ORSAY
n° d'ordre :

LAL 02-16
Avril 2002

THESE de DOCTORAT
de L'UNIVERSITE DE PARIS SUD
CENTRE D'ORSAY

présentée
pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

par

Mélissa Ridel

Reconstruction du Flux d'Energie et Recherche de Squarks et Gluinos dans l'Expérience DØ

Soutenue le 16 avril 2002 devant la Commission d'examen

MM.	F.	RICHARD	Président
	L.	DUFLOT	Invité
	U.	ELLWANGER	
	P.	LUTZ	Rapporteur
	B.	MANSOULIE	Rapporteur
	P.	PETROFF	
	J.	WOMERSLEY	

ORSAY
n° d'ordre :

LAL 02-16
Avril 2002

THESE de DOCTORAT
de L'UNIVERSITE DE PARIS SUD
CENTRE D'ORSAY

présentée
pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

par

Mélissa Ridel

Reconstruction du Flux d'Energie et Recherche de Squarks et Gluinos dans l'Expérience DØ

Soutenue le 16 avril 2002 devant la Commission d'examen

MM.	F.	RICHARD	Président
	L.	DUFLOT	Invité
	U.	ELLWANGER	
	P.	LUTZ	Rapporteur
	B.	MANSOULIE	Rapporteur
	P.	PETROFF	
	J.	WOMERSLEY	

“Mais que diable allait-il faire dans cette chébèque ?”

A. Ayrolles et J. L. Masbou, *Le Secret du Janissaire, De capes et de Crocs*, Tome I

Table des matières

Introduction

Le modèle standard décrit la matière et les interactions fondamentales qui la gouvernent (électromagnétique, faible et forte). L'analyse des données accumulées jusqu'à présent confirme ces prédictions notamment les mesures de précision effectuées à LEP. Malgré tout, il doit se confronter à quelques difficultés théoriques qui laisseraient penser que le Modèle Standard n'est que la théorie effective d'une autre théorie à plus haute énergie.

La supersymétrie est un excellent candidat pour le rôle d'une théorie des plus grandes énergies puisqu'elle permet de résoudre certains des problèmes fondamentaux du Modèle Standard en laissant une place à la gravité [1] et en régularisant simplement les divergences quadratiques dans les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs. Sans introduire la supersymétrie, il faut un ajustement très fin des paramètres du Modèle Standard pour ramener la masse du Higgs à l'échelle électrofaible, alors que ce problème est naturellement réglé par la supersymétrie grâce aux nouvelles particules qu'elle prévoit. En effet, en associant à chaque degré de liberté du Modèle Standard un degré de liberté d'un partenaire supersymétrique ayant un spin différent de $\pm\frac{1}{2}$, la supersymétrie fait plus que doubler le nombre de particules du Modèle Standard. La manifestation de ces nouvelles particules est attendue à échelle du TeV.

Le travail présenté ici, a été réalisé auprès de l'expérience DØ, située sur le TeVatron, près de Chicago aux Etats-Unis. Le TeVatron est un collisionneur $\mathrm{p}\,\bar{\mathrm{p}}$, qui opère depuis son redémarrage en mars 2001 (Run II) à 1.96 TeV dans le centre de masse, énergie la plus élevée atteinte jusqu'au démarrage du LHC. Il est donc un lieu privilégié pour rechercher la preuve de l'existence de la supersymétrie. Le TeVatron étant un collisionneur hadronique, les productions de superpartenaires par interaction forte sont privilégiées, comme les productions de squarks et gluinos, partenaires supersymétriques des quarks et des gluons. Les désintégrations des squarks et gluinos mènent notamment à des signatures en jets et énergie transverse manquante, dès lors que l'on suppose la conservation de la R-parité. Le premier chapitre revient sur les problèmes du Modèle Standard, introduit plus en détail la supersymétrie et justifie l'hypothèse de conservation de la R-parité. Le spectre de masses des superparticules est ensuite discuté avant de s'attacher plus particulièrement à la phénoménologie des squarks et gluinos au TeVatron dont les différentes désintégrations sont discutées.

[1] Le Modèle Standard n'inclut pas la gravité. Cependant ses effets n'ont un impact non négligeable à l'échelle microscopique que pour des énergies de l'ordre de l'échelle de Planck, c'est-à-dire des énergies très éloignées de celles accessibles en collisionneur.

Le TeVatron et ses deux détecteurs, CDF et DØ, ont subi beaucoup de changements en vue de les préparer au Run II depuis 1996, date de la fin de la période de prise de données précédente. Le TeVatron a mis l'accent sur l'augmentation de la luminosité délivrée aux expériences qui, de leur côté, ont amélioré leur détecteur en conséquence. Dans un premier temps, le deuxième chapitre décrit le TeVatron. La deuxième partie est consacrée à DØ. Dans les deux cas, l'accent est mis sur les améliorations apportées.

Le TeVatron et DØ ne sont en mode opérationnel que depuis peu et n'ont pas fonctionné pendant près de deux années sur les deux années et demie que représente ce travail, c'est pourquoi l'analyse pure n'a pas une place prépondérante dans cette thèse.

Cependant le choix d'une signature en jets et énergie manquante suppose une bonne compréhension du détecteur et en particulier du calorimètre, détecteur principal pour la reconstruction des jets et le calcul de l'énergie manquante. De plus, une bonne mesure de l'énergie absolue de l'événement est primordiale. En effet, une mesure faussée de l'énergie déposée dans le détecteur peut artificiellement créer de l'énergie transverse manquante qui est la signature principale du signal recherché. Mon travail a donc, depuis le début, été orienté dans le sens de l'amélioration de la mesure de l'énergie selon deux axes développés ci-dessous.

> La compréhension des chaînes de lecture et de calibration du calorimètre, qui ont été refaites pour le Run II est l'objet du chapitre trois. Comme DØ échantillonne le signal à son maximum, la conversion entre la charge déposée et l'énergie mesurée dépend de la forme du signal de sortie. Une simulation des deux signaux a été réalisée pour chacune des voies de lecture du calorimètre nécessitant la mise en place préalable d'une base de données des huit grandeurs caractéristiques extraites par traitement du signal de mesures de réflectométrie des 55000 voies du calorimètre.
>
> Les chapitres quatre et cinq vont de pair. Au Run II, DØ a ajouté un champ magnétique dans sa cavité centrale et est donc en mesure de mesurer l'impulsion des traces chargées. Or la mesure du détecteur de traces est meilleure pour les particules de basse énergie que la mesure du calorimètre. De plus, le détecteur de traces couvre une acceptance suffisante pour être efficace dans la région la moins bien instrumentée du calorimètre. On peut donc espérer améliorer la résolution en énergie calorimétrique sur les jets, par exemple, dont la majorité des particules sont de basse énergie en combinant les informations des deux détecteurs qui sont complémentaires. Un tel algorithme s'appelle l'"energy flow" et est décrit en détail dans le chapitre cinq. Cependant, pour comparer les dépôts d'énergie calorimétrique aux traces chargées, il faut d'abord pouvoir identifier individuellement les gerbes des particules dans le calorimètre. Le chapitre quatre décrit l'algorithme de "clusterisation" des gerbes dans le calorimètre développé pour l'energy flow. Il a été construit de manière à exploiter au maximum la granularité et la segmentation longitudinale du calorimètre de DØ.

Au chapitre six, les données arrivent enfin ! La première partie de ce chapitre donne un aperçu du fonctionnement actuel de DØ et des conditions dans lesquelles toutes les données utilisées dans la suite ont été enregistrées. Le détecteur de traces n'étant pas encore dans un mode de fonctionnement suffisamment stable, seules des données calorimétriques peuvent être exploitées. Par conséquent, seul cellNN est mis à l'épreuve des données. C'est l'objet de la deuxième partie de ce chapitre.

Le septième et dernier chapitre est consacré à la recherche de squarks et gluinos. La première partie du chapitre s'attache à la compréhension des déclenchements calorimétriques actuels et cherche à déterminer le plus efficace pour le signal recherché. L'analyse qui intervient en deuxième partie est basée sur des événements Monte Carlo et utilise les jets reconstruits à partir des tours calorimétriques et d'un emploi standard depuis le Run I. Elle intègre toutefois les résultats obtenus sur le déclenchement tel qu'il est réellement. Ainsi, les limites d'exclusion placées pour une luminosité de $100\,\mathrm{pb}^{-1}$ sont des limites compatibles avec celles que DØ atteindra avec cette analyse quand un lot de données équivalent aura été enregistré.

Ce chapitre se conclut sur la comparaison des prédictions Monte Carlo et des $0.75\,\mathrm{pb}^{-1}$ de données recueillies pour le déclenchement choisi jusqu'au 1$^{\text{er}}$ février 2002.

Chapitre 1

Contexte théorique

Ce chapitre résume le contexte théorique dans lequel est faite la recherche de squarks et gluinos. Dans un premier temps, je décrirai très brièvement le modèle standard qui est une théorie des interactions fondamentales dont les prédictions ont été confirmées par les données expérimentales. Toutefois, il n'apporte pas toutes les réponses voulues sur les interactions fondamentales. La deuxième partie de ce chapitre se concentre sur les difficultés théoriques du modèle standard. Il est généralement considéré comme une théorie effective à basse énergie d'une autre théorie plus "fondamentale". La supersymétrie peut remplir ce rôle puisqu'elle résout des problèmes du modèle standard tout en restant en accord avec les données expérimentales. Elle prédit de nouvelles particules lourdes dont font partie les squarks et les gluinos. La troisième partie de ce chapitre lui est consacrée. Enfin, comme il apparaîtra que la supersymétrie est une théorie complexe et aux modèles variés, la fin de ce chapitre sera dédiée aux implications phénoménologiques de la supersymétrie et à sa manifestation dans un collisionneur.

1.1 Le Modèle Standard

Le modèle standard décrit la matière et ses interactions [1] à partir de particules élémentaires. La matière est constituée de fermions, les leptons et les quarks, et leurs interactions sont véhiculées par les bosons, le photon (γ) pour les interactions électromagnétiques, les bosons vecteurs $W^{\pm}$ et Z pour l'interaction faible et enfin les gluons vecteurs de l'interaction forte. Les particules acquièrent une masse par le biais du mécanisme de Higgs dont une conséquence remarquable est qu'il prédit l'existence d'une particule neutre scalaire : le boson de Higgs H. Cette dernière particule est à ce jour le seul élément manquant du modèle standard.

1.1.1 Les constituants élémentaires

Le groupe de jauge non abélien $SU(3)_C \otimes SU(2)_{I_3} \otimes U(1)_Y$ décrit le modèle standard ; C représente la couleur, I_3 l'isospin et Y l'hypercharge. Le sous-groupe de jauge $SU(3)_C$ décrit l'interaction forte, la théorie qui lui est associée est la chromodynamique quantique (QCD). Ses constituants élémentaires sont 8 gluons qui interagissent entre eux ou avec les champs de matière que sont les quarks, avec la constante de couplage

g_s. L'interaction faible et l'interaction électromagnétique que décrit $SU(2)_{I_3} \otimes U(1)_Y$ sont unifiées en interaction électrofaible et leurs constantes de couplage g et g' sont par conséquent liées. Chaque particule du modèle standard appartient à une représentation du groupe de jauge et leur loi de transformations sous les symétries de jauge définissent leurs interactions. Enfin, les particules ont deux états de chiralité[1], gauche et droit. Les deux états de chiralité pour les particules du modèle standard permettent de tenir compte de l'observation expérimentale de la violation de la parité face à l'interaction faible. Seuls les états de chiralité gauche subissent l'interaction faible.

Le contenu du modèle standard est résumé dans le tableau 1.1. Il y a 3 familles de fermions, chacune faite d'un doublet de leptons gauches, d'un doublet de quarks gauches, d'un singlet de lepton droit chargé et de deux singlets de quarks droits. Il faut ajouter les bosons de jauge vecteurs des différentes interactions et un boson scalaire, le boson de Higgs dont la nécessité est discutée dans le paragraphe suivant.

1.1.2 Le mécanisme de Higgs ou la brisure de la symétrie électrofaible

Tous les termes du lagrangien du modèle standard doivent être invariants sous chaque groupe de jauge $SU(3)_C$, $SU(2)_{I_3}$ et $U(1)_Y$. Par conséquent, il n'y a pas dans le lagrangien du modèle standard de terme de masse pour les fermions qui ne serait pas invariant sous $SU(2)_{I_3}$ (chiralité : f_L est une composante de doublet et f_R est un singlet). En effet, un tel terme de masse aurait la forme $m\bar{\mathrm{f}}\mathrm{f} = m(\bar{\mathrm{f}_L}\mathrm{f}_R + \bar{\mathrm{f}_R}\mathrm{f}_L)$. Il en est de même pour les termes de masse des bosons de jauge (par exemple le terme $m^2 \mathrm{Z}^\mu \mathrm{Z}_\mu$ n'existe pas dans le lagrangien du modèle standard, il rendrait la théorie non renormalisable). L'expérience montre que les fermions comme certains bosons de jauge ont une masse (donnée dans la table 1.1). Pour s'affranchir de ce problème, on introduit un doublet complexe de champs scalaires (ϕ) qui ajoute au lagrangien du modèle standard des termes de la forme :

$$(\partial_\mu \phi^\dagger)(\partial^\mu \phi) + \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda(\phi^\dagger \phi)^2 - y_e[\bar{\mathrm{e}}_R \phi^\dagger (\nu_{\mathrm{e}_L}, \mathrm{e}_L)^T + (\nu_{\mathrm{e}_L}, \mathrm{e}_L)\phi \mathrm{e}_R]$$

où le premier terme est un terme cinématique, les deux termes suivants sont les composants du potentiel scalaire (λ et μ sont des paramètres indépendants, $\lambda > 0$ et $\mu^2 > 0$) et les deux derniers termes représentent les interactions du champ scalaire avec un champ fermionique avec la constante de couplage de Yukawa, y_e (ces termes existent pour tous les fermions).

