{l_1 j_1} > 1.5$
4) si $N_{jets} = 2$ et si $D_{\eta\varphi}^{l_1 j_1} > 1.5$ ou $D_{\eta\varphi}^{l_2 j_2} > 1.5$
5) si $\Sigma_\eta^{e\mu} \equiv |\eta_e + \eta_\mu| > 2.5$

où $D_{\eta\varphi}^{l_1 j_1}$ est la plus petite distance dans le plan (η, φ) entre le jet le plus énergétique et chacun des deux leptons ; $D_{\eta\varphi}^{l_2 j_2}$ est la distance entre le lepton non considéré dans $D_{\eta\varphi}^{l_1 j_1}$

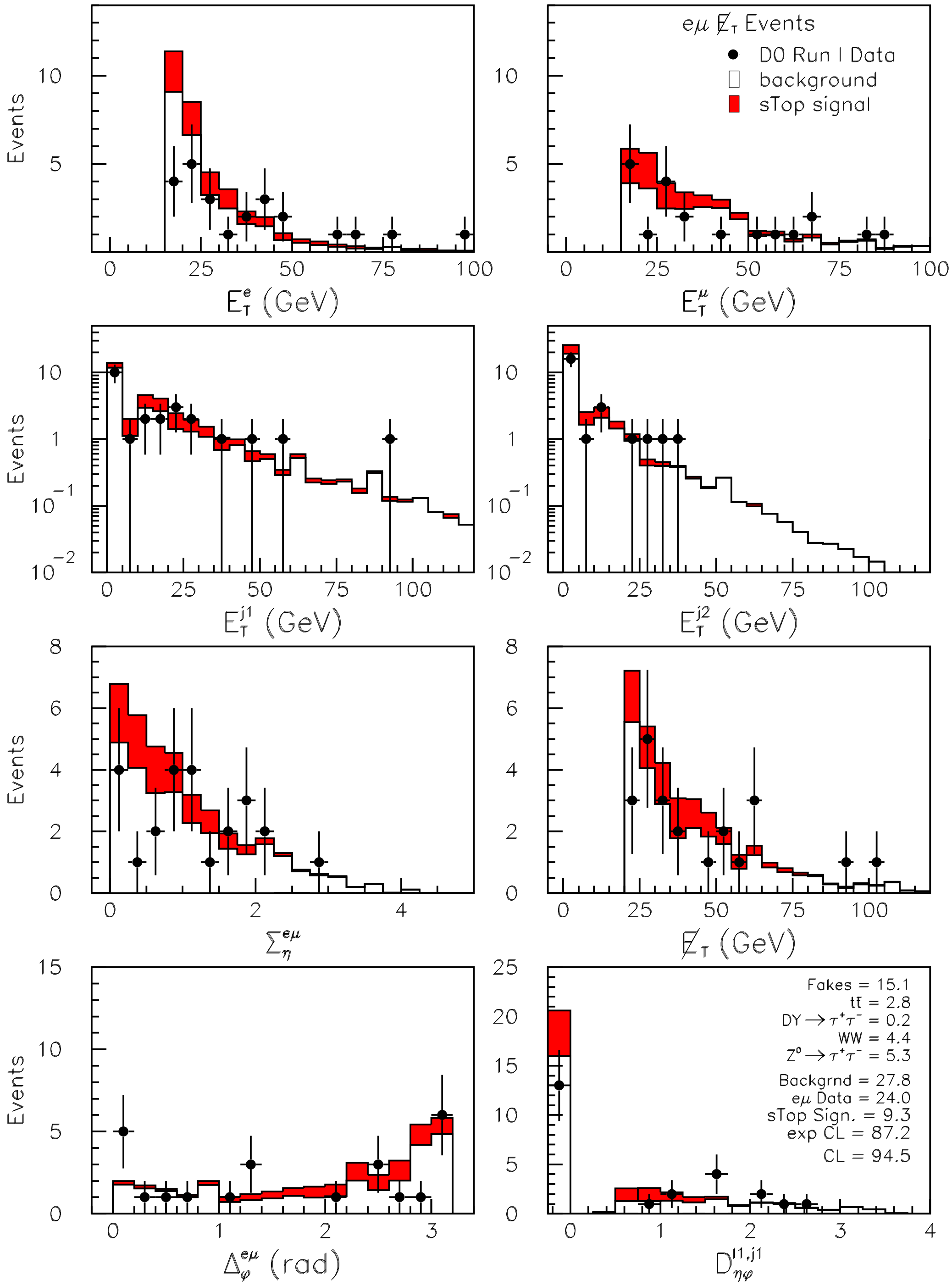

FIG. 7.21 – Distributions après sélection du bruit de fond total (histogramme), du signal sTop pour $m_{\tilde{t}} = 110$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 50$ GeV et $m_{\tilde{\nu}} = 80$ GeV (gris), et des données (points) de l'énergie transverse a) des électrons ; b) des muons ; c) (d) du (second) jet le plus énergétique ; e) valeur absolue de la somme des pseudorapidités des deux leptons ; f) énergie transverse manquante ; g) différence d'angle azimuthal entre les deux leptons ; h) plus petite distance entre le jet le plus énergétique et chacun des leptons.

et le second jet le plus énergétique. Ces distance sont nulles si le nombre de jets n'est pas suffisant pour satisfaire ces définitions.

La condition 1 est efficace afin de rejeter les événements $Z^o \longrightarrow \tau^+\tau^-$ qui représentent le bruit de fond physique dominant. Les conditions 2, 3 et 4 favorisent les désintégrations de sTop où l'énergie transverse manquante n'est pas trop élevée, et dans lesquelles les leptons ne sont pas très éloignés des jets de b. Les bruits de fond W et $t\bar{t}$ sont partiellement supprimés par ces coupures. Le bruit de fond de faux électrons est partiellement rejeté par les conditions 1 à 4, et plus particulièrement par la condition 5. Après avoir appliqué ces coupures aux événements de bruit de fond, de données et de signal, le rapport signal sur bruit est de l'ordre de 1 (1/5) dans le scénario avec échange de sneutrino (échange de W). L'évolution des nombres d'événements avant et après l'application de ces coupures finales est donnée dans le tableau 7.21 :

Processus	Evénements sélectionnés dans 108.3pb^{-1}	Evénements après coupures finales
Faux électrons $\longrightarrow\ e\mu\not\!\!E_T$	15.1 ± 1.1	4.5 ± 0.4
$Z^o \longrightarrow \tau^+\tau^- \longrightarrow\ e\mu\not\!\!E_T$	5.3 ± 1.4	0.9 ± 0.2
$WW \longrightarrow\ e\mu\not\!\!E_T$	4.4 ± 0.4	2.7 ± 0.3
$t\bar{t} \longrightarrow\ e\mu\not\!\!E_T$	2.8 ± 0.5	0.3 ± 0.1
Drell-Yan $\longrightarrow\ e\mu\not\!\!E_T$	$0.2 \pm .04$	$0.0 \pm .02$
Bruit de fond total	27.8 ± 2.7	8.4 ± 1.0
Données	24	6
$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \longrightarrow\ e\mu\not\!\!E_T$ (scénario échange de $\tilde{\nu}$)	9.3 ± 1.9	7.5 ± 1.6
$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \longrightarrow\ e\mu\not\!\!E_T$ (scénario échange de W)	1.2 ± 0.25	1.0 ± 0.34

TAB. 7.21 – Evénements après sélection (gauche) et après coupures finales (droite) observés dans les données, attendus pour les bruits de fond et le signal (avec $m_{\tilde{t}} = 110$ GeV et $m_{\tilde{\chi}_1^o} = 50$ GeV) et pour une luminosité de 108.3 pb^{-1}.

La comparaison des données, des bruits de fond et du signal sTop (pour $m_{\tilde{t}} = 110$ GeV et $m_{\tilde{\chi}_1^o} = 50$ GeV) dans le cas du scénario avec échange de sneutrino léger est donnée dans la figure 7.22 pour les distributions des variables sur lesquelles sont appliquées les coupures finales : les E_T des deux leptons et des deux jets les plus énergétiques (a-d), la valeur absolue de la somme des rapidités des deux leptons (e), l'énergie transverse manquante (f), la différence d'angle azimuthal entre les deux leptons (g) et la plus petite distance entre le jet le plus énergétique et les deux leptons $D_{\eta\varphi}^{l_1j_1}$ (h). Par rapport au scénario avec échange de W, les formes des distributions diffèrent sensiblement à cause du spin nul du sneutrino échangé. Cependant la différence principale provient du rapport d'embranchement en leptons plus élevé (22%) par un facteur 9 par rapport au scénario

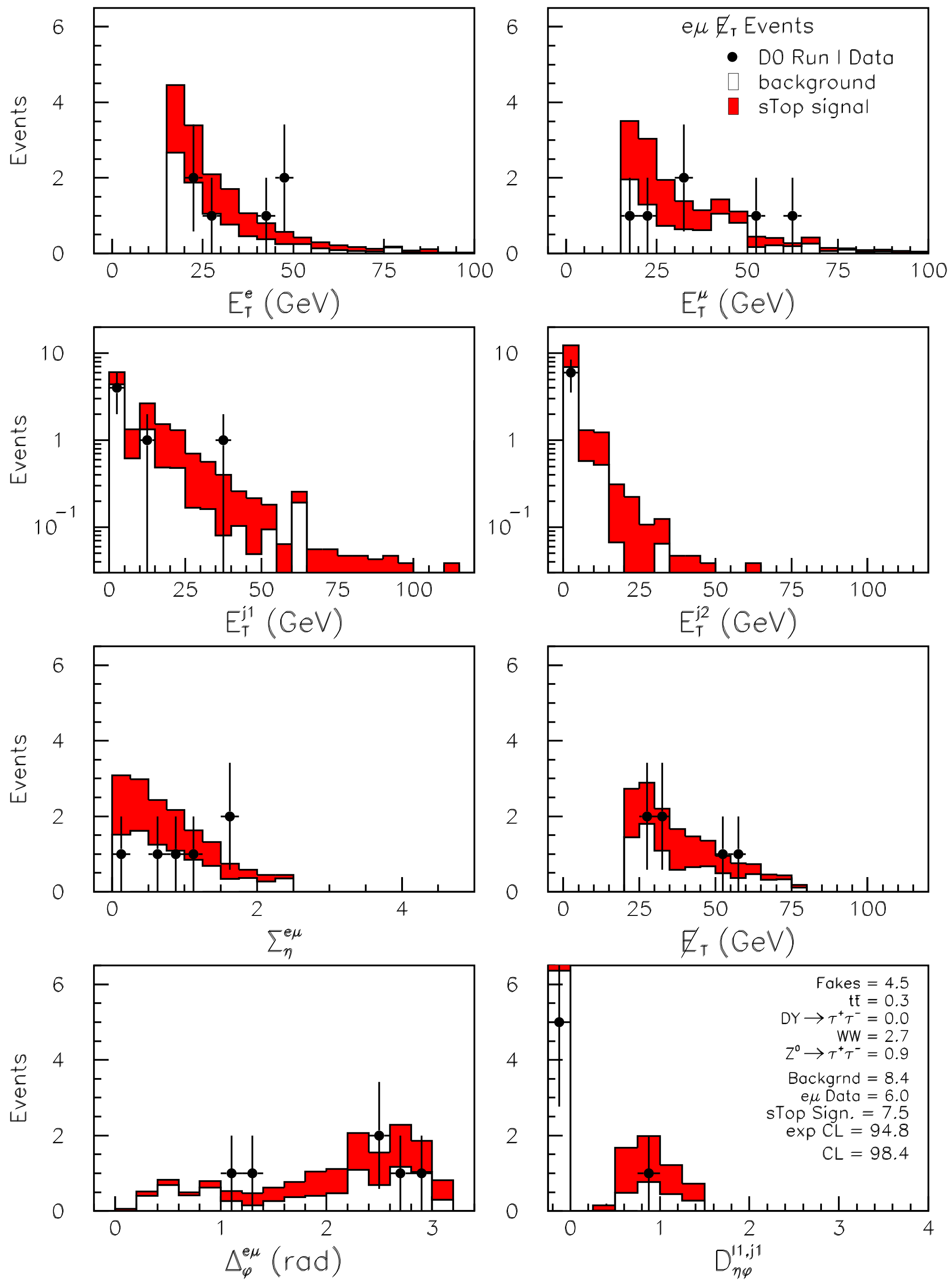

FIG. 7.22 – Distributions après coupures finales du bruit de fond total (histogramme), du signal sTop pour $m_{\tilde{t}} = 110$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 50$ GeV et $m_{\tilde{\nu}} = 80$ GeV (gris), et des données (points) de l'énergie transverse a) des électrons ; b) des muons ; c) (d) du (second) jet le plus énergétique ; e) valeur absolue de la somme des pseudorapidités des deux leptons ; f) énergie transverse manquante ; g) différence d'angle azimuthal entre les deux leptons ; h) plus petite distance entre le jet le plus énergétique et chacun des leptons.

avec échange de W (2.4%).

7.7.5 Efficacité de signal

L'efficacité de signal, définie comme le nombre d'événements signal après coupures finales divisé par le produit de la section efficace de production et de la luminosité intégrée, est donnée dans le tableau 7.16 en fonction de la masse du sTop et de la masse du neutralino. L'erreur sur ces efficacités est déterminée dans la section 7.6.6.

	80 GeV	90 GeV	100 GeV	110 GeV	120 GeV	130 GeV	140 GeV
80 GeV	0.000	0.000	0.000	0.000	0.011	0.016	0.021
70 GeV	0.000	0.000	0.000	0.005	0.013	0.017	0.023
60 GeV	0.000	0.000	0.002	0.007	0.016	0.019	0.021
50 GeV	0.001	0.002	0.004	0.009	0.016	0.021	0.000
40 GeV	0.002	0.005	0.006	0.013	0.018	0.000	0.000

TAB. 7.22 – Efficacité de signal 4 corps en fonction des masses de sTop et de neutralino.

7.7.6 Résultats dans le scénario avec échange de W

Les résultats présentés dans cette section sont obtenus dans le cas où les particules supersymétriques les plus légères sont le neutralino et le sTop. Le rapport d'embranchement en deux leptons ll' $(l, l' = e, \mu, \tau)$ n'est que de 11% et défavorise le scénario avec échange de W. Cependant le faible bruit de fond après coupures finales permet de rendre compétitif l'état final $e\mu\not{E}_T$ par rapport aux analyses demandant un seul lepton dans l'état final (cf. section 7.6). CDF a publié les résultats d'une telle recherche en demandant un état final avec au moins un lepton avec $E_T^{lepton} \geq 10$ GeV, $\not{E}_T \geq 25$ GeV et au moins deux jets ($E_T^{jet1\ (jet2)} \geq 12$ (8) GeV) dont l'un doit être étiqueté comme jet de b [49]. L'efficacité de signal (tenant compte des rapports d'embranchement) est dans ce cas sensiblement plus élevée, mais le bruit de fond plus élevé tend à rendre la sensibilité des deux analyses similaires.