Le potentiel scalaire $-\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2$ a une forme de "chapeau mexicain" et prend une valeur non nulle à son minimum. De plus, il possède une infinité de minima vérifiant $|\phi|^2 = \mu^2/2\lambda = v^2$. La valeur du minimum est donc dégénérée : l'état du vide choisit une position particulière au fond du chapeau mexicain alors que toutes les positions autour du chapeau ont la même valeur. La symétrie $SU(2)_{I_3} \otimes U(1)_Y$ est spontanément brisée en $U(1)_{em}$ qui conserve la charge électrique ($Q = I_3 + \frac{Y}{2}$). La valeur choisie du minimum peut s'écrire :

[1] La chiralité est la valeur propre de l'opérateur $i\gamma_5$. Dans le cas des particules sans masse, elle se confond avec l'hélicité (projection du spin sur l'impulsion).

particule	spin	charge	masse (MeV)
fermions			
$\begin{pmatrix} \mathrm{u} \\ \mathrm{d} \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$	≈ 4.2 ≈ 7.5
$\begin{pmatrix} \nu_{\mathrm{e}} \\ \mathrm{e}^- \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	0 -1	$< 15\,\mathrm{eV}$ 0.511
$(\mathrm{u})_R$	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	≈ 4.2
$(\mathrm{d})_R$	$\frac{1}{2}$	-$\frac{1}{3}$	≈ 7.5
$(\mathrm{e}^-)_R$	$\frac{1}{2}$	-1	0.511
$\begin{pmatrix} \mathrm{c} \\ \mathrm{s} \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$	≈ 1100 ≈ 150
$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	0 -1	< 0.17 105
$(\mathrm{c})_R$	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	≈ 1100
$(\mathrm{s})_R$	$\frac{1}{2}$	-$\frac{1}{3}$	≈ 150
$(\mu^-)_R$	$\frac{1}{2}$	-1	105
$\begin{pmatrix} \mathrm{t} \\ \mathrm{b} \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$	≈ 174000 ≈ 4200
$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	0 -1	< 24 1777
$(\mathrm{t})_R$	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	≈ 174000
$(\mathrm{b})_R$	$\frac{1}{2}$	-$\frac{1}{3}$	≈ 4200
$(\tau^-)_R$	$\frac{1}{2}$	-1	1777
bosons			
γ	1	0	0
Z	1	0	91200
$\mathrm{W}^\pm$	1	± 1	80200
g	1	0	0
H	0	0	> 114100 [2]

TAB. 1.1 – Les constituants élémentaires du modèle standard

$$\phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

v est la valeur moyenne du champ scalaire dans le vide. On peut toujours développer le champ ϕ autour de ce minimum et écrire :

$$\phi = e^{-i\overrightarrow{\sigma}.\overrightarrow{\xi}} \begin{pmatrix} 0 \\ \mathrm{H} + v \end{pmatrix}$$

où $\overrightarrow{\xi}$ et H représentent les quatre degrés de liberté du doublet complexe de Higgs introduit initialement [3]. Le facteur $e^{-i\overrightarrow{\sigma}.\overrightarrow{\xi}}$ peut s'éliminer par une transformation de $SU(2)$. Il apparaît alors que les trois champs $\overrightarrow{\xi}$ sont des champs non physiques dits champs de Goldstone qui sont absorbés par les trois bosons de jauge $\mathrm{W}^{\pm}$ et Z qui acquièrent une masse par ce mécanisme. Le photon comme les gluons conservent une masse nulle. Notons que γ et Z sont des états propres de masse résultant d'un mélange des états propres de $SU(2)_{I_3} \otimes U(1)_Y$. On peut introduire l'angle de mélange faible comme étant $\tan\theta_W = \frac{g'}{g}$. On exprime alors les masses des bosons de jauge en fonction de g, g' et v :

$$m_{\mathrm{W}} = vg \text{ et } m_{\mathrm{Z}} = v\sqrt{g^2 + g'^2}$$

et l'angle de mélange faible permet de relier m_{W} et m_{Z} :

$$\sin^2\theta_W = 1 - \frac{m_{\mathrm{W}}^2}{m_{\mathrm{Z}}^2}.$$

La constante de couplage e du groupe $U(1)_{em}$ s'exprime de la façon suivante :

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2+g'^2}} = g\sin\theta_W = g'\cos\theta_W$$

Les termes de Yukawa introduits jusqu'à présent ne donnent de masse via le mécanisme de Higgs qu'aux fermions de type d. On ajoute de nouveaux couplages de Yukawa pour les fermions de type u :

$$y_u\bar{\mathrm{u}}_R\phi^T\epsilon(\mathrm{u}_L, \mathrm{d}_L)^T = y_u(\bar{\mathrm{u}}_R\phi_1\mathrm{d}_L - \bar{\mathrm{u}}_R\phi_2\mathrm{u}_L)$$

ϕ_1 étant nul, seul le deuxième terme demeure avec $\phi_2 = v$ (ϵ est la matrice antisymétrique et y_u le couplage de Yukawa du quark u). On peut remarquer que le modèle standard prédit que toutes les masses sont proportionnelles à v (le facteur de proportionnalité peut être un couplage de Yukawa pour les fermions ou $\sqrt{g^2 + g'^2}$ pour le boson de Z) mais ne donne pas la valeur des masses qui est déduite de l'expérience. Enfin, même si pour les leptons les états propres de masses sont identiques aux états propres de $SU(2)_{I_3} \otimes U(1)_Y$, ce n'est pas le cas pour les quarks. La relation entre les états propres de masses et ceux de $SU(2)_{I_3} \otimes U(1)_Y$ est donnée par la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa qui est unitaire.

A ce stade, le modèle standard est complètement construit. Il a fallu 18 paramètres pour le décrire :

– 3 couplages de jauge

– deux paramètres pour le Higgs, sa masse et λ
– les masses de 9 quarks et leptons chargés
– 3 angles de mélange et une phase de violation de CP (matrice CKM)

x Le nombre de paramètres du modèle est élevé et d'un point de vue théorique, on souhaiterait moins de paramètres dans une théorie fondamentale. Le paragraphe suivant met en lumière les différents problèmes du modèle standard qui laissent penser qu'il n'est pas la théorie fondamentale des interactions.

1.1.3 Le neutrino droit

Les données expérimentales actuelles, en particulier le déficit de neutrinos solaires ou atmosphériques [7], laissent penser que le neutrino a une masse. C'est le seul cas où le modèle standard semble ne pas décrire les résultats expérimentaux actuels car il ne faut pas oublier que le modèle standard reste avant tout un modèle décrivant avec une précision remarquable les données expérimentales (voir les résultats de LEP entre autre [9]). On verra qu'une nouvelle physique apparaît naturellement à une grande échelle d'énergie dès que l'on essaie d'étendre le plus simplement possible le modèle standard pour répondre à ce problème.

A priori, il suffit d'ajouter au modèle standard un neutrino droit pour résoudre le problème. Toutefois, on souhaitera garder la bonne propriété du modèle standard dont le lagrangien est le plus général possible, tout en respectant la symétrie de jauge. Par conséquent en plus d'introduire un terme de Yukawa pour le neutrino droit, $\lambda_Y \phi \bar{\mathrm{N}}_R \nu_L$, on doit introduire un terme de masse de Majorana également :

$$M \bar{\mathrm{N}}_L^c \mathrm{N}_R \text{ où } \mathrm{N}_L^c = C \left(\bar{\mathrm{N}_{\mathrm{R}}} \right)^T$$

Le terme de Yukawa donnera la masse de Yukawa aux neutrinos après que la symétrie électrofaible a été brisée. Le terme de Majorana pour le neutrino gauche est interdit par la symétrie de jauge. On se retrouve donc dans la situation suivante :

$$\begin{array}{cc} \begin{array}{cc} \nu_L & \mathrm{N}_L^c \end{array} & \\ \begin{pmatrix} 0 & m \\ m & M \end{pmatrix} & \begin{array}{c} \nu_R^c \\ \mathrm{N}_R \end{array} \end{array}$$

Si l'on suppose $\lambda_Y \approx 1$, m est de l'ordre de l'échelle électrofaible. En revanche la valeur de M n'est pas contrainte par la symétrie de jauge et peut-être très grande. Dès lors que $M \gg m$, les deux valeurs propres de la matrice sont $m_1 \sim M$ et $m_2 \sim m^2/M$. Ce résultat illustre le mécanisme de la balançoire [8]. Si m_2 est la masse actuellement observée des neutrinos c'est-à-dire de l'ordre de 10^{-1} à 10^{-2} eV, alors $M \sim 10^{14}$ GeV est l'échelle d'apparition d'une nouvelle physique sous la forme d'un neutrino très lourd.

1.2 Les problèmes du Modèle Standard

Le modèle standard n'inclut pas la gravité comme on a pu le voir. En effet ses effets sont négligeables à l'échelle électrofaible du fait de la très faible valeur de sa constante de couplage $G_N \approx 10^{-38}\,\mathrm{GeV}^{-2}$. L'échelle de Planck, définie par $M_{Pl} \sim \sqrt{1/G_N} \sim$

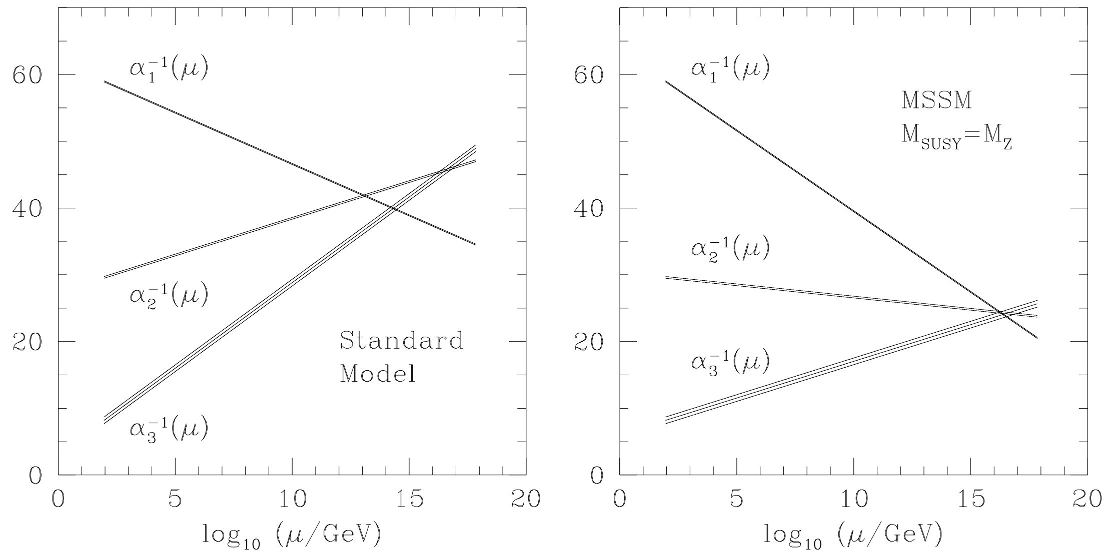


FIG. 1.1 – Evolution des constantes de couplages en fonction de l'échelle μ pour le modèle standard à gauche et dans le cadre du MSSM à droite

10^{19} GeV est une limite supérieure au delà de laquelle le modèle standard n'est de toute façon plus valable car alors la gravitation n'est plus négligeable. Ce paragraphe met en avant les autres problèmes rencontrés par le modèle standard et motive le choix des solutions qui peuvent y remédier.

1.2.1 Hiérarchie

On peut penser réduire le nombre de paramètres du modèle standard en unifiant les trois interactions en une seule ayant une constante de couplage unique ($SU(5)$, $SO(10)$, ...). Prenons $SU(5)$ comme exemple, qui est le choix le plus simple. La représentation adjointe minimale de $SU(5)$ est d'ordre 24. Il faut donc ajouter 12 bosons de jauge au modèle standard que l'on appelle les leptoquarks. Ces nouveaux bosons vecteurs couplent les quarks et les leptons. Toutefois comme il est nécessaire de conserver la stabilité du proton, le mécanisme de Higgs choisi ici se fait en deux étapes qui requièrent deux échelles de brisure distinctes pour donner une masse élevée aux leptoquarks. $SU(5)$ est d'abord brisée en $SU(3)_C \otimes SU(2)_{I_3} \otimes U(1)_Y$ à une échelle bien supérieure à l'échelle électrofaible puis la brise électrofaible a lieu à l'échelle habituelle. Ce modèle a quelques succès :

- il explique naturellement la quantification de la charge électrique car celle-ci est un des générateurs de $SU(5)$
- il prédit le rapport m_b/m_τ en bon accord avec les mesures

Cependant, on a introduit arbitrairement ici deux échelles d'énergie dont la hiérarchie n'est pas expliquée [4]. De plus, il n'existe pas d'échelle d'énergie à laquelle les couplages du modèle standard convergent (1.1). Une théorie d'unification devra avoir un autre contexte.