Les limites de sections efficaces sont représentées dans la figure 7.23 et comparées aux sections efficaces théoriques attendues dans le cadre du MSSM et aux limites établies par CDF dans le cas de la désintégration du sTop en $b\tilde{\chi}_1^+$. La désintégration en $b\tilde{\chi}_1^+$ est produite par le même type de diagramme que le mode en 4 corps, mais avec un chargino réel, $m_{\tilde{\chi}_1^+} = 90$ GeV, au lieu d'un chargino virtuel $m_{\tilde{\chi}_1^+} = 122$ GeV pour le mode en 4 corps de notre analyse. Les limites de CDF et de notre analyse sont obtenues pour une masse de neutralino de 40 GeV. Nos limites s'étendent entre 90 et 120 GeV et sont plus contraignantes entre 90 et 110 GeV que les limites publiées par CDF à la même masse de neutralino. Pour des masses de sTop plus faibles (plus élevées), les

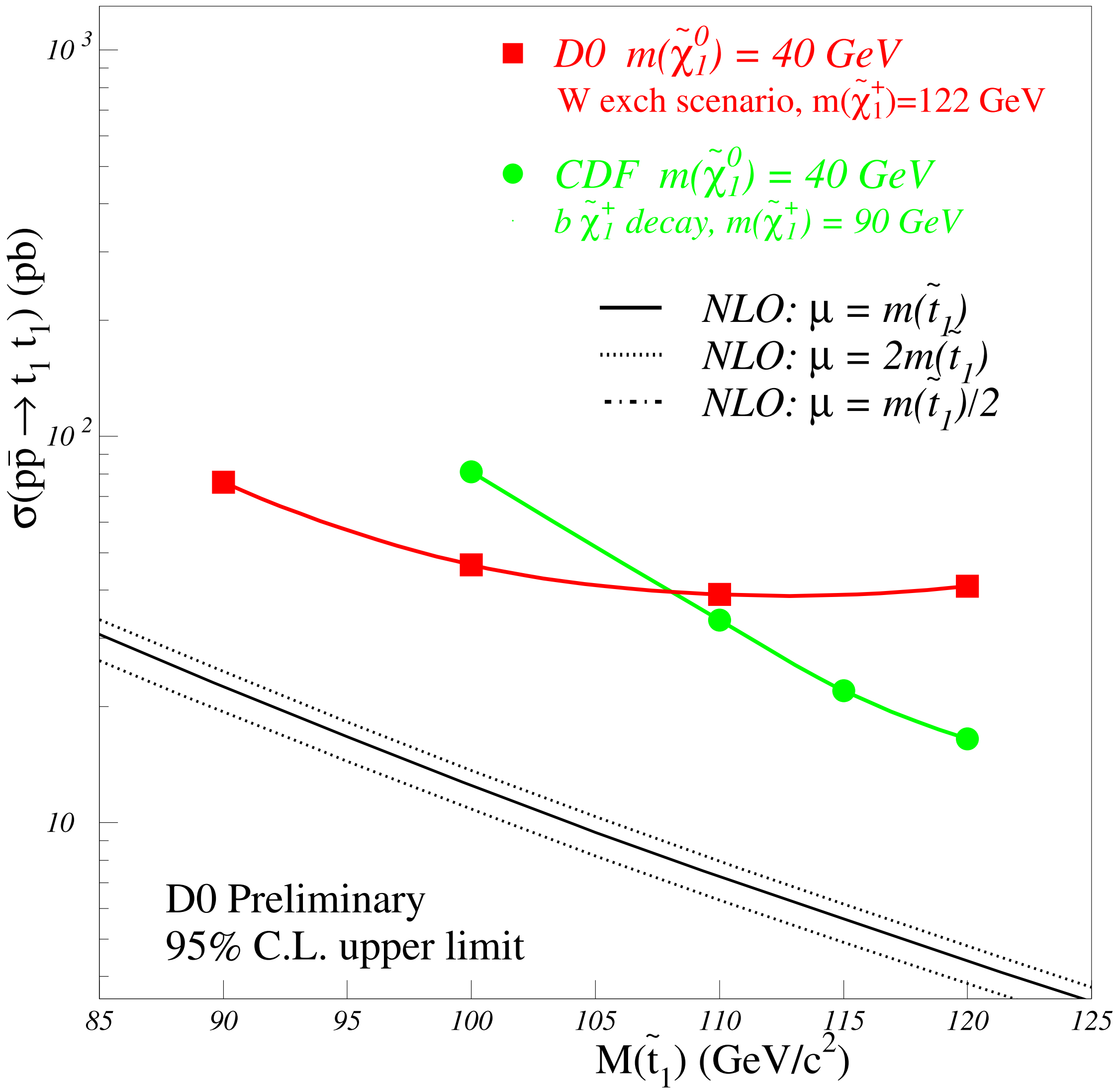

FIG. 7.23 – Limites de sections efficaces de production de paires de sTop dans le scénario avec échange de W ($m_{\tilde{\nu}} = 190$ GeV) en fonction de $m_{\tilde{t}}$ et pour $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 40$ GeV (courbe avec symboles fermés). Les résultats de notre analyse sont comparés aux résultats publiés par CDF (courbe avec symboles ouverts) dans le cas de la désintégration du sTop en $b\tilde{\chi}_1^+$ (avec $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 40$ GeV) produite par le même type de diagramme que le mode en 4 corps mais avec un chargino réel, ($m_{\tilde{\chi}_1^+} = 90$ GeV) au lieu d'un chargino virtuel ($m_{\tilde{\chi}_1^+} = 122$ GeV) pour le mode en 4 corps.

modes de désintégration en 2 (3) corps $c\tilde{\chi}_1^o$ ($\tilde{t}_1 \longrightarrow bW\tilde{\chi}_1^o$) sont cinématiquement ouverts et deviennent dominants.

En conclusion, en supposant que le diagramme avec échange de W domine, deux types de recherche de désintégrations en 4 corps du sTop peuvent être effectuées et combinées : la recherche peut être optimisée soit pour des paires de sTop où chacun des sTop se désintègre de façon leptonique, c'est-à-dire $\tilde{t}_1 \longrightarrow b\tilde{\chi}_1^o\bar{l}\nu_l$ (comme présenté dans notre analyse), ou pour des paires de sTop où un sTop se désintègre de façon leptonique et le second en $\tilde{t}_1 \longrightarrow b\tilde{\chi}_1^o q\bar{q}'$ (produisant le même état final que celui étudié par CDF).

Le désavantage du faible rapport d'embranchement dans la première stratégie est compensé par son meilleur rapport signal sur bruit grâce au faible bruit de fond résiduel, en particulier pour des masses de sTop inférieures à 110 GeV. La combinaison de ces deux approches permettra ultérieurement d'établir des limites plus contraignantes en terme de sections efficaces et de contours d'exclusion.

En extrapolant les résultats actuels, une luminosité intégrée d'environ 500 pb^{-1} sera nécessaire au Run II pour établir des limites dans le scénario avec échange de W en deçà des prédictions théoriques du MSSM jusqu'à $m_{\tilde{t}} = 120$ GeV et pour $m_{\tilde{\chi}_1^o} = 40$ GeV.