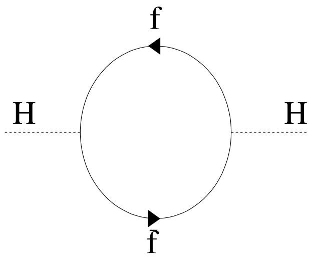


FIG. 1.2 – Diagramme contribuant aux corrections radiatives à la masse du Higgs pour un fermion

1.2.2 Naturalité

La masse du boson de Higgs reçoit des corrections radiatives dépendant de l'échelle d'énergie à laquelle on se place. Ces corrections s'ajoutent à la masse et sont quadratiques en la borne supérieure en énergie qui donne la limte de validité du modèle standard. C'est un cas unique dans le modèle standard. Elles sont dues aux diagrammes suivants (figure 1.2) où f est un fermion :

$$\Delta m_{\mathrm{H}}^2 = \tfrac{|\lambda|^2}{16\pi^2}(-2\Lambda^2 + 6m_{\mathrm{f}}^2 \ln \tfrac{\Lambda}{m_{\mathrm{f}}} + ...)$$

et Λ est typiquement l'échelle d'énergie jusqu'à laquelle le modèle standard est valable. La formule précédente permet de souligner le fait que les corrections radiatives à la masse du Higgs peuvent être suffisamment grandes pour que la masse du Higgs puisse valoir Λ. Or on a vu précédemment que toutes les masses des particules du modèle standard et en particulier celles des fermions sont liées à la valeur moyenne dans le vide du champ de Higgs que l'on peut relier à sa masse m_{H} par la relation $m_{\mathrm{H}} = \sqrt{2}\mu = 2\sqrt{\lambda}v$ (N.B. : rappelons que μ^2 et λ doivent être positifs pour que la brisure de la symétrie électrofaible soit effective). La déstabilisation de la masse du Higgs par les corrections radiatives déstabilise alors l'échelle électrofaible. On peut toutefois choisir la masse nue du boson de Higgs (c'est-à-dire le paramètre entrant dans le lagrangien) telle que les corrections s'annulent. La masse nue du Higgs doit alors être ajustée sur 16 ordres de grandeur ("fine tuning") [5]. Un tel ajustement à la main d'un paramètre du modèle n'est pas naturel[2]. Une autre théorie plus fondamentale doit donc succéder au modèle standard à une grande échelle d'énergie.

On peut d'ores et déjà anticiper sur le paragraphe suivant en remarquant que la contribution des fermions à la correction de la masse du Higgs, que l'on a déjà vue, a un signe opposé à celle des bosons. La correction à la masse du Higgs due à un boson $\tilde{\mathrm{f}}$ est donnée en 1.1, elle correspond au diagramme 1.3. Ainsi si l'on associe à chaque fermion, deux scalaires de même masse, le problème de la divergence quadratique de la masse du Higgs disparaît.

[2]Une théorie est définie par t'Hooft comme naturelle si pour l'ensemble de ses paramètres p qui sont petits devant l'échelle fondamentale Λ, lorsque l'on prend la limite $p \to 0$, la symétrie du système augmente [6]. Dans le cadre du modèle standard, p est la masse du Higgs et le modèle standard n'est naturelle que jusqu'à l'échelle électrofaible.

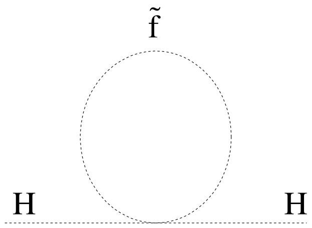


FIG. 1.3 – Diagramme contribuant aux corrections radiatives à la masse du Higgs pour un scalaire

$$\Delta m_{\mathrm{H}}^2 = \frac{|\lambda|^2}{16\pi^2}(\Lambda^2 + 2m_{\tilde{\mathrm{f}}}^2 \ln\frac{\Lambda}{m_{\tilde{\mathrm{f}}}} + ...) \tag{1.1}$$

En effet, comme l'indique la formule 1.1, la contribution d'un scalaire de même masse que le fermion est opposée à celle du fermion (à un facteur 2 près). La supersymétrie relie chaque boson à chaque fermion et vice versa. C'est de cette façon qu'elle résout le problème de naturalité.

Enfin, la supersymétrie a la bonne propriété d'unifier les couplages à grande échelle. La figure 1.1 à droite illustre le fait que les trois couplages se rencontrent à une échelle de l'ordre de 10^{16} GeV dans une théorie supersymétrique qui englobe le modèle standard. Les équations de groupe de renormalisation qui donnent l'évolution des constantes de couplages avec l'énergie sont modifiées de telle sorte qu'une unification des couplages est possible. C'est là un des grands "succès" de la supersymétrie qui motive son introduction. Le paragraphe suivant donne les bases de la construction d'un modèle supersymétrique.

1.3 La supersymétrie

Pour comprendre comment se construit un modèle supersymétrique viable, ce paragraphe décrit dans un premier temps, le modèle le plus simple qu'il soit possible de construire. Cet exemple permettra dans la suite de déduire un lagrangien englobant le modèle standard. Des descriptions détaillées de la supersymétrie se trouvent en [10]. Les notations utilisées dans la suite sont celles de la dernière des références de [10].

1.3.1 Le modèle de Wess Zumino [11]

Le modèle supersymétrique le plus simple que l'on puisse construire est un modèle sans masse ni interactions contenant un fermion de chiralité gauche ψ et un scalaire ϕ superpartenaires l'un de l'autre.

Le lagrangien de la théorie est simplement la somme des deux termes cinématiques :

$$L_{\text{scalaire}} = -\partial^\mu \phi^\star \partial_\mu \phi \qquad\qquad L_{\text{fermion}} = -i\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi$$

On cherche une transformation laissant le lagrangien invariant à une dérivée totale près et transformant ϕ en quelque chose incluant ψ et vice versa.

On peut se convaincre qu'il faut choisir :

$$\delta\phi = \epsilon\psi \text{ et } \delta\psi = i\sigma^\mu\epsilon^\dagger\partial_\mu\phi$$

où ϵ est un paramètre de la transformation infinitésimale .

Une telle transformation est bien supersymétrique dans le sens où elle change le spin du champ sur lequel elle agit. Il faut encore pour compléter ce modèle que l'algèbre de supersymétrie se referme c'est-à-dire que le commutateur de deux transformations supersymétriques ϵ_1 et ϵ_2 soit une autre symétrie de la théorie. Le calcul mène aux relations de commutations suivantes :

$$[\delta_{\epsilon_1}, \delta_{\epsilon_2}]\phi = -i(\epsilon_1\sigma^\mu\epsilon_2^\dagger - \epsilon_2\sigma^\mu\epsilon_1^\dagger)\partial_\mu\phi$$
$$[\delta_{\epsilon_1}, \delta_{\epsilon_2}]\psi = -i(\epsilon_1\sigma^\mu\epsilon_2^\dagger - \epsilon_2\sigma^\mu\epsilon_1^\dagger)\partial_\mu\psi + i\epsilon_1\epsilon_2^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi - i\epsilon_2\epsilon_1^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi$$

où δ_{ϵ_i} désigne la transformation supersymétrique infinitésimale de paramètre ϵ_i.

Pour avoir la propriété désirée de fermeture de l'algèbre de supersymétrie, il faut pour le champ ψ prendre en compte son équation du mouvement ($\bar{\sigma}^\nu\partial_\nu\psi = 0$). On dit que l'algèbre de supersymétrie se referme uniquement on-shell (c'est-à-dire sur la couche de masse). Il est embarrassant de devoir prendre en compte les équations du mouvement classiques pour construire la supersymétrie qui s'applique au domaine quantique.

L'astuce qui apporte la solution à ce problème consiste à ajouter un nouveau champ scalaire complexe au modèle, on l'appelle champ auxiliaire. On a donc $L_{\text{auxiliaire}} = \mathrm{F}^\star\mathrm{F}$. En effet, F a pour dimension une masse carrée et donc F n'a pas de terme cinématique. Son équation du mouvement est $\mathrm{F} = \mathrm{F}^\star = 0$. On choisit maintenant la transformation supersymétrique telle que :

$$\delta\phi = \epsilon\psi$$
$$\delta\psi = i\sigma^\mu\epsilon^\dagger\partial_\mu\phi - \epsilon\mathrm{F}$$
$$\delta\mathrm{F} = i\epsilon^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi$$

Et ainsi on est en mesure d'écrire, quel que soit X, un champ du modèle :

$$[\delta_{\epsilon_1}, \delta_{\epsilon_2}]\mathrm{X} = -i(\epsilon_1\sigma^\mu\epsilon_2^\dagger - \epsilon_2\sigma^\mu\epsilon_1^\dagger)\partial_\mu\mathrm{X} \tag{1.2}$$

L'algèbre de supersymétrie se ferme maintenant off-shell également. Précisons qu'il était logique d'avoir à introduire un champ auxiliaire car en présence d'uniquement ϕ et ψ, le modèle avait off-shell, quatre degrés de liberté fermioniques contre deux degrés de liberté bosoniques. On-shell, deux des degrés de liberté fermioniques disparaissent dans l'équation du mouvement. Le champ F permet de ramener le nombre de degrés de liberté bosonique et fermionique à la même valeur off-shell. Cette règle est généralisable à tous les supermultiplets [3] : ils doivent avoir le même nombre de degrés de liberté fermionique et bosonique.

[3] Un supermultiplet est un ensemble de champs usuels superpartenaires qui forme une représentation irréductible de l'algèbre de supersymétrie. Un supermultiplet chiral se compose d'un champ complexe scalaire et d'un champ spineur de Weyl. Un supermultiplet de jauge est fait d'un champ vectoriel et d'un champ spineur de Majorana. Comme on vient de le voir, il est nécessaire de leur ajouter des champs auxiliaires.

L'exemple que l'on vient de détailler a permis de construire un supermultiplet dit chiral, contenant un fermion et son superpartenaire scalaire (et le champ auxiliaire). Il est également possible de construire un supermultiplet vectoriel, contenant un champ vectoriel (A_μ) et son superpartenaire fermionique (λ). En effet, les deux supermultiplets sont indispensables à l'élaboration de l'extension supersymétrique du modèle standard. Le supermultiplet vectoriel doit également contenir un champ auxiliaire scalaire réel D pour satisfaire à la règle établie plus haut car A_μ compte 3 degrés de liberté bosoniques, λ 4 degrés de liberté fermioniques. D compte un degré de liberté bosonique. Le lagrangien pour un superchamp vectoriel vaut :

$$L = -\frac{1}{4}(\partial_\mu \mathrm{A}_\nu - \partial_\nu \mathrm{A}_\mu)(\partial^\mu \mathrm{A}^\nu - \partial^\nu \mathrm{A}^\mu) - i\lambda^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \lambda + \frac{1}{2}\mathrm{D}^2 \tag{1.3}$$

il est invariant pour les transformations suivantes :

$$\begin{gathered}
\delta \mathrm{A}_\mu = -\tfrac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon^\dagger \bar{\sigma}_\mu \lambda + \lambda^\dagger \bar{\sigma}_\mu \epsilon) \\
\delta\lambda = -\tfrac{i}{2\sqrt{2}}\sigma^\mu \bar{\sigma}^\nu \epsilon(\partial^\mu \mathrm{A}^\nu - \partial^\nu \mathrm{A}^\mu) + \tfrac{1}{\sqrt{2}}\epsilon \mathrm{D} \\
\delta \mathrm{D} = \tfrac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \lambda - \partial_\mu \lambda^\dagger \bar{\sigma}^\mu \epsilon)
\end{gathered}$$

La formule 1.2 peut se réécrire de manière plus élégante en terme de générateur de la supersymétrie Q tel que $\delta_\epsilon \mathrm{X} = i\bar{\epsilon}Q\mathrm{X}$. On peut alors écrire :

$$\{Q_\alpha, Q_\beta^\dagger\} = 2\sigma^\mu_{\alpha\beta} P_\mu \tag{1.4}$$

où $P_\mu = -i\partial_\mu$. On en déduit que $P_0 = \frac{1}{4}\sum Q_\alpha^2$ c'est-à-dire que l'énergie des états de la théorie supersymétrie est positive ou nulle. 1.4 permet aussi de s'apercevoir que si on rend les transformations supersymétriques locales, le commutateur de deux transformations supersymétriques est une translation dont le paramètre dépend des coordonnées d'espace temps. Cela rappelle la gravitation d'Einstein et laisse penser que rendre la supersymétrie locale permettra d'inclure la gravité. Cette théorie s'appelle la supergravité (SUGRA).

Tous les lagrangiens écrits jusqu'à présent sont, bien sur, invariants sous les transformations de Lorentz et les translations d'espace-temps qui sont les symétries du groupe de Poincaré et dont les générateurs sont $M_{\mu\nu}$ et P_μ (ce dernier a déjà été introduit précédemment). L'algèbre de supersymétrie n'est complet que si l'on ajoute les deux relations suivantes à la précédente :

$$\begin{gathered}
[M^{\mu\nu}, Q] = -\tfrac{1}{2}\sigma^{\mu\nu} Q \\
[P_\mu, Q] = 0
\end{gathered}$$

La deuxième relation permet d'écrire $[P_\mu^2, Q] = 0$. Pour deux champs superpartenaires ϕ et ψ de masse m_ϕ et m_ψ, on a :

$$\begin{gathered}
P^2 Q_\alpha \phi = Q_\alpha P^2 \phi \\
P^2 \psi = m_\phi Q_\alpha \phi \\
m_\psi \psi = m_\phi \psi
\end{gathered}$$

d'où $m_\psi = m_\phi$. Les particules d'un même supermultiplet sont de même masse.