7.7.7 Résultats dans le scénario avec échange de sneutrino léger

Les résultats dans cette section sont obtenus lorsque les particules les plus légères sont le neutralino, le sneutrino et le sTop. Il est important de remarquer que dans ce cas la désintégration avec 4 corps dans l'état final procède d'une désintégration *stricto sensu* en 3 corps $bl\tilde{\nu}$, suivie de la désintégration du $\tilde{\nu}$ en $\nu\tilde{\chi}_1^o$, puisque dans nos hypothèses c'est le neutralino qui est la LSP. La figure 7.24 représente les limites de sections efficaces de production en fonction de $m_{\tilde{t}}$ pour 3 masses différentes de neutralino : $40, 50$ et 60 GeV. Ces limites ne s'étendent pas au-delà de $m_{\tilde{t}} = 120, 130$ et 140 GeV respectivement car au-delà de ces valeurs le mode de désintégration en 3 corps $\tilde{t}_1 \longrightarrow bW\tilde{\chi}_1^o$ est cinématiquement permis et devient dominant par rapport au mode en 4 corps.

Pour une valeur fixée de $m_{\tilde{t}}$, les limites de sections efficaces deviennent plus contraignantes lorsque la masse du neutralino diminue, bien que l'écart entre les limites obtenues pour différentes masses de neutralino diminue à grande masse de sTop.

Les limites supérieures établies sur les sections efficaces sont plus basses que les prédictions théoriques pour $m_{\tilde{\chi}_1^o} = 40$ GeV, pour $m_{\tilde{\chi}_1^o} = 50$ GeV et $m_{\tilde{t}} \geq 102$ GeV, et pour $m_{\tilde{\chi}_1^o} = 60$ GeV lorsque $m_{\tilde{t}} \geq 110$ GeV. Aussi ces limites peuvent être interprétées en terme de contour d'exclusion dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^o})$ et sont représentées dans la figure 7.25. Ce contour d'exclusion est comparé aux contours d'exclusion obtenus avec le canal de désintégration $c\tilde{\chi}_1^o$ par les expériences CDF et DØ, et par l'expérience ALEPH avec les données 1999 obtenues avec une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$ comprise

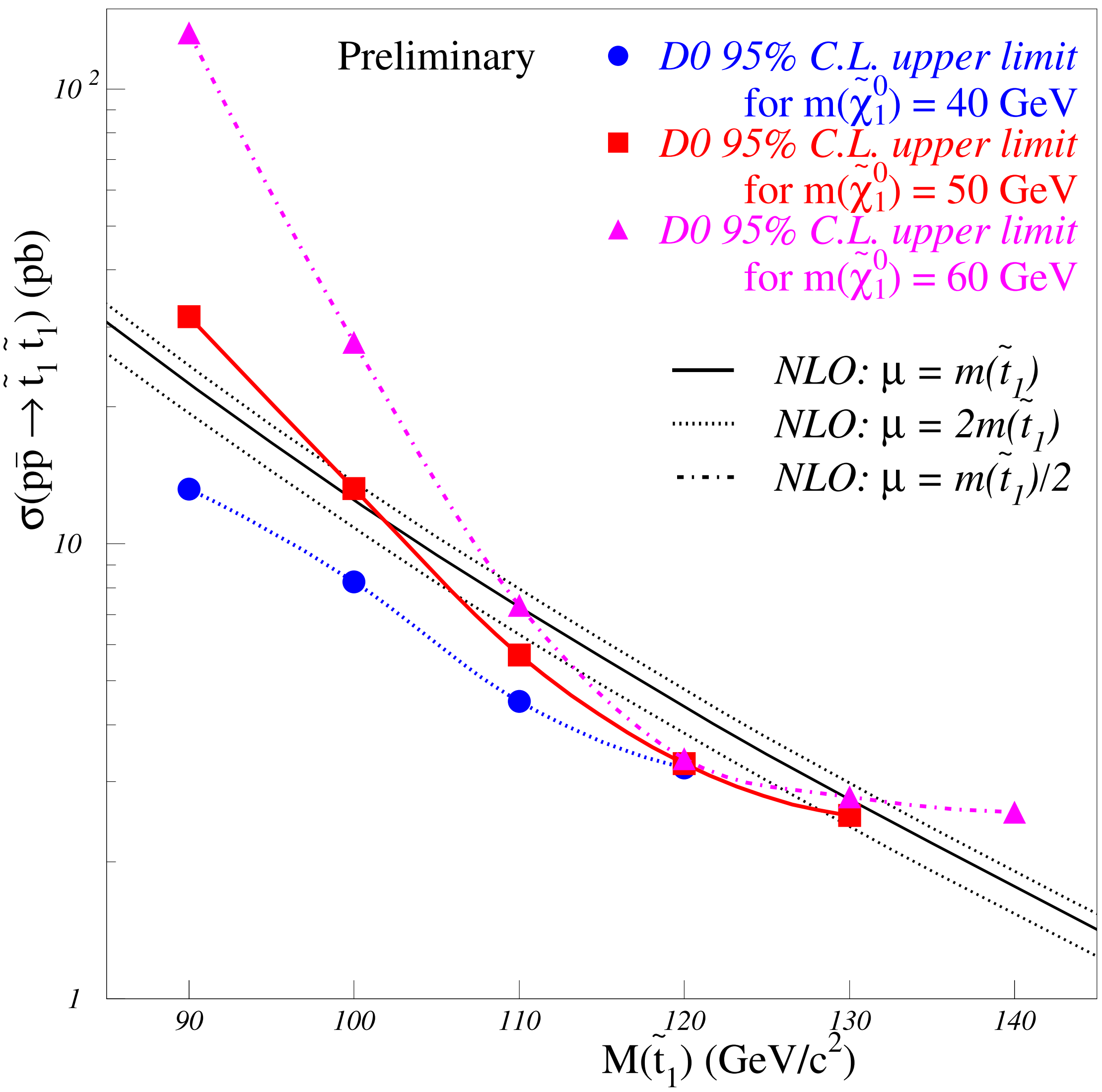

FIG. 7.24 – Limites supérieures de sections efficaces de production de paires de sTop pour $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 40, 50, 60$ GeV et $m_{\tilde{\nu}} = 80$ GeV. Les limites de sections efficaces sont plus contraignantes que les prédictions du MSSM pour $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 40$ GeV, pour $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 50$ GeV avec $m_{\tilde{t}} \geq 102$ GeV et pour $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV avec $m_{\tilde{t}} \geq 110$ GeV.

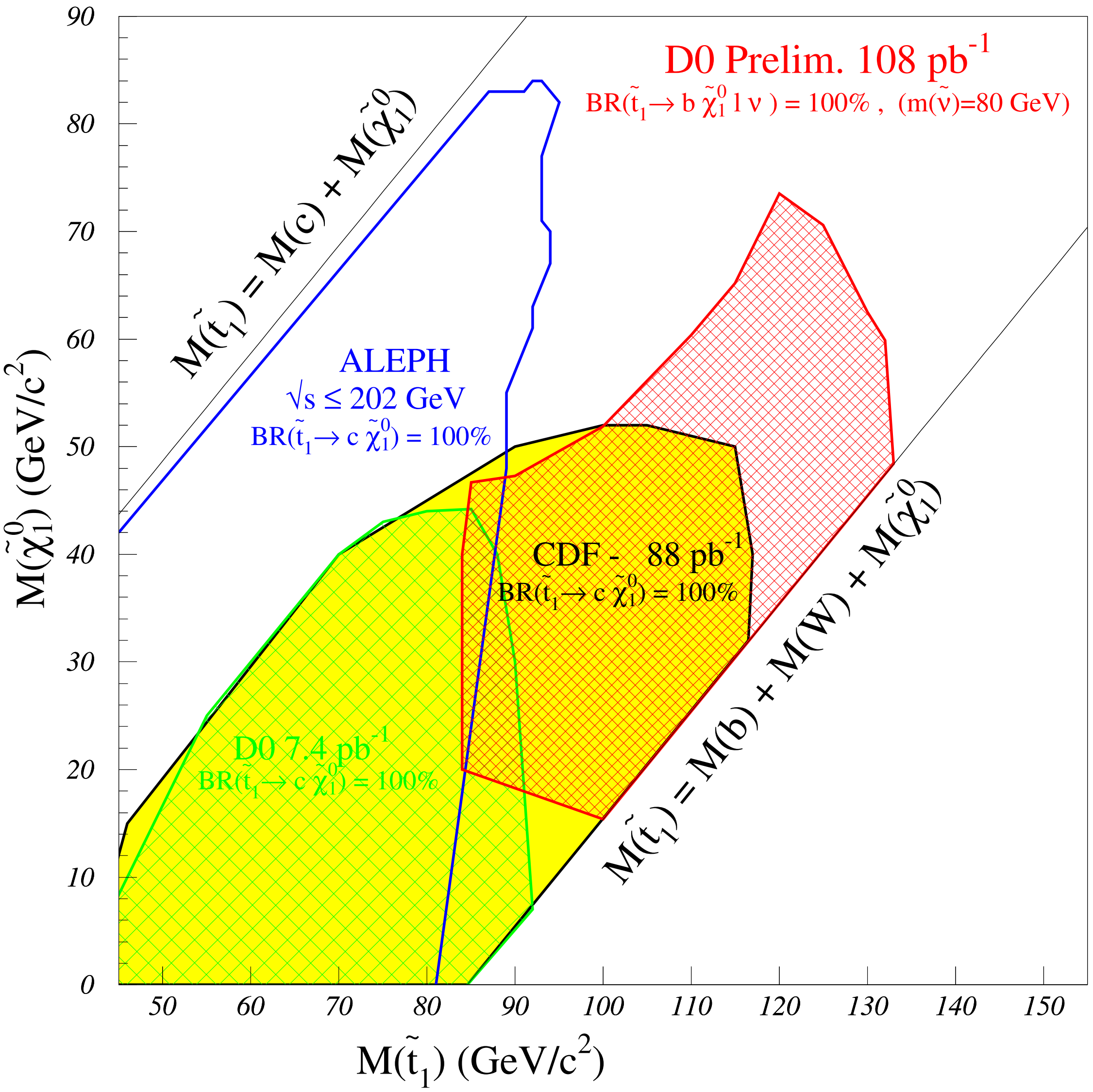

Fig. 7.25 – Régions MSSM exclues dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$. Les résultats obtenus dans le scénario avec échange de sneutrino léger ($m_{\tilde{\nu}}$ = 80 GeV) sont comparés aux contours d'exclusion obtenus par les expériences ALEPH, CDF et DØ avec le canal de désintégration $c\tilde{\chi}_1^0$ sans hypothèse sur $m_{\tilde{\nu}}$. Les rapports d'embranchement des modes en 2 et 4 corps utilisés lors de la détermination des contours d'exclusion sont de 100%.

entre 192 et 202 GeV [50, 51]. La comparaison avec les résultats obtenus au Tevatron illustre les régions d'intérêt de ces 2 modes de recherche : la recherche du sTop dans le mode en 2 corps domine jusqu'à des masses de sTop de l'ordre de 90 ou 100 GeV, après quoi le mode en 4 corps devient dominant, ce qui permet d'étendre la recherche dans ce canal jusqu'à des masses de sTop plus élevées.

Les contours d'exclusion de CDF et DØ pour les désintégrations en 2 corps $c\tilde{\chi}_1^0$ sont établis sans hypothèse sur $m_{\tilde{\nu}}$ mais supposent que le rapport d'embranchement du sTop en $c\tilde{\chi}_1^0$ est toujours de 100% ; cette hypothèse n'est plus valable pour des masses de sTop au-delà de 90-100 GeV. Les résultats de notre analyse sont obtenus en supposant un rapport d'embranchement du sTop en 4 corps de 100%, hypothèse réaliste pour $m_{\tilde{t}_1} \gtrsim 100$ GeV.

La sensibilité à grande masse de sTop est limitée par le nombre d'événements de signal attendu, c'est-à-dire par les sections efficaces de production $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$. Lors du Run II, avec une luminosité intégrée de 2 fb^{-1}, DØ deviendra sensible à des masses de sTop jusqu'à 200 GeV, et ceci pour des masses de neutralino entre 120 et 140 GeV. Ce canal pourra être utilisé si la masse du neutralino est suffisamment élevée pour interdire le mode en 3 corps $\tilde{t}_1 \longrightarrow bW\tilde{\chi}_1^0$. Dans le cas contraire, cette recherche ne sera pas sensible à des masses aussi élevées à cause du faible rapport d'embranchement du sTop en leptons pour le mode en 3 corps.

7.7.8 Discussion et conclusion

La phénoménologie des désintégrations du quark sTop est riche et différents scénarios doivent être envisagés afin d'optimiser sa recherche. Dans cette section le mode de désintégration du sTop avec 4 corps dans l'état final a été étudié et deux scénarios accessibles avec les données du Run I du Tevatron ont été identifiés et étudiés.

Les limites établies en étudiant les désintégrations en 4 corps du sTop sont significativement plus contraignantes que celles obtenues précédemment au LEP et au Tevatron, en particulier pour le scénario où la masse du sneutrino est proche de ses limites expérimentales actuelles. Cette possibilité n'avait pas été étudiée jusqu'à présent, mais est expérimentalement importante. La plus grande masse de sTop exclue dans ce scénario est de 133 GeV, soit environ 20 GeV au-delà des limites précédemment établies.

Bien que cette limite repose sur l'hypothèse d'un sneutrino léger, il faut garder à l'esprit que les limites obtenues par le mode de désintégration "classique" en 2 corps $c\tilde{\chi}_1^0$ reposent sur l'hypothèse que le rapport d'embranchement du mode en 2 corps est de 100%, ce qui n'est plus valable pour des masses de sTop au-delà d'environ 100 GeV.

Lors du Run II, ces limites seront grandement améliorées car elles sont essentiellement limitées par la statistique du signal disponible, les bruits de fond étant faibles et les sections efficaces de production de paires de sTop ne dépendant avec une très bonne approximation que de la masse du sTop et non pas des autres paramètres supersymétriques du modèle utilisé.

Bibliographie

[1] C. Boehm, A. Djouadi et Y. Mambrini, Phys. Rev. D **61** (2000) 095006.

[2] Collaboration DØ, Phys. Rev. **D57** (1998) 589.
Collaboration CDF, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5273.

[3] R. Brun et F. Carminati, CERN program library long writeup W5013 (1993).

[4] W. Dharmaratna, R. Raja et C. Stewart, *DØ shower library*, Note DØ 1730 (1993).

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

[6] Collaboration DØ, Phys. Rev. D **61** (2000) 072001.
G. Gomez, *Extraction of the Width of the W Boson from a Measurement of the Ratio of the W and Z Cross Sections*, thèse de l'université de Maryland (1999).