1.3.2 Interactions des supermultiplets

Jusqu'à présent, on a construit des supermultiplets chiraux et vectoriels ainsi que leur lagrangien mais sans leur donner de masse, ni la possibilité d'interagir. Ce paragraphe ajoute les termes d'interactions au lagrangien dans le but d'arriver à un modèle supersymétrique englobant le modèle standard. La façon la plus élégante d'introduire les interactions nécessite de parler en terme de superchamps qui, eux mêmes, supposent d'introduire les variables de Grassman. Ce ne sera pas mon propos ici car ce n'est pas indispensable à la compréhension et que cela est très bien détaillé dans la littérature [10]. Je me contenterai donc dans la suite de continuer de m'exprimer en terme de champs.

1.3.2.1 Interactions d'un supermultiplet chiral

Le but de ce paragraphe est de construire la théorie la plus générale possible pour les masses et les interactions qui ne sont pas de jauge pour les supermultiplets chiraux. Le paragraphe suivant traitera des interactions de jauge.

Le paragraphe précédent a permis de conclure que le lagrangien libre d'un ensemble de supermultiplets chiraux tel que la théorie en cours de construction se ferme off-shell s'écrit :

$$L_{\text{libre}} = -\partial^\mu \phi^{i\star} \partial_\mu \phi_i - i\psi^{\dagger i} \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i + \mathrm{F}^{i\star} \mathrm{F}_i$$

Comme cela sera justifié par la suite, les interactions les plus générales qui sont renormalisables pour cet ensemble de champs s'écrivent :

$$L_{\text{int}} = -\tfrac{1}{2} W^{ij} \psi_i \psi_j + W^i \mathrm{F}_i + \textit{ le complexe conjugué}$$

où W^{ij} et W^i sont des fonctions des champs bosoniques de dimensions égales à une masse et une masse au carré respectivement. Supposons pour le moment que W^{ij} et W^i ne sont pas reliés l'un à l'autre même si dans ce cas le choix des noms peut paraître surprenant. W^{ij} est symétrique sous l'échange i et j.

L_{int} doit être renormalisable, par conséquent chacun de ses termes ne doit pas avoir une dimension en terme de masse ≤ 4. On en déduit que :

- ni W^{ij} ni W^i ne peuvent être fonction des champs fermioniques ou auxiliaires
- W^i est au plus un polynôme quadratique des champs $\phi^{i\star}$ et ϕ_i
- W^{ij} est au plus linéaire par rapport aux champs $\phi^{i\star}$ et ϕ_i
- aucun terme de L_{int} ne peut être fonction de $\phi^{i\star}$ ou ϕ_i uniquement

L_{int} doit être invariant sous une transformation supersymétrique par lui-même puisque L_{libre} l'est déjà. On en déduit qu'il est possible d'introduire une fonction W appelée superpotentiel tel que :

$$\begin{aligned} W &= \tfrac{1}{2} M^{ij} \phi_i \phi_j + \tfrac{1}{6} y^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k \\ W^{ij} &= \tfrac{\delta^2 W}{\delta\phi_i \delta\phi_j} = M^{ij} + y^{ijk} \phi_k \\ W^i &= \tfrac{\delta W}{\delta \phi_i} = M^{ij} \phi_j + \tfrac{1}{2} y^{ijk} \phi_j \phi_k \end{aligned}$$

d'où le choix des noms W^{ij} et W^i. M^{ij} est une matrice symétrique de masse de champs fermioniques et y^{ijk} est la constante de Yukawa d'un champ scalaire ϕ_k et de deux champs fermioniques ψ_i et ψ_j. y^{ijk} est totalement invariant sous un échange quelconque de i, j et k.

Il est maintenant possible de se débarrasser des champs auxiliaires grâce à leur équation du mouvement. Les termes du lagrangien $L_{\text{libre}} + L_{\text{int}}$ contenant un champ auxiliaire sont :

$$\mathrm{F}_i \mathrm{F}^{i\star} + W^i \mathrm{F}_i + W^{i\star} \mathrm{F}^{i\star}$$

dont on déduit les équations du mouvement :

$$\mathrm{F}_i = -W_i^\star \qquad\qquad \mathrm{F}^{i\star} = -W^i$$

Les champs auxiliaires s'expriment donc en fonction des champs scalaires ce qui permet d'écrire le lagrangien suivant :

$$L = -\partial^\mu \phi^\star \partial_\mu \phi - i\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \phi_i - \tfrac{1}{2}(W^{ij}\psi_i\psi_j + W^{ij\star}\psi^{\dagger i}\psi^{\dagger j}) - W^i W_i^\star$$

Il apparaît alors clairement que le potentiel scalaire de la théorie s'écrit en fonction du superpotentiel :

$$\begin{gathered} V(\phi, \phi^\star) = W^i W_i^\star = \mathrm{F}_i \mathrm{F}^{i\star} \\ = M_{ik}^\star M^{kj} \phi^{i\star}\phi_j + \tfrac{1}{2} M^{in} y_{jkn}^\star \phi_i \phi^{j\star}\phi^{k\star} + \tfrac{1}{2} M_{in}^\star y^{jkn} \phi^{i\star}\phi_j\phi_k + \tfrac{1}{4} y^{ijn} y_{kln}^\star \phi_i\phi_j\phi^{k\star}\phi^{l\star} \end{gathered}$$

Le lagrangien que l'on a construit jusqu'à présent s'écrit finalement :

$$\begin{aligned} L = -\partial^\mu \phi^\star \partial_\mu \phi - i\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \phi_i & -\tfrac{1}{2} M^{ij}\psi_i\psi_j - \tfrac{1}{2} M_{ij}^\star \psi^{\dagger i}\psi^{\dagger j} - V(\phi, \phi^\star) \\ & -\frac{1}{2} y^{ijk}\phi_i\psi_j\psi_k - \frac{1}{2} y_{ijk}^\star \phi^{i\star}\psi^{\dagger j}\psi^{\dagger k} \end{aligned} \tag{1.5}$$

1.3.2.2 Interactions de jauge

La construction du lagrangien supersymétrique est presque terminée à ce stade car on connaît déjà les termes venant des supermultiplets chiraux et aussi ceux venant des supermultiplets vectoriels qui sont aussi les supermultiplets de jauge. On va alors demander que le lagrangien soit invariant sous les transformations locales de jauge comme il convient de faire lorsque l'on introduit les interactions de jauge dans une théorie. La commutation des transformations supersymétriques et des transformations de jauge équivaut à demander que les champs d'un même supermultiplet aient les mêmes nombres quantiques, le spin mis à part. Cependant pour cela, il faut préciser quelles sont les interactions de jauge dont il est question ici. Le but de ce chapitre étant d'arriver à un modèle supersymétrique incluant le modèle standard, on choisira les groupes de jauges du modèle standard quitte à ce que le propos soit un peu moins général.

On suppose ici que les supermultiplets chiraux se transforment sous le groupe de jauge dont une représentation sont les matrices hermitiennes $(T^a)^i_j$ par la relation suivante : $[T^a, T^b] = i f^{abc} T^c$. Plus concrètement, si le groupe de jauge est $SU(2)$ dans sa représentation fondamentale, alors $f^{abc} = \epsilon^{abc}$ et T^a sont les matrices de Pauli à un facteur $\frac{1}{2}$ près. Pour que le lagrangien des champs chiraux devienne invariant sous une transformation locale de jauge, il faut :

– transformer les dérivées en dérivées covariantes

$$
\begin{aligned}
\partial_\mu \phi_i = D_\mu \phi_i &= \partial_\mu \phi_i + ig\mathrm{A}^a_\mu (T^a \phi)_i \\
\partial_\mu \phi^{i\star} = D_\mu \phi^{i\star} &= \partial_\mu \phi^{i\star} - ig\mathrm{A}^a_\mu (\phi^\star T^a)_i \\
\partial_\mu \psi_i = D_\mu \psi_i &= \partial_\mu \psi_i + ig\mathrm{A}^a_\mu (T^a \psi)_i
\end{aligned}
$$

– ajouter au lagrangien déjà construit les champs de jauge
– ajouter les autres termes que permettent les symétries de la théorie s'il en existe d'autres (il en existe 3)

Le lagrangien complet auquel on arrive ainsi est :

$$
L = L_{\text{chiral}} + L_{\text{jauge}} - \sqrt{2}g[(\phi^\star T^a \psi)\lambda^a + \lambda^{\dagger a}(\psi^\dagger T^a \phi)] + g(\phi^\star T^a \psi)\mathrm{D}^a \tag{1.6}
$$

où L_{chiral} est le lagrangien donné par 1.5 et L_{jauge} est le lagrangien donné par 1.3 après avoir remplacé toutes les dérivées par de dérivées covariantes. De la même façon que pour le champ auxiliaire F, on peut déduire du lagrangien l'équation du mouvement pour D : $\mathrm{D}^a = -g(\phi^\star T^a \phi)$ et remarquer que D s'exprime en fonction des champs scalaires, on peut donc les éliminer du lagrangien et arriver à la formulation complète du potentiel scalaire :

$$
V(\phi, \phi^\star) = \mathrm{F}^{i\star}\mathrm{F}_i + \tfrac{1}{2}\textstyle\sum_a \mathrm{D}^a \mathrm{D}^a = W_i^\star W^i + \tfrac{1}{2}\sum_a g(\phi^\star T^a \psi)^2
$$

où $\sum_a$ tient compte des différents couplages que peut contenir le groupe de jauge. Les deux termes de l'expression du potentiel scalaire sont appelés "F-term" et "D-term". $V(\phi, \phi^\star)$ est une somme de carré, il est donc toujours positif ou nul.

1.3.3 La brisure de la supersymétrie

Toujours dans le but de construire un modèle réaliste de supersymétrie, il est nécessaire de la briser. En effet, la supersymétrie comme on l'a déjà vu, prédit des superpartenaires fermionique et bosonique de même masse. Expérimentalement, il n'a jamais été vu de boson de la masse de l'électron qui pourrait jouer le rôle de son superpartenaire. Par conséquent, si la supersymétrie existe, c'est une symétrie brisée.

En pratique, cela signifie que le lagrangien du modèle de supersymétrie que l'on considère est invariant sous une transformation supersymétrique mais possède un état du vide non invariant. Ainsi à l'échelle électrofaible, on ne serait pas en mesure de voir la supersymétrie exactement comme la symétrie électrofaible disparaît dans le modèle standard (cf. 1.1.2).

De nombreux modèles de brisure spontanée de la supersymétrie existent. Par exemple, si l'on se souvient de la forme du potentiel scalaire trouvée à la section précédente, il suffirait de donner une valeur moyenne non nulle à un des champs auxiliaires F ou D, ou encore aux deux. Dans le premier cas, on parle de brisure de type F (O'Raifeartaigh [12]) et dans le deuxième cas de brisure de type D (Fayet-Iliopoulos [13]). L'important est que ces mécanismes de brisure gardent la bonne propriété de la supersymétrie à savoir l'annulation des divergences quadratiques de la masse du Higgs.

Le fait est que les mécanismes de brisure spontanée de la supersymétrie connaissent un certain nombre de problèmes, notamment phénoménologiques car ils mènent à des spectres de particules non acceptables. Ainsi, même si c'est moins élégant, il est possible de briser la supersymétrie en ajoutant simplement de nouveaux termes au lagrangien qui brisent explicitement la supersymétrie. Toutefois, ces termes ne peuvent être pris au hasard car comme dans le cas des modèles de brisure spontanée, on désire garder l'annulation des divergences quadratiques. On appelle les termes introduits ainsi dans le lagrangien, termes de brisure douce. Ils sont là pour paramétriser le fait que l'on ignore comment briser la supersymétrie de manière satisfaisante d'un point de vue phénoménologique.

Il est apparu que quatre types de termes de brisure douce sont permis [15] :

$$m^2\phi\phi^\star \qquad m'^2(\phi^2+\phi^{\star 2}) \qquad A(\phi^3+\phi^{\star 3}) \qquad M\lambda\lambda$$

où ϕ est un champ complexe scalaire et λ un champ de fermion.

Dans le cadre d'un modèle réaliste de supersymétrie, les termes de brisure douce peuvent être contraints par les symétries de jauge. Je ne vais pas plus détailler ici les termes de brisure douce en général. On verra au paragraphe suivant quels sont les termes de brisure douce qu'impose le modèle standard supersymétrique minimal.

1.4 Le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM)

Tous les ingrédients nécessaires à la construction d'un modèle supersymétrique englobant le modèle standard étant en place, nous allons maintenant les mettre en œuvre pour construire le modèle standard supersymétrique minimal ou MSSM.