[7] T. Sjostrand, Comp. Phys. Comm. **89** (1994) 74.

[8] J. McKinley, *A Measurement of the Inclusive Drell-Yan e^+e^- Cross Section in the Invariant Mass Range 30-60 GeV/c^2 from $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, thèse de l'université de Michigan State (1996).

[9] J. Ohnemus, Phys. Rev. D **44** (1991) 1403.

[10] G. Marchesini, B. R. Webber, G. Abbiendi, I. G. Knowles, M. H. Seymour et L. Stanco, hep-ph/9607393.

[11] Collaboration Particle Data Book, Phys. Rev. D **54** (1996) 1.

[12] E. Laenen, J. Smith et W. van Neerven, Phys. Lett. B **321** (1994) 254.

[13] V. Bhatnagar et J.B. Singh, *Study of Hadron Punchthrough in DØ*, Note DØ 1858 (1993).
D. Hedin, *Preliminary DØ Punchthrough Rates*, Note DØ 1738 (1993).

[14] Collaboration DØ, Phys. Rev. D **52** (1995) 4877.

[15] T. Huehn, *A Measurement of Bottom Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions at 1.8 TeV*, thèse de l'université SUNY à Stony Brook (1993).

[16] Collaboration DØ, Phys. Rev. D **60** (1999) 52003.

[17] T. Huehn, *A measurement of bottom quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, thèse de l'université de Californie à Riverside (1995).

[18] La description des déclenchements utilisés au Run I est donnée à l'adresse `http ://www-d0.fnal.gov/online/GM/run1_trigger_lists.html`.

[19] J. Butler, *Main Ring Deadtime*, Note DØ 1682 (1993).

[20] R. Brun, CERN Program Library Long Writeup Y250 (1994).

[21] S. J. Wimpenny, *The TOP-LEPTONS Analysis Package*, Note DØ 2144 (1995).

[22] H. Singh, *A Measurement of $t\bar{t}$ Production Cross Section in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} =$ 1.8 TeV Using Neural Networks*, thèse de l'université de Californie à Riverside (1999).

[23] S. Youssef, Comp. Phys. Comm. **45** (1987) 423.

[24] S. Snyder, *Measurement of the top quark mass*, thèse de l'université SUNY à Stony Brook (1995).

[25] M. Narain, *Electron identification in the DØ detector*, World Scientific (1992).
M. Narain, *Electron identification in the DØ detector*, Note DØ 1548 (1992).

[26] U. Heintz *et al.*, *A Likelihood test for the electron ID*, Note DØ 2386 (1994).

[27] C. Gerber *et al.*, *Muon momentum determination*, Note DØ 2140 (1994).

[28] Collaboration UA1, Phys. Lett., B **123** (1983) 115.

[29] J. Yu, *Determination of the Strong Coupling Constant and a Test of Perturbative QCD Using W + jets Processes in the DØ detector*, thèse de l'université SUNY à Stony Brook (1993).
A. J. Milder, *Dijet Angular Distributions at Using the DØ detector*, thèse de l'université d'Arizona (1993).

[30] Collaboration DØ, Nucl. Instrum. Meth. A **424** (1999) 352.

[31] J. Linnemann, *Triggering the DØ Experiment*, World Scientific (1992).

[32] S. Glenn, *A Study of Electron and Photon Fakes*, Note DØ 2937 (1996).

[33] M. Fatyga et D. Chakraborty, *QCD backgrounds to electroweak signals. A Study of fake electron and fake photon probability*, Note DØ 1753 (1993).

[34] I. Adam, *Electron ID in the End Calorimeters using a likelihood method*, Note DØ 2553 (1995).

[35] R. Kehoe, *Forward Electron Identification Using the Transition Radiation Detectoe*, Note DØ 2924 (1996).

[36] G. Bernardi et B. Olivier, *A Search for the $\tilde{t} \longrightarrow bl\tilde{\nu}$ Decay of the Scalar Top Quark*, Note DØ 3821 (2001).

[37] A. Djouadi, J.L. Kneur, G. Moultaka, Note GDR-S-17, *SUSPECT : A program for the MSSM spectrum*, Note GDR-S-17
`http ://www.lpm.univ-montp2.fr :7082/ djouadi/GDR/mssm4.html`.

[38] A. Djouadi *et al.*, hep-ph/9901246.

[39] W. Porod, Phys. Rev. D **59** (1999) 095009.

[40] S. Mrenna, Comp. Phys. Comm. **101** (1997) 232.

[41] A. Pukhov *et al.*, hep-ph/9908288 (1999).

[42] R. Brock *et al.*, Rev. Mod. Phys. **67** (1995) 157.

[43] S. Eno, R. Genik, J. Hobbs et L. Lueking, *The Fast Monte Carlo QSIM*, Note DØ 3587 (1999).

[44] J. Bantley, A. Brandt, R. Partridge, J. Perkins et D. Puseljic, *Improvement to the D0 luminosity monitor constant*, FERMILAB-TM-1930.

[45] W. Beenakker *et al.*, hep-ph/9710451 (1997).

[46] N. Bruner, *A Search for Production of Scalar Top at the Fermilab Tevatron Collider*, thèse de l'université de New Mexico (1999).

[47] I. Bertram et al., DØ note 2775, Fermilab-TM-2104 (2000).

[48] Collaboration DØ, Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 2222.
Collaboration CDF, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5704.

[49] Collaboration CDF, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5273.

[50] Collaboration ALEPH, Phys. Lett. B **499** (2001) 67.

[51] Collaboration ALEPH, Phys. Lett B **469** (1999) 303.
Collaboration DELPHI, Phys. Lett. B **496** (2000) 59.
Collaboration L3, Phys. Lett. B **471** (1999) 308.
Collaboration OPAL, Phys. Lett. B **456** (1999) 95.

[52] G. Bernardi et B. Olivier, *First Search of the Four Body Decay Of the Scalar Top Quark*, Note DØ 3820 (2001).

[53] Y. Mambrini, thèse de l'université Montpellier II (2001).

Chapitre 8

Conclusions et Perspectives

La recherche du sTop, partenaire scalaire du quark Top présentée dans cette thèse, n'a pas permis de le découvrir mais a permis de mieux contraindre ses caractéristiques éventuelles. Les futures recherches se feront désormais lors de la phase II du Tevatron, puis si elles demeurent infructueuses, au LHC du CERN. Les canaux de désintégration et le nouvel état final étudiés dans cette thèse permettront d'étendre ces recherches au-delà de ce qui a été envisagé lors des études préparatoires à la Physique de la phase II.

Dans ces études [1] trois types de recherche du sTop ont été envisagées :

- le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$. Cette étude a été faite en reprenant la topologie utilisée par CDF lors de la phase I, qui est donnée par : au moins un lepton de $p_T > 10$ GeV ; au moins 2 jets avec $E_T^j > 12$ (8) GeV ; $\not{E}_T > 15$ GeV ; au moins un jet doit être étiqueté comme jet de b. Elle suppose que le chargino se désintègre toujours en $W\tilde{\chi}_1^o$ ce qui n'est pas toujours le cas, comme nous l'avons vu en étudiant les désintégrations à quatre corps. Mais en prenant cette hypothèse, la figure 8.1 montre que le sTop pourra être recherché dans ce canal au Run IIa (qui intégrera une luminosité de 2 fb^{-1}) jusqu'à une masse de sTop de 180 GeV, à condition que le chargino ne soit pas plus lourd que la valeur minimale déterminée au LEP, 105 GeV.
- le canal $c\tilde{\chi}_1^o$. Ce type d'analyse n'a pas été étudié dans cette thèse, mais l'influence de la désintégration à 4 corps sur le rapport d'embranchement en $c\tilde{\chi}_1^o$ a été souligné. Les limites obtenues dans la figure 8.2 devraient donc être réinterprétées en tenant compte du canal à 4 corps, et devraient être étendues par la possibilité d'avoir aussi ce type de désintégration.
- le canal $bl\tilde{\nu}$. Cette étude a été faite en demandant deux leptons de basse impulsion ($p_T > 8$ (5) GeV), au moins un jet avec $E_T^j > 15$ GeV, $\not{E}_T > 20$ GeV. Nous n'avons pas pu étudier les coupures sur l'impulsion des leptons car les seuils de déclenchement étaient trop élevés dans l'expérience DØ lors de la phase I, mais les 2 coupures $E_T^j > 15$ GeV et $\not{E}_T > 20$ GeV défavorisent le signal par rapport aux coupures que nous avons utilisé. Ceci se traduit dans l'efficacité du signal donnée

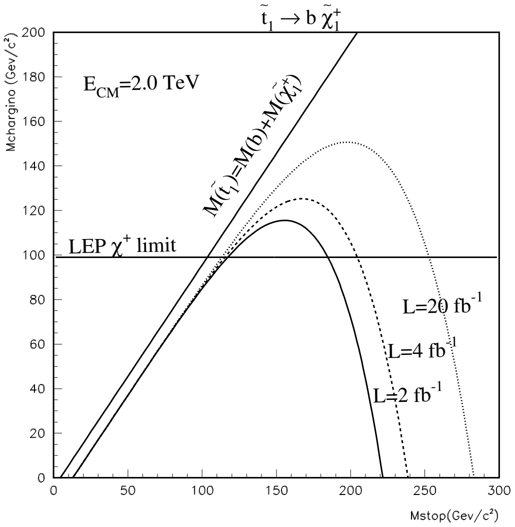

FIG. 8.1 – Limites attendues au Run II pour le canal $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^+$ et pour différentes luminosités intégrées. Le rapport d'embranchement du sTop en $b\tilde{\chi}_1^+$ est supposé de 100%, le $\tilde{\chi}_1^+$ se désintégrant exclusivement en $W\tilde{\chi}_1^o$.

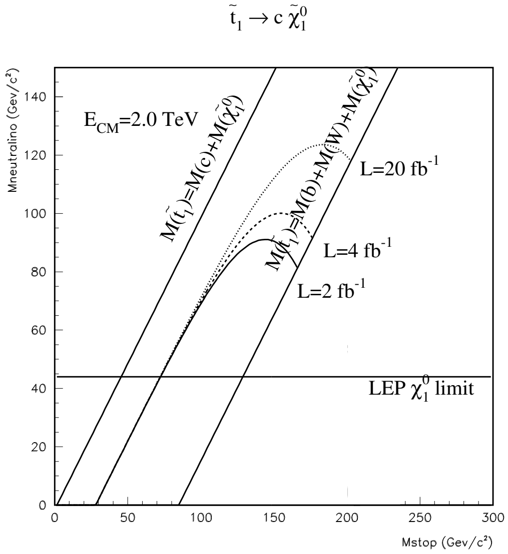

FIG. 8.2 – Limites attendues au Run II pour le canal $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_1^o$ et pour différentes luminosités intégrées. Le rapport d'embranchement du sTop en $c\tilde{\chi}_1^o$ est supposé de 100%.

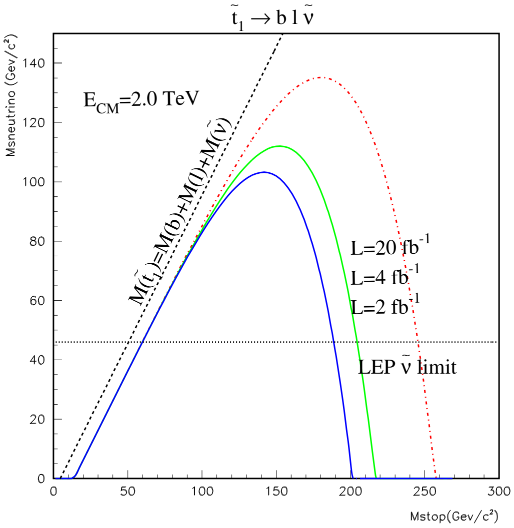

FIG. 8.3 – Limites attendues au Run II pour le canal $\tilde{t}_1 \to bl\tilde{\nu}_l$ et pour différentes luminosités intégrées. Les rapports d'embranchement du sTop en $bl\tilde{\nu}_l$ sont supposés de 33.3% ($l = e, \mu, \tau$).

dans cette étude : 1.1% si la différence entre les masses du sTop et du sneutrino est de 40 GeV. Dans notre analyse, celle-ci est de 2.6% (2.4%) si $m_{\tilde{t}_1} = 130$ (140) GeV et $m_{\tilde{\nu}} = 80$ (90) GeV, soit près de quatre fois supérieure si on tient compte que seul la moitié des états leptoniques en électron ou muon ont été utilisés dans notre analyse, qui peut être naturellement étendue aux états finaux ee et $\mu\mu$. Les limites données dans la figure 8.3 sont donc pessimistes et devraient être revues à la hausse, pour atteindre une valeur de masse où le sTop pourrait être observé s'il se désintègre dans ce canal d'environ 230 GeV, et non pas 190 GeV.

A grandes valeurs de $\tan\beta$, les mêmes effets que ceux donnant une masse de sTop légère peuvent donner une masse de slepton tau ($\tilde{\tau}$) plus légère que celles des sleptons ou sneutrinos de type électron ou muon. Dans ce cas, le mode de désintégration en 3 corps $\tilde{t}_1 \to b\tau\tilde{\nu}_\tau$ peut dominer, avec une signature $bb\tau\tau\not{E}_T$ [2].

De nouveaux canaux à faible section efficace faisant intervenir Top et sTop pourront également être étudiés lors du Run II, comme la production de sTop lors de désintégrations $t \to \tilde{t}_1\tilde{\chi}^o_1$. La mise en évidence d'un tel processus pourra être effectuée par une recherche directe ou par un déficit d'événements $t\bar{t}$ lors de mesures de précision de la section efficace de production $p\bar{p} \to \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$. Un autre mode de production possible est le mode $p\bar{p} \to \tilde{g}\tilde{g}$ suivi de $\tilde{g} \to \bar{t}\tilde{t}_1$ pouvant conduire à un état final contenant deux Top de même signe.