1.4.1 Contenu en champs

Le MSSM contient plus de deux fois plus de particules que le modèle standard. En effet pour construire des supermultiplets, il est apparu qu'il fallait associer à chaque particule du modèle standard, un superpartenaire. Une tentative pour construire un modèle supersymétrique à partir des particules déjà existantes a été faite car doubler le contenu en champs du modèle ne va pas dans le sens d'une unification de la matière et des interactions. Par exemple, on pourrait penser à associer la paire fermion-boson neutrino-photon car ils sont tous deux sans masse ; et faire de même avec leurs partenaires électrofaibles chargés : $\mathrm{e}^\pm$ et $\mathrm{W}^\pm$. Seulement le problème reste entier pour les autres particules du spectre du modèle standard [14]. On associe donc à chaque état de chiralité d'un fermion du modèle standard, un superpartenaire scalaire appelé sfermion et à chaque boson de jauge, un superpartenaire fermionique appelé jaugino. On a besoin également d'avoir deux doublets de Higgs et non plus un comme dans le modèle standard (voir la fin du paragraphe). Les superpartenaires fermioniques des bosons de Higgs sont les higgsinos.

Le superpotentiel du MSSM, s'écrit :

$$W_{MSSM} = \bar{\mathrm{u}} y_{\mathrm{uQH_u}} - \bar{\mathrm{d}} y_{\mathrm{dQH_d}} - \bar{\mathrm{e}} y_{\mathrm{eLH_d}} + \mu \mathrm{H_u H_d}$$

où H_u, H_d, Q, L, $\bar{\mathrm{u}}$, $\bar{\mathrm{d}}$ et $\bar{\mathrm{e}}$ sont des supermultiplets chiraux dont la nomenclature est donnée dans le tableau 1.2. Les couplages de Yukawa, y_{u}, y_{d} et y_{e}, sans dimension, sont des matrices 3×3 dans l'espace des familles. Ces matrices déterminent les masses et les angles de mélange de la matrice CKM des quarks et des leptons ordinaires après que $\mathrm{H_u}$ et $\mathrm{H_d}$ ont acquis une valeur moyenne non nulle. Les valeurs des couplages de Yukawa sont bien connues, elles sont faibles sauf en ce qui concerne la troisième famille. C'est pourquoi ces interactions ne sont pas les plus intéressantes d'un point de vue phénoménologique. Ce sont plutôt les interactions supersymétriques de jauge qui dominent les productions et les désintégrations de particules supersymétriques dans le MSSM. Le terme en μ est la version supersymétrique du terme de masse du Higgs du modèle standard. Le lagrangien se construit exactement comme celui proposé en 1.6 en tenant compte de tous les champs de la table 1.2

Il y a plusieurs raisons qui motivent l'introduction de deux doublets de Higgs. Avec un seul doublet de Higgs la symétrie de jauge électrofaible serait pénalisée par l'anomalie de jauge triangulaire à laquelle contribuent les higgsinos. Deux doublets de Higgs d'hypercharge opposée sont indispensables pour préserver l'annulation des anomalies qui étaient exactes dans le modèle standard et que l'introduction d'un fermion chiral unique a détruit (les jauginos ne contribuent pas car leur couplage est vectoriel). De plus, deux Higgs sont nécessaires pour donner une masse à tous les quarks et leptons. En effet il est impossible d'avoir des termes du type $\bar{\mathrm{u}}\mathrm{QH}_{\mathrm{d}}^{\star}$, $\bar{\mathrm{d}}\mathrm{QH}_{\mathrm{u}}^{\star}$ ou $\bar{\mathrm{d}}\mathrm{LH}_{\mathrm{u}}^{\star}$ qui rendraient le superpotentiel non analytique (il n'existe pas de termes pour compenser de tels termes lors d'une transformation supersymétrique). D'autre part, après la brisure de symétrie électrofaible, les supermultiplets de la table 1.2 évoluent de telle sorte que la règle du même nombre de degrés de liberté fermioniques et bosoniques reste vraie (les $\mathrm{W}^{\pm}$ et le Z ont acquis une masse). Les bosons de jauges massifs et les champs de Higgs se retrouvent dans le même supermultiplet. Le supermultiplet du W^+ après brisure de la symétrie électrofaible contient les trois degrés de liberté bosoniques du W^+, et deux degrés de liberté fermioniques du $\tilde{\mathrm{W}}^+$. Il faut ajouter un fermion et son partenaire supersymétrique, il s'agit du H^+ et du $\tilde{\mathrm{H}}^+$. Pour construire les supermultiplets des $\mathrm{W}^{\pm}$, on a donc besoin d'introduire des bosons de Higgs chargés et pour avoir ces bosons de Higgs chargés, il faut deux doublets de Higgs.

1.4.2 R-parité

Le superpotentiel donné dans la section précédente est un superpotentiel minimal dans le sens où il est suffisant pour construire un modèle phénoménologique viable. Toutefois, il existe d'autres termes qui sont autorisés par l'invariance de jauge et la renormalisation. En général, ils ne sont pas inclus au MSSM car ils violent soit la conservation du nombre baryonique, soit celle du nombre leptonique :

$$W_{\Delta L=1} = \frac{1}{2}\lambda^{ijk}\mathrm{L}_i\mathrm{L}_j\bar{\mathrm{e}}_k + \lambda'^{ijk}\mathrm{L}_i\mathrm{Q}_j\bar{\mathrm{d}}_k \tag{1.7}$$

$$W_{\Delta B=1} = \tfrac{1}{2}\lambda''^{ijk}\bar{\mathrm{u}}_i\bar{\mathrm{d}}_j\bar{\mathrm{d}}_k$$

nom		spin 0	spin 1/2	spin 1	représentation de $SU(3)_C \otimes SU(2)_{I_3} \otimes U(1)_Y$
supermultiplets chiraux					
squarks, quarks (×3 familles)	Q	$(\tilde{\mathrm{u}}_L, \tilde{\mathrm{d}}_L)$	$(\mathrm{u}_L, \mathrm{d}_L)$		$(3, 2, \frac{1}{6})$
	$\bar{\mathrm{u}}$	$\tilde{\mathrm{u}}^\star_R$	$\mathrm{u}^\dagger_R$		$(\bar{3}, 1, -\frac{2}{3})$
	$\bar{\mathrm{d}}$	$\tilde{\mathrm{d}}^\star_R$	$\mathrm{d}^\dagger_R$		$(\bar{3}, 1, \frac{1}{3})$
sleptons, leptons (×3 familles)	L	$(\tilde{\nu}, \tilde{\mathrm{e}}_L)$	(ν, e_L)		$(1, 2, -\frac{1}{2})$
	$\bar{\mathrm{e}}$	$\tilde{\mathrm{e}}^\star_R$	$\mathrm{e}^\dagger_R$		$(1, 1, 1)$
higgs, higgsinos	$\mathrm{H_u}$	$(\mathrm{H_u^+}, \mathrm{H_u^0})$	$(\tilde{\mathrm{H}}_\mathrm{u}^+, \tilde{\mathrm{H}}_\mathrm{u}^0)$		$(1, 2, \frac{1}{2})$
	$\mathrm{H_d}$	$(\mathrm{H_d^0}, \mathrm{H_d^-})$	$(\tilde{\mathrm{H}}_\mathrm{d}^0, \tilde{\mathrm{H}}_\mathrm{d}^-)$		$(1, 2, -\frac{1}{2})$
supermultiplets de jauge					
gluino, gluon			$\tilde{\mathrm{g}}$	g	$(8, 1, 0)$
winos, bosons W			$\tilde{\mathrm{W}}^\pm, \tilde{\mathrm{W}}^0$	$\mathrm{W}^\pm, \mathrm{W}^0$	$(1, 3, 0)$
bino, boson B			$\tilde{\mathrm{B}}^0$	B^0	$(1, 1, 0)$

Tab. 1.2 – Supermultiplets chiraux et supermultiplets de jauge du MSSM. Après la brisure de la symétrie électrofaible, les états propres de $SU(2)_{I_3} \otimes U(1)_Y$, B^0 et W^0 se mélangent pour donner les états propres de masse γ et Z^0. Leurs superpartenaires sont le photino $\tilde{\gamma}$ et le zino $\tilde{\mathrm{Z}}^0$.

La présence de ces termes peut être gênante. En effet, il n'y a ni pour B, ni pour L d'observation expérimentale de leur non conservation. Les contraintes expérimentales sur les couplages $\lambda^{'}$, $\lambda^{''}$ et $\lambda^{'''}$ sont très importantes, notamment parce que l'on n'observe pas de désintégration du proton. Or les couplages $\lambda^{'}$, $\lambda^{''}$ et $\lambda^{'''}$ conduisent à envisager les désintégrations suivantes dès que B et L sont violés simultanément :

- $p^+ \rightarrow e^+\pi^0$
- $p^+ \rightarrow e^+K^0$
- $p^+ \rightarrow \mu^+\pi^0$
- etc ...

Une revue de ces contraintes se trouve dans [16]. Notons qu'un troisième terme, bilinéaire cette fois, peut s'ajouter à $W_{\Delta L=1}$. Je ne l'ai pas introduit dans 1.7 car il est possible de le faire disparaître par une redéfinition des champs si la supersymétrie n'est pas brisée.

Pour supprimer ces termes indésirables, on peut soit postuler la non violation de B et L, ce qui est gênant puisque ce n'était pas une hypothèse dans le modèle standard mais une conséquence du lagrangien renormalisable, soit introduire une nouvelle symétrie qui interdit les trois termes en question. Cette nouvelle symétrie s'appelle la R-parité [17] :

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

On peut vérifier que R_p vaut 1 pour les particules standards et -1 pour leurs superpartenaires. On peut trouver l'origine de la R-parité dans la R-symétrie qui est une symétrie continue $U(1)$ qui traite différemment particules standards et superparticules. Lorsque la supersymétrie est brisée, elle brise en même temps cette symétrie qui devient alors discrète. Je n'entrerai pas ici dans les détails de la R-symétrie. Notons simplement que même si la R-parité est une symétrie bien motivée théoriquement parlant, faire l'hypothèse de sa conservation n'est absolument pas une obligation, du moment que l'on tient compte des contraintes expérimentales sur la valeur des couplages $\lambda^{'}$, $\lambda^{''}$ et $\lambda^{'''}$. Dans ce travail on supposera cependant que la R-parité est une symétrie conservée et on ne tiendra donc pas compte de ces couplages.

Les conséquences phénoménologiques de cette hypothèse sont que :

- les superparticules sont produites par paire (les états initiaux étant faits de matière ordinaire, ils ont une R-parité positive, et les états finaux aussi, ce qui est le cas quand on a deux superparticules dans l'état final $(-1)^2 = 1$)
- la particule supersymétrique la plus légère (LSP) est stable (elle ne peut se désintégrer en superparticules car elle est la plus légère et ne peut se désintégrer en particules standards car elle a une R-parité négative). Notons au passage que la LSP est un très bon candidat pour la matière noire [18].

1.4.3 Brisure douce

Finalement, on a déjà vu quels étaient les termes généraux de brisure douce à ajouter au lagrangien. Dans le cadre du MSSM, les termes à ajouter tenant compte des contraintes d'invariance de jauge, sont :

$$L_{\mathrm{doux}}^{MSSM} =$$
$$-\frac{1}{2}(M_3\tilde{\mathrm{g}}\tilde{\mathrm{g}}+M_2\tilde{\mathrm{W}}\tilde{\mathrm{W}}+M_1\tilde{\mathrm{B}}\tilde{\mathrm{B}})-(\tilde{\bar{\mathrm{u}}}a_{\mathrm{u}}\tilde{\mathrm{Q}}\mathrm{H}_{\mathrm{u}}-\tilde{\bar{\mathrm{d}}}a_{\mathrm{d}}\tilde{\mathrm{Q}}rmH_d-\tilde{\bar{\mathrm{e}}}a_{\mathrm{e}}\tilde{\mathrm{L}}\mathrm{H}_{\mathrm{d}})+\textit{ le complexe conjugué}$$
$$-\tilde{\mathrm{Q}}^\dagger m_{\mathrm{Q}}^2\tilde{\mathrm{Q}} - \tilde{\mathrm{L}}^\dagger m_{\mathrm{L}}^2\tilde{\mathrm{L}} - \tilde{\mathrm{u}}^\dagger m_{\mathrm{u}}^2\tilde{\mathrm{u}} - \tilde{\mathrm{d}}^\dagger m_{\mathrm{d}}^2\tilde{\mathrm{d}} - \tilde{\mathrm{e}}^\dagger m_{\mathrm{e}}^2\tilde{\mathrm{e}}$$

$$-m_{\mathrm{H_u}}^2\mathrm{H_u}^\star\mathrm{H_u} - m_{\mathrm{H_d}}^2\mathrm{H_d}^\star\mathrm{H_d} - (b\mathrm{H_u}\mathrm{H_d} + \textit{ le complexe conjugué}) \tag{1.8}$$

où M_3, M_2 et M_1 sont les termes de masses du gluino, du wino et du bino. La deuxième ligne représente les couplages scalaires ($a = Ay$ où A est appelé couplage trilinéaire). Chacun des a_{u}, a_{d} et a_{e} sont des matrices 3×3 dans l'espace des familles dont la dimension est une masse. Elles correspondent aux matrices de Yukawa du superpotentiel. La troisième ligne représente les termes de masses des squarks et des sleptons. Encore une fois, les masses sont en fait des matrices 3×3 dans l'espace des familles. Enfin la dernière ligne représente les termes de masse pour les bosons de Higgs.

L'introduction de L_{doux}^{MSSM} au lagrangien du MSSM a considérablement augmenté le nombre de paramètres du modèle : 105 nouveaux paramètres s'ajoutent aux 18 déjà recensés pour le modèle standard.

1.5 La supergravité minimale (mSUGRA)

L'interprétation de résultats expérimentaux dans le cadre du MSSM est difficile du fait de ce grand nombre de paramètres. On cherche donc à le contraindre et en particulier à contraindre la brisure de la supersymétrie puisque beaucoup de paramètres du MSSM viennent des termes de brisure douce. En général, on considère alors deux secteurs :

- un secteur caché où la supersymétrie est brisée d'une façon qu'il n'est pas nécessaire de connaître en détail pour nous
- un secteur observable auquel la brisure de supersymétrie est transmise par des messagers

Il n'y a pas d'interaction directe entre le secteur caché et le secteur observable. Cette séparation en deux secteurs permet d'expliquer l'origine des termes de brisure douce. Deux grandes classes de modèles contraints existent dans lesquelles les messagers de la brisure de la supersymétrie sont les interactions de jauge [20] ou la gravité. On se concentre ici sur la deuxième solution.

Finalement, une des manières de construire un modèle phénoménologique acceptable en terme d'explication des termes de brisure douce est :

- soit d'ajouter la gravité laissée de côté jusqu'à présent
- soit de faire de la supersymétrie une symétrie locale ($\epsilon = \epsilon(x)$)

Il se trouve que les deux solutions mènent au même résultat : la supergravité. En effet, le produit de deux transformations supersymétriques locales transforme l'espace-temps point par point, on s'attend à voir apparaître la gravité dans toute supersymétrie locale comme on l'avait déjà mentionné. Pour une revue de la supergravité, voir [21].

Pour redonner au lagrangien supersymétrique son invariance alors que les transformations supersymétriques sont devenues des transformations locales, il faut introduire un nouveau champ de jauge de spin 3/2 que l'on appelle gravitino. Il s'agit du partenaire supersymétrique du graviton que l'on est également forcé d'introduire, une fois le gravitino inclus au modèle pour conserver l'invariance par supersymétrie du lagrangien.

La gravité n'étant pas une théorie renormalisable, on souhaite en supergravité que tous les termes non renormalisables de la théorie obtenus en couplant la gravité aux champs de matière et de jauge contiennent la constante de gravitation κ. Ainsi à la limite $\kappa \rightarrow 0$, la théorie redevient renormalisable à basse énergie comparée à l'échelle de Planck. Ensuite, comme on l'a déjà vu, la supersymétrie peut être brisée spontanément en donnant une valeur non nulle dans le vide aux champs F ou D qui appartiennent aux supermultiplets évoluant dans le secteur caché. D'une manière ou d'une autre, apparaît alors un goldstino exactement comme dans le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible qui faisait apparaître des champs de Goldstone (cette mise en œuvre de la brisure spontanée s'appelle mécanisme de SuperHiggs par analogie [19]). Par rapport à la supersymétrie globale, la supergravité permet d'éliminer le fermion de Goldstone de masse nulle qu'a fait apparaître la brisure spontanée de la supersymétrie. En effet, le goldstino apporte les deux degrés de liberté qui donnent une masse au gravitino.

Le modèle de supergravité minimale est un MSSM contraint dans lequel des hypothèses simplificatrices s'ajoutent à celles du modèle de supergravité. Le potentiel effectif à basse échelle (c'est-à-dire une échelle plus basse que celle à laquelle la supersymétrie est brisée) obtenu après la brisure de la supersymétrie est paramétré par le secteur caché. De plus, on choisit des paramètres unifiés à l'échelle M_{GUT} (rigoureusement M_{Planck} mais l'évolution entre ces deux masses est souvent négligée). Au final, le modèle de supergravité minimale n'a plus que 5 paramètres, ce qui est remarquable par rapport aux 105 paramètres du MSSM :

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

où m_0 est la masse commune des scalaires à M_{GUT}, $m_{1/2}$ est la masse commune des jauginos à M_{GUT} [4], A_0 est le couplage trilinéaire commun à M_{GUT}, $\tan\beta = <\mathrm{H_u}> / <\mathrm{H_d}>$ et μ donne le mélange des deux Higgs. Seul le signe de μ est un paramètre libre car sa valeur absolue se déduit de la masse du Z après brisure radiative de la symétrie électrofaible [22].

M_1, M_2 et M_3 introduits au paragraphe précédent sont reliés à $m_{1/2}$ par les équations du groupe de renormalisation. On peut donner les approximations suivantes : $M_1 \simeq 0.4 m_{1/2}$, $M_2 \simeq 0.8 m_{1/2}$ et $M_3 \simeq 2.6 m_{1/2}$. Les masses de particules supersymétriques à l'échelle électrofaible se déduisent des 5 paramètres ci-dessus grâce aux équations du groupe de renormalisation.

[4]Les notations adoptées par les expériences LEP et les expériences TeVatron sont malheureusement différentes. A LEP, on utilise m_0 et $m_{1/2}$ pour les masses communes des scalaires et des jauginos à l'échelle de grande unification alors qu'au TeVatron, on préfere M_0 et $M_{1/2}$ d'où les différences de notation d'une figure à l'autre. En revanche, dans tout le texte, j'ai adopté la notation unique m_0 et $m_{1/2}$.

1.6 Le spectre de masse du MSSM

1.6.1 Les Higgs

Les deux doublets de Higgs du MSSM représentent 8 degrés de liberté. Lorsque la brisure électrofaible a lieu, 3 degrés de liberté donnent leurs masses aux $W^{\pm}$ et au Z^0. Il reste donc 5 états propres de masse au secteur des Higgs :

- un neutre pseudo-scalaire A^0
- deux scalaires chargés $H^{\pm}$
- deux neutres scalaires h^0 et H^0

Si l'on se limite à l'ordre des arbres, on trouve les masses suivantes pour les 5 higgs scalaires :

$$m^2_{A^0} = 2b/\sin 2\beta$$

où b a été introduit lors de l'ajout des termes de brisure douce dans l'équation 1.8

$$m^2_{H^{\pm}} = m^2_{A^0} + m^2_W$$

$$m^2_{H^0,h^0} = \frac{1}{2}(m^2_{A^0} + m^2_Z \pm \sqrt{(m^2_{A^0} + m^2_Z)^2 - 4m^2_Z m^2_{A^0}\cos^2 2\beta})$$

1.6.2 Les charginos et les neutralinos

Les higgsinos et les jauginos électrofaibles se mélangent. C'est une conséquence de la brisure de la symétrie électrofaible. Les higgsinos neutres, $\tilde{H}^0_u$ et $\tilde{H}^0_d$, se mélangent aux $\tilde{B}$ et $\tilde{W}^0$, pour donner quatre états propres de masses neutres appelés les neutralinos, χ^0_i.

Dans la base $(\tilde{B}, \tilde{W}^0, \tilde{H}^0_d, \tilde{H}^0_u)$, la matrice de masse des neutralinos s'écrit :

$$\begin{pmatrix} M_1 & 0 & -\cos\beta\sin\theta_W m_Z & \sin\beta\sin\theta_W m_Z \\ 0 & M_2 & \cos\beta\sin\theta_W m_Z & -\sin\beta\cos\theta_W m_Z \\ -\cos\beta\sin\theta_W m_Z & \cos\beta\cos\theta_W m_Z & 0 & -\mu \\ \sin\beta\sin\theta_W m_Z & -\sin\beta\cos\theta_W m_Z & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

Les expressions exactes de ces états propres sont trop compliquées pour être données ici. Cependant dans la limite où $|\mu|$ est grand ce qui est souvent le cas en *mSUGRA*, on a :

$$m_{\chi^0_1} = M_1 - \frac{m^2_W}{\mu^2}(M_1 + \mu\sin 2\beta)\sin^2\theta_W$$

$$m_{\chi^0_2} = M_2 - \frac{m^2_W}{\mu^2}(M_2 + \mu\sin 2\beta)\cos^2\theta_W$$

$$m_{\chi^0_3} = |\mu| + \frac{1}{2} sign\mu \frac{m^2_W}{\mu^2}(1 - \sin 2\beta)(\mu + M_2\sin^2\theta_W + M_1\cos^2\theta_W)$$

$$m_{\chi^0_4} = |\mu| + \frac{1}{2} sign\mu \frac{m^2_W}{\mu^2}(1 + \sin 2\beta)(\mu - M_2\sin^2\theta_W - M_1\cos^2\theta_W)$$

On a également supposé ici et par la suite que $|\mu| \gg M_{1,2}$. Les neutralinos apparaissent par ordre de masse croissant. Lorsque $|\mu|$ devient très grand, les deux neutralinos les plus légers sont purement jauginos ($m_{\chi^0_{1,2}} = M_{1,2}$). Et les deux plus lourds sont purement higgsinos ($m_{\chi^0_{3,4}} = |\mu|$).

Les états propres de masse appelés charginos, $\chi_i^{\pm}$, sont le résultat du mélange de $\tilde{\mathrm{W}}^{\pm}$, $\tilde{\mathrm{H}}_{\mathrm{u}}^{+}$ et $\tilde{\mathrm{H}}_{\mathrm{d}}^{-}$. Leurs masses s'écrivent :

$$
\begin{aligned}
m_{\chi_1^\pm} &= M_2 - \frac{m_{\mathrm{W}}^2}{\mu^2}(M_2 + \mu \sin 2\beta) \\
m_{\chi_2^\pm} &= |\mu| + sign(\mu)\frac{m_{\mathrm{W}}^2}{\mu^2}(M_2 \sin 2\beta + \mu)
\end{aligned}
$$

Lorsque que $|\mu|$ tend vers de très grandes valeurs, le chargino le plus léger est purement wino ($m_{\chi_1^\pm} = M_2$) et le plus lourd est purement higgsino ($m_{\chi_2^\pm} = |\mu|$).

1.6.3 Les squarks et sleptons

Les masses des squarks et des sleptons se calculent grâce aux équations du groupe de renormalisation (à une boucle ici). Les formules générales des masses sont compliquées et comme il ne s'agit ici que de donner un aperçu, on les simplifie en les exprimant en fonction des paramètres du modèle de supergravité minimale. Pour les squarks et sleptons des deux premières familles, ils n'y a pas de mélange des sfermions gauches et droits car leurs couplages de Yukawa sont faibles. En revanche, les états propres gauches et droits des paires $(\tilde{\mathrm{t}}_L, \tilde{\mathrm{t}}_R)$, $(\tilde{\mathrm{b}}_L, \tilde{\mathrm{b}}_R)$ et $(\tilde{\tau}_L, \tilde{\tau}_R)$ se mélangent pour donner des états propres de masses différents et les quatre dernières équations qui concernent la troisième famille sont donc des approximations. On déduira des sept premières équations que les squarks seront généralement plus lourds que les sleptons.

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

Les stops (et les sbottoms) seront les squarks les plus légers puisque leur matrice de masse contient des termes non diagonaux proportionnels à la masse du fermion associé. Le mélange, des stops en particulier, peut donc être grand. On donne ci-dessous les matrices de masses des stops et des sbottoms successivement. Les matrices des deux autres familles peuvent s'en déduire et celles des sleptons chargés sont équivalentes à celle des sbottoms :

$$
\begin{pmatrix}
m_{\mathrm{Q}}^2 + m_{\mathrm{t}}^2 + (\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W) m_{\mathrm{Z}}^2 \cos 2\beta & m_{\mathrm{t}}(A_{\mathrm{t}} - \mu/\tan\beta) \\
m_{\mathrm{t}}(A_{\mathrm{t}} - \mu/\tan\beta) & m_{\mathrm{u}}^2 + m_{\mathrm{t}}^2 + \frac{2}{3}\sin^2\theta_W m_{\mathrm{Z}}^2 \cos 2\beta
\end{pmatrix}
$$

$$\begin{pmatrix} m_{\mathrm{Q}}^2 + m_{\mathrm{b}}^2 + (\frac{1}{2} + \frac{1}{3}\sin^2\theta_W)m_{\mathrm{Z}}^2\cos 2\beta & m_{\mathrm{b}}(A_{\mathrm{b}} - \mu/\cot\beta) \\ m_{\mathrm{b}}(A_{\mathrm{b}} - \mu/\cot\beta) & m_{\mathrm{d}}^2 + m_{\mathrm{b}}^2 - \frac{1}{3}\sin^2\theta_W m_{\mathrm{Z}}^2\cos 2\beta \end{pmatrix}$$

en supposant A_{t}, A_{b} et μ réels.

1.6.4 Le gluino

Le gluino est un cas à part parmi les superparticules du MSSM. Le gluino est un fermion octet de couleur par conséquent il ne peut pas se mélanger avec d'autres particules de MSSM. Seul le terme doux $-\frac{1}{2}M_3\tilde{g}\tilde{g}$ lui donne une masse.

Dans le contexte simple du modèle de supergravité minimale, il est possible de relier le paramètre de masse du gluino M_3 aux paramètres de masses du bino et du wino M_1 et M_2 quelle que soit l'échelle considérée et en tenant compte des corrections jusqu'à deux boucles :

$$M_3 = \frac{\alpha_S}{\alpha}\sin^2\theta_W M_2 = \frac{3}{5}\frac{\alpha_S}{\alpha}\cos^2\theta_W M_1$$

Pour donner un ordre de grandeur, on peut prendre $\alpha_S = 0.118$, $\alpha = 1/128$ et $\sin^2\theta_W = 0.23$, alors on obtient à l'échelle électrofaible :

$$M_3 : M_2 : M_1 \approx 7 : 2 : 1$$

Ce résultat laisse penser que le gluino est bien plus lourd que les neutralinos ou les charginos les plus légers.