Les recherches dans les modes de désintégration $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}^+_1$, $c\tilde{\chi}^o_1$ et $bl\tilde{\nu}$ permettront, si elles restent infructueuses, d'exclure une masse du sTop supérieure ou comparable à la masse du quark Top. Au-delà, le mode de désintégration $\tilde{t}_1 \to t\tilde{\chi}^o_1$ (obtenu par

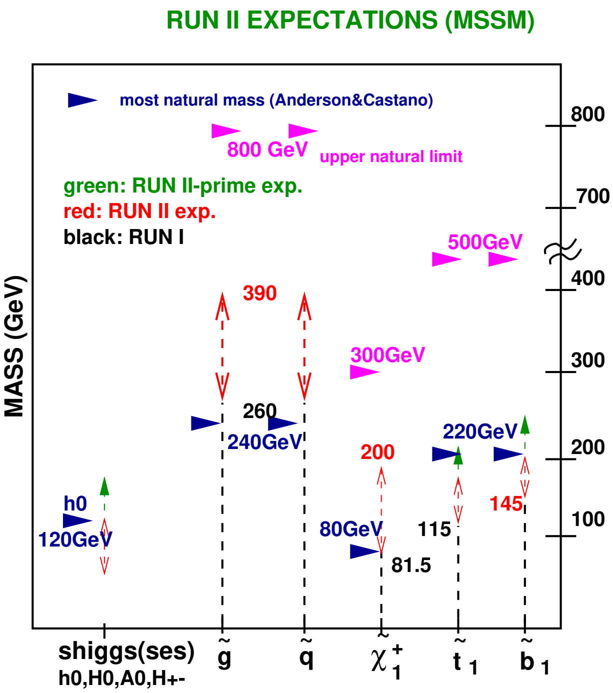

FIG. 8.4 – Limites obtenues sur les masses des différentes particules supersymétriques lors du Run I et limites attendues lors du Run II.

production directe ou désintégration de gluinos) conduira à un excès d'événements $t\bar{t}$.

Les perpectives de recherche dans ce domaine sont donc riches. Cependant si le sTop n'est pas découvert lors de la phase II du Tevatron, cela mettrait la Supersymetrie tout au moins dans sa forme MSSM dans une posture délicate. La figure 8.4 représente les limites obtenues lors du Run I sur les masses des différentes particules supersymétriques, les limites attendues au Run II ainsi qu'une indication des valeurs les plus probables attendues dans le cadre du MSSM [3], certaines étant proches ou dejà en deçà de leurs limites inférieures expérimentales. Si ce résultat était complété par la non observation d'un Higgs de moins de 130 GeV, il serait très difficile de croire que le MSSM soit l'extension du Modèle Standard tant recherchée. La recherche du sTop, du Higgs mais aussi des autres particules supersymétriques devrait permettre de répondre de manière définitive à cette question avant le démarrage du LHC, sauf... si l'on découvre l'une d'entre elles.

Bibliographie

[1] S. Abel *et al.*, *Report of the SUGRA working group for run II of the Tevatron*, hep-ph/0003154.

[2] H. Baer, C. Chen, M. Drees, F. Paige et X. Tata, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 986.
H. Baer, C. Chen, M. Drees, F. Paige et X. Tata, Phys. Rev. D **58** (1998) 075008.
J. D. Lykken et K. T. Matchev, Phys. Rev. D **61** (2000) 015001.

[3] G. W. Anderson, D. J. Castano et A. Riotto, Phys. Rev. D **55** (1997) 2950.

[4] W. Porod, Phys. Rev. D **59** (1999) 095009.
A. Djouadi et Y. Mambrini, Phys. Rev. D **63** (2001) 115005.

Abstract

Supersymmetry could be the most natural extension of the Standard Model. In this thesis we present a new search for the sTop, the hypothetical scalar partner of the Top quark, that we performed in the framework of the Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM), using the Run I data of the DØ experiment, which corresponds to an integrated luminosity of 108 pb^{-1}. We selected events with one electron, one muon and missing transverse energy in the final state, which can be the decay product of pair of sTop quarks in 3 ($\tilde{t} \to bl\tilde{\nu}$), or 4-body ($\tilde{t} \to b\tilde{\chi}_1^0 l\nu_l$).

No signal is seen and the results are interpreted in terms of limits on the sTop production cross-section and exclusion regions in the parameter space $(m_{\tilde{t}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ or $(m_{\tilde{t}}, m_{\tilde{\nu}})$. This new type of selection at the Tevatron for the search of the sTop allowed us to put stronger constraints than those previously published at LEP or at the Tevatron in the $\tilde{t} \to bl\tilde{\nu}$ channel, and the first limits ever set in the 4-body decay channel.

For the 3-body channel, assuming that the sneutrino is the lightest supersymmetric particle (LSP), the excluded region at 95% confidence level extends up to a sTop mass of 142 (130) GeV if the sneutrino mass ($m_{\tilde{\nu}}$) is 43 (86) GeV. If the 4-body decay channel dominates, assuming that the neutralino is the LSP, the limit depends on the sneutrino mass. If it is light enough ($m_{\tilde{\nu}} \lesssim 100$ GeV) this limit reaches a sTop mass of 132 GeV for a neutralino mass of 60 GeV.

In all searches for new particles, the calorimetry plays a crucial role from the experimental point of view. The expected increase in integrated luminosity in the Run II which started on the 1st of March 2001, and the detector upgrade which has been achieved over the last three years will allow to extend these exclusion domains or to discover the sTop. We thus also describe in this thesis our contribution to the calorimeter upgrade, both on the on-line calibration system, and on the calorimeter reconstruction software.

Résumé

La Supersymétrie est la théorie qui semble être l'extension la plus naturelle du Modèle Standard. Dans cette thèse nous présentons la recherche du sTop, hypothéthique partenaire scalaire du quark Top, que nous avons effectuée dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) en utilisant les données de l'expérience DØ prises lors de la Phase I du Tevatron, qui correspondent à une luminosité intégrée de 108 pb^{-1}. Nous avons sélectionné les événements avec un électron, un muon et de l'énergie transverse manquante dans l'état final, qui peuvent être le produit de désintégration d'une paire de sTops en 3 corps ($\tilde{t} \to bl\tilde{\nu}$), ou en 4 corps ($\tilde{t} \to b\tilde{\chi}_1^o l\nu_l$).

En l'absence d'événements candidats à ce signal, les résultats sont interprétés en terme de limites de section efficace de production du sTop et de régions d'exclusion dans l'espace des paramètres $(m_{\tilde{t}}, m_{\tilde{\chi}_1^o})$ ou $(m_{\tilde{t}}, m_{\tilde{\nu}})$. L'utilisation inédite au Tevatron de cet état final pour la recherche du sTop nous a permis d'établir des contraintes plus fortes que celles obtenues précédemment au LEP ou au Tevatron dans le canal $\tilde{t} \to bl\tilde{\nu}$, et les premières limites jamais établies dans le canal de désintégration à quatre corps.

Pour le canal à 3 corps, en supposant que le sneutrino soit la particule supersymétrique la plus légère (LSP), la région exclue à 95% de degré de confiance s'étend jusqu'à une masse de sTop de 142 (130) GeV si la masse du sneutrino ($m_{\tilde{\nu}}$) est de 43 (86) GeV. Si le canal à 4 corps domine, et en supposant que le neutralino soit la LSP, les limites dépendent de la masse du sneutrino. Si celle-ci est suffisamment légère ($m_{\tilde{\nu}} \lesssim 100$ GeV) cette limite atteint une masse de sTop de 132 GeV pour un neutralino de 60 GeV.

Pour ces recherches, la calorimétrie joue un rôle central d'un point de vue expérimental. L'augmentation de la luminosité attendue dans la Phase II du Tevatron qui a démarré le 1^{er} Mars 2001, et l'amélioration du détecteur qui a été réalisée ces trois dernières années permettront d'étendre ces domaines d'exclusion ou de découvrir le sTop. Nous décrivons donc également dans cette thèse notre contribution à l'amélioration de la calorimétrie, tant sur la calibration électronique du calorimètre à Argon liquide du détecteur DØ, que sur les logiciels de reconstruction de l'énergie calorimétrique.