Pour plus de détails sur la masse du gluino, il est indispensable de tenir compte de l'évolution de M_3 en fonction de l'échelle d'énergie à travers les équations du groupe de renormalisation. Ceci a été traité dans d'autres ouvrages, je ne l'aborderai pas ici. Le spectre des particules supersymétriques du MSSM est étudié dans [23] et dans les deux dernières références de [10].

1.7 La phénoménologie des squarks et gluinos au TeVatron

1.7.1 Production et section efficace

Les squarks et gluinos peuvent être produits par interaction forte via annihilation quark-quark, fusion de gluons ou encore interaction quark-gluon. Par conséquent la section efficace de production ne dépend que de la masse des squarks et des gluinos. Ces réactions mèneront à la production de paire de gluinos, de paire de squarks ou à la production associée de squark et de gluino. Rappelons que dès que l'on suppose la conservation de la R-parité, les particules supersymétriques sont produites par paire. Des diagrammes de production Leading Order (LO) sont donnés figure 1.4. Quelques exemples de diagrammes de production Next to Leading Order (NLO) sont présentés figure 1.5.

Les sections efficaces de production NLO sont calculées à l'aide du programme Prospino [24]. La section efficace de production du squark top doit être calculée à part. En effet, Prospino a besoin de la masse du gluino au point mSUGRA considérée, ainsi

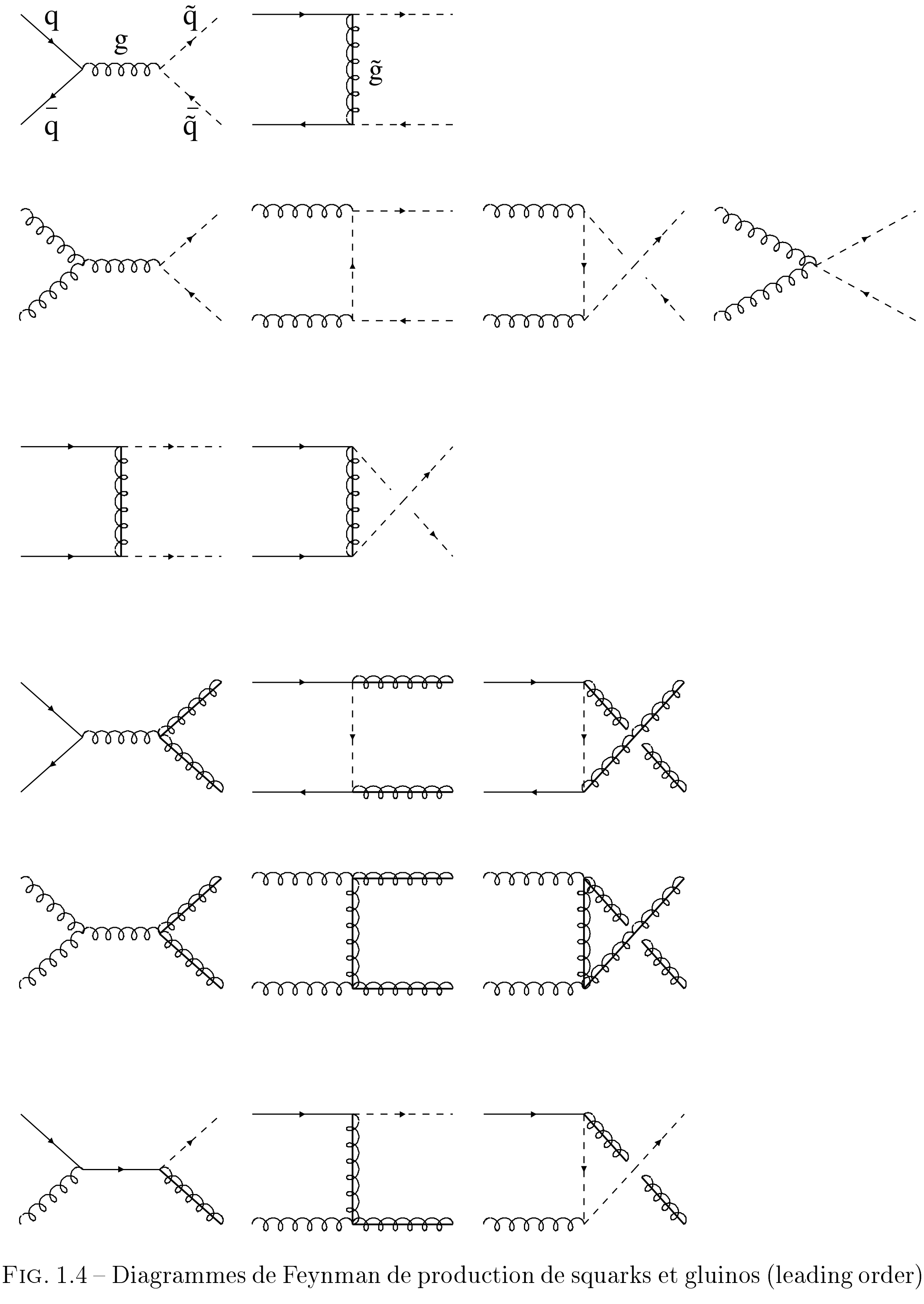


FIG. 1.4 – Diagrammes de Feynman de production de squarks et gluinos (leading order).

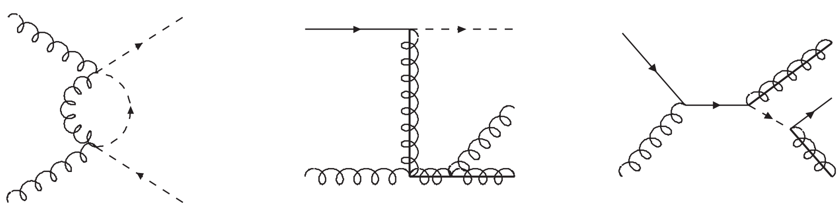


FIG. 1.5 – Exemples de diagrammes de Feynman de production de squarks et gluinos (next to leading order).

que de la masse du squark que l'on prend égale à la moyenne des huit squarks (chiralité L et R) des deux premières familles. Les masses des stops pouvant être très différentes des autres squarks, ils n'entrent pas dans cette moyenne et leur section efficace de production n'est pas prise en compte dans notre calcul, bien que cela soit possible. En effet, la recherche des stops fait l'objet d'une analyse séparée en général. Dans certaines régions de l'espace des paramètres, en particulier à grand $\tan\beta$, la masse du sbottom est aussi assez différente de celles des squarks de première et deuxième génération. Pour ces points, il faudrait se limiter aux deux premières générations. Le calcul des masses des squarks et gluinos à basse énergie à partir des cinq paramètres du modèle mSUGRA est fait en utilisant ISAJET. La figure 1.6 présente l'évolution de la section efficace totale de production dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ (avec $A_0 = 0$, $\mu < 0$ et $\tan\beta = 2$ choisis pour pouvoir comparer ces résultats avec les publications du Run I). La figure 1.7 différencie les sections efficaces de production $\tilde{q}\bar{\tilde{q}}$, $\tilde{g}\tilde{g}$, $\tilde{q}\tilde{g}$ et $\tilde{q}\tilde{q}$ et présente leurs évolutions en fonction de la masse du $\tilde{q}$, du $\tilde{g}$ pour un choix de paramètres donnant $\tilde{q} = \tilde{g}$ ($\sqrt{s} = 1.96\,\mathrm{TeV}$). La comparaison avec le calcul des sections efficaces LO est également donnée. Le calcul NLO utilise les densités de partons CTEQ5M alors que le calcul LO utilise CTEQ5L. Les sections efficaces de production sont donc de l'ordre de quelques picobarns pour des masses allant jusqu'à 300 GeV. Les corrections NLO ne sont pas négligeables en général et apportent une contribution positive aux sections efficaces.

1.7.2 Désintégration

Les désintégrations des $\tilde{q}$ et des $\tilde{g}$ dépendent de leur couplage électrofaible et également du mélange dans les secteurs des neutralinos et des charginos.

Si $m_{\tilde{q}} > m_{\tilde{g}}$, le squark se désintègre en deux particules : $\tilde{q} \to \tilde{g}q$ par interaction forte. Puis le gluino peut se désintégrer de plusieurs façons, $\tilde{g} \to q\bar{q}\chi^0$, $\tilde{g} \to q\bar{q}'\chi^{\pm}$, ou encore $\tilde{g} \to t\tilde{t}^{\star}$ ou $\bar{t}\tilde{t}$ (idem avec $\tilde{b}$) si ce canal est permis cinématiquement [5]. Le gluino a aussi la possibilité de se désintégrer via un diagramme à une boucle, $\tilde{g} \to g\chi^0$.

[5]Deux autres désintégrations du gluino sont possibles quoiqu'elles demandent un choix de paramètres très particulier dans mSUGRA : $\tilde{g} \to \tilde{t}Wb$ et $\tilde{g} \to \tilde{t}\bar{c}$ [25]. Dans le premier cas, il faut que le canal soit cinématiquement ouvert et qu'en même temps le top ne soit pas sur sa couche de masse ($t \to Wb$) et le deuxième cas demande un changement de saveur qui dépend de la matrice de masse. Ces désintégrations ne sont probablement pas présentes dans Pythia.

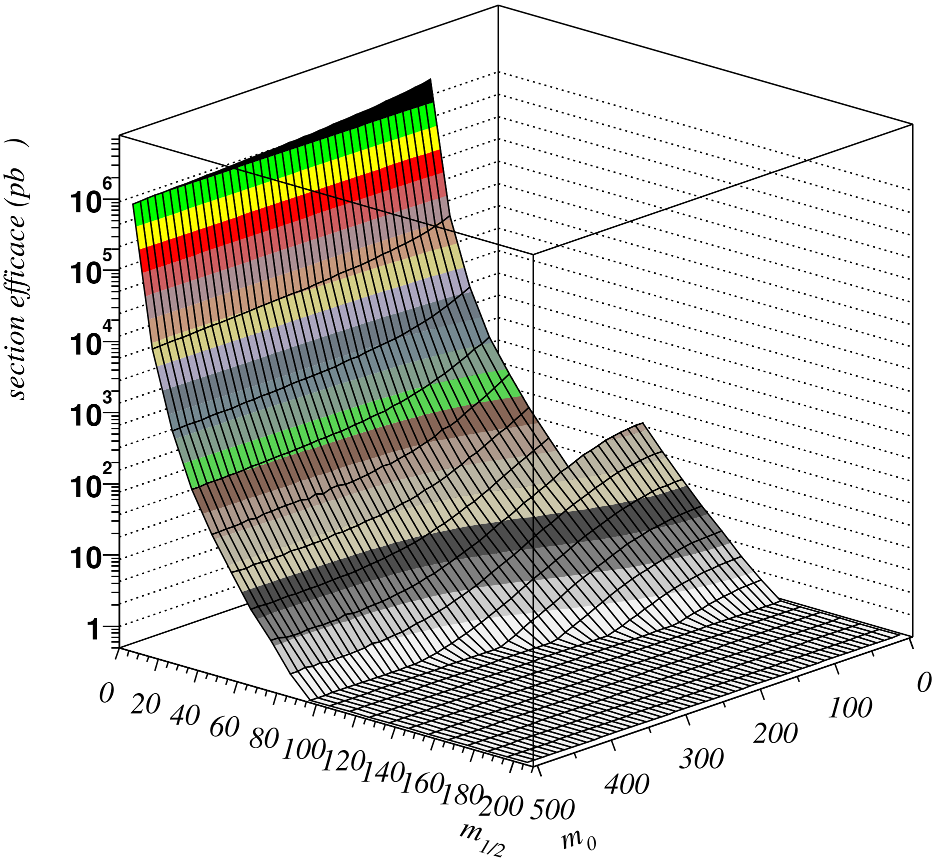


FIG. 1.6 – Section efficace totale NLO de production ($\tilde{q}\bar{\tilde{q}}$, $\tilde{g}\tilde{g}$, $\tilde{q}\tilde{g}$ et $\tilde{q}\tilde{q}$) en fonction de $(m_0, m_{1/2})$ ($\sqrt{s} = 1.96$ TeV).

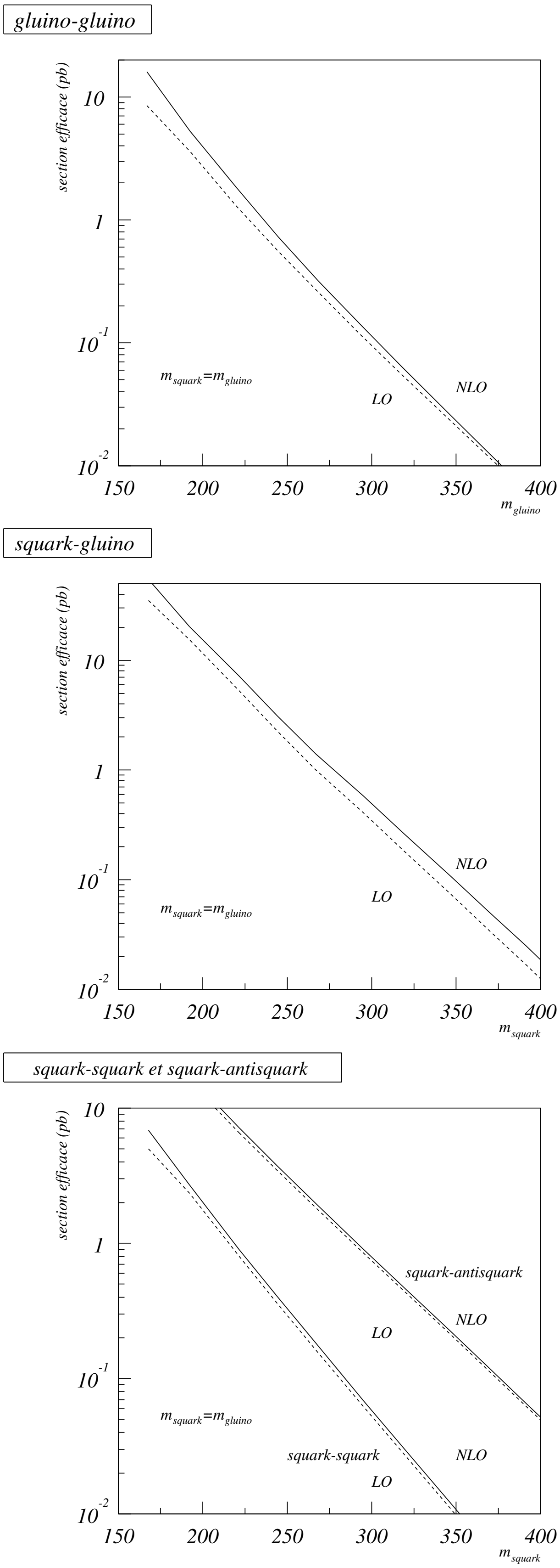


Fig. 1.7 – Sections efficaces de production LO et NLO (densité de partons CTEQ5L et CTEQ5M respectivement) $\tilde{g}\tilde{g}$, $\tilde{q}\tilde{g}$, $\tilde{q}\bar{\tilde{q}}$ et $\tilde{q}\tilde{q}$ en fonction de $\tilde{q}$ ou $\tilde{g}$. On a toujours ici $\tilde{q} = \tilde{g}$ ($\sqrt{s} = 1.96\,\mathrm{TeV}$).

En revanche, si $m_{\tilde{q}} < m_{\tilde{g}}$, c'est cette fois le gluino qui se désintègre en deux particules : $\tilde{g} \to \tilde{q}q$. Les squarks se désintègrent quelle que soit leur chiralité comme $\tilde{q}_{L,R} \to q\chi^0$ ou encore comme $\tilde{u}_L \to d\chi^+$ et $\tilde{d}_L \to u\chi^-$ où cette fois la réaction dépend de la chiralité du squark initial. Ici, comme dans le paragraphe précédent, χ^0 et $\chi^\pm$ désignent respectivement un neutralino et un chargino quelconque.

On voit donc que la signature finale dépend des désintégrations des charginos et des neutralinos. Si les sleptons (ou les squarks) sont suffisamment légers, ils se désintègreront en lepton+slepton (ou quark+squark). De plus, comme en général, les sleptons sont plus légers que les squarks, la désintégration en slepton+lepton est favorisée. Enfin, les neutralinos ou les charginos peuvent se désintégrer en neutralino ou chargino plus léger. L'autre produit de désintégration est alors un Higgs ou un boson de jauge de la symétrie électrofaible. Notons que si une désintégration à deux particules n'est pas cinématiquement possible, les charginos et les neutralinos auront alors une désintégration à trois corps ($\chi^\pm \to \chi^0 f\bar{f}'$ et $\chi^0_i \to \chi^0_j f\bar{f}$ où f est un quark ou un lepton) mais dès qu'une désintégration à deux particules est ouverte, elle est favorisée [26].

De l'énergie transverse manquante (due aux deux LSP) et de multiples jets et/ou leptons sont la signature typique d'événements squarks et gluinos. On ne s'intéresse ici qu'aux événements dont la signature ne contient que des jets et aucun lepton. Notons que la désintégration en trois corps du gluino produira une plus grande multiplicité de particules (donc de jets) que la désintégration du squark en quark LSP. Mais dans le premier cas, la LSP devra partager l'énergie avec plus de particules et on aura donc moins d'énergie transverse manquante. Le paragraphe suivant illustre ces différentes topologies en fonction des valeurs de m_0 et $m_{1/2}$. La figure 1.8 présente des exemples de désintégration de squark et gluino.

1.7.3 Topologie du signal dans le plan $(m_0, m_{1/2})$

Les caractéristiques du signal squarks et gluinos avec énergie transverse manquante et jets (sans leptons isolés) varient suivant l'endroit où l'on se situe dans le plan $(m_0, m_{1/2})$. La production majoritaire dépend des masses relatives du squark et du gluino. La masse du gluino ne dépend au premier ordre que de $m_{1/2}$ alors que celle des squarks dépend de $m_{1/2}$ et de m_0. A grand m_0, les squarks sont lourds et contribuent peu à la section efficace totale. Pour des $m_{1/2}$ et m_0 modérés, au contraire, la production de squarks domine. Cinq points représentatifs du plan ont été choisis pour illustrer ces différents cas :

$$(m_0, m_{1/2}) = (100, 100),\ (150, 90),\ (400, 90),\ (400, 60),\ (500, 60)$$

La transition ($m_{\tilde{q}} \approx m_{\tilde{g}}$) se fait au point $(150, 90)$.

Quand les squarks dominent la production, le squark de chiralité R se désintègre directement. Le signal comprendra moins de jets (figure 1.9), mais ils seront plus énergétiques (figures 1.10, 1.11 et 1.12). Le signal aura aussi beaucoup d'énergie transverse manquante (figure 1.13) comparé aux événements où la production de gluinos dominent. En effet, les gluinos se désintégreront préférentiellement à travers des cascades. On aura

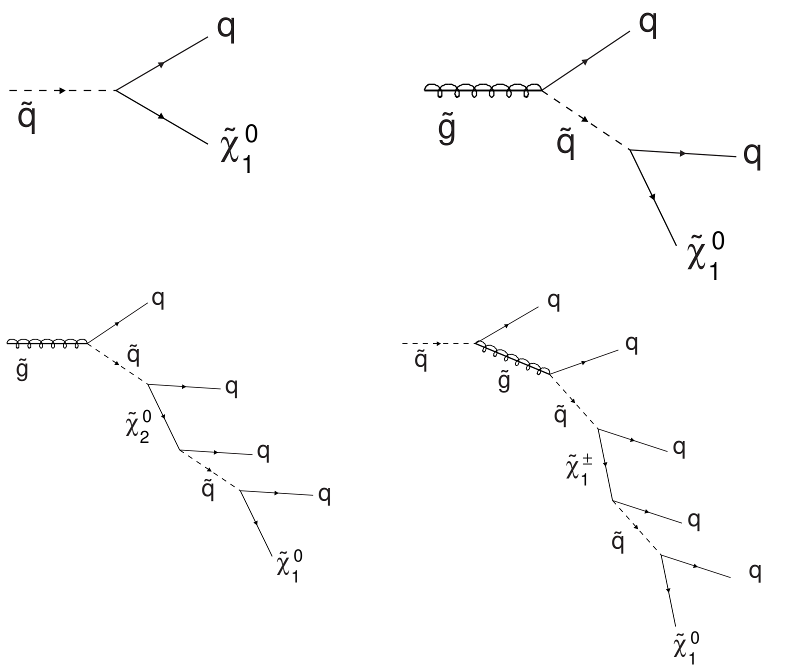


FIG. 1.8 – Exemples de désintégration directe (en haut) de squarks et gluinos. Le squark se désintègre ici directement en jet et LSP et le gluino se désintègre via un squark en deux jets et LSP. Exemples de désintégration en cascade (en bas) de squarks et gluinos.

alors plus de jets (figure 1.9) mais moins énergétiques (figures 1.10, 1.11 et 1.12). Il y aura également moins d'énergie transverse manquante (figure 1.13). Il y a un facteur deux entre les énergies transverses manquantes typiques du point $(100, 100)$ et du point $(500, 60)$. Les cinq points illustrent l'évolution entre les deux cas extrêmes $(100, 100)$ et $(500, 60)$ suivant le spectre des particules supersymétriques à cet endroit et les canaux ouverts. Notons que les jets (les deux plus énergétiques en particulier) sont le plus souvent centraux et que la distribution en η des jets ne dépend pas du point du plan considéré (figure 1.14).

1.7.4 Limite actuelle

La limite la plus récente mise sur les masses des squarks et des gluinos dans le modèle mSUGRA vient d'une analyse de CDF [28]. Cette analyse est basée sur les données du Run I ($\sqrt{\mathrm{s}} = 1.8\,\mathrm{TeV}$) pour une luminosité intégrée de $84\,\mathrm{pb}^{-1}$. La figure 1.16 présente les résultats obtenus dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ et dans le plan $(m_{\tilde{\mathrm{g}}}, m_{\tilde{\mathrm{g}}})$. Des masses de gluino inférieures à $195\,\mathrm{GeV}$ quelle que soit la masse des $\tilde{\mathrm{q}}$ sont exclues ainsi que des masses de gluino inférieures à $300\,\mathrm{GeV}$ lorsque l'on se place dans le cas où $m_{\tilde{\mathrm{q}}} \approx m_{\tilde{\mathrm{g}}}$. La forme de la limite peut se comprendre lorsque l'on sait que la masse de la LSP augmente en même temps que la masse du gluino. Lorsque la LSP est très lourde, très peu d'énergie transverse manquante est produite lors de la désintégration des squarks (la production de squarks dominent ici car les gluinos sont très lourds). La résolution sur l'énergie transverse manquante du détecteur fixe la limite de sensibilité

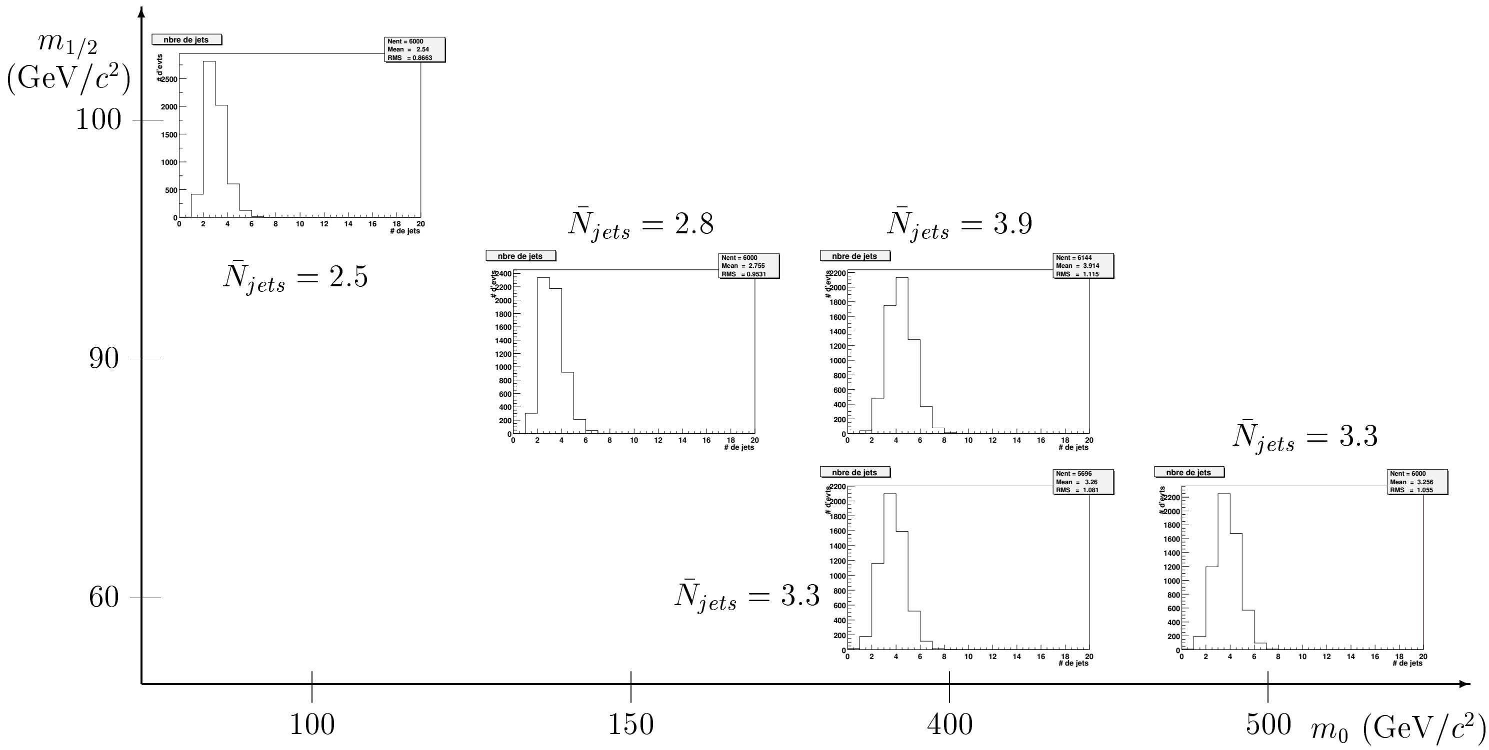


FIG. 1.9 – Nombre de jets de plus de 25 GeV pour cinq points du plan $(m_0, m_{1/2})$ ((100, 100), (150, 90), (400, 90), (400, 60), (500, 60), $\mu < 0$, $\tan\beta = 2$ et $A_0 = 0$).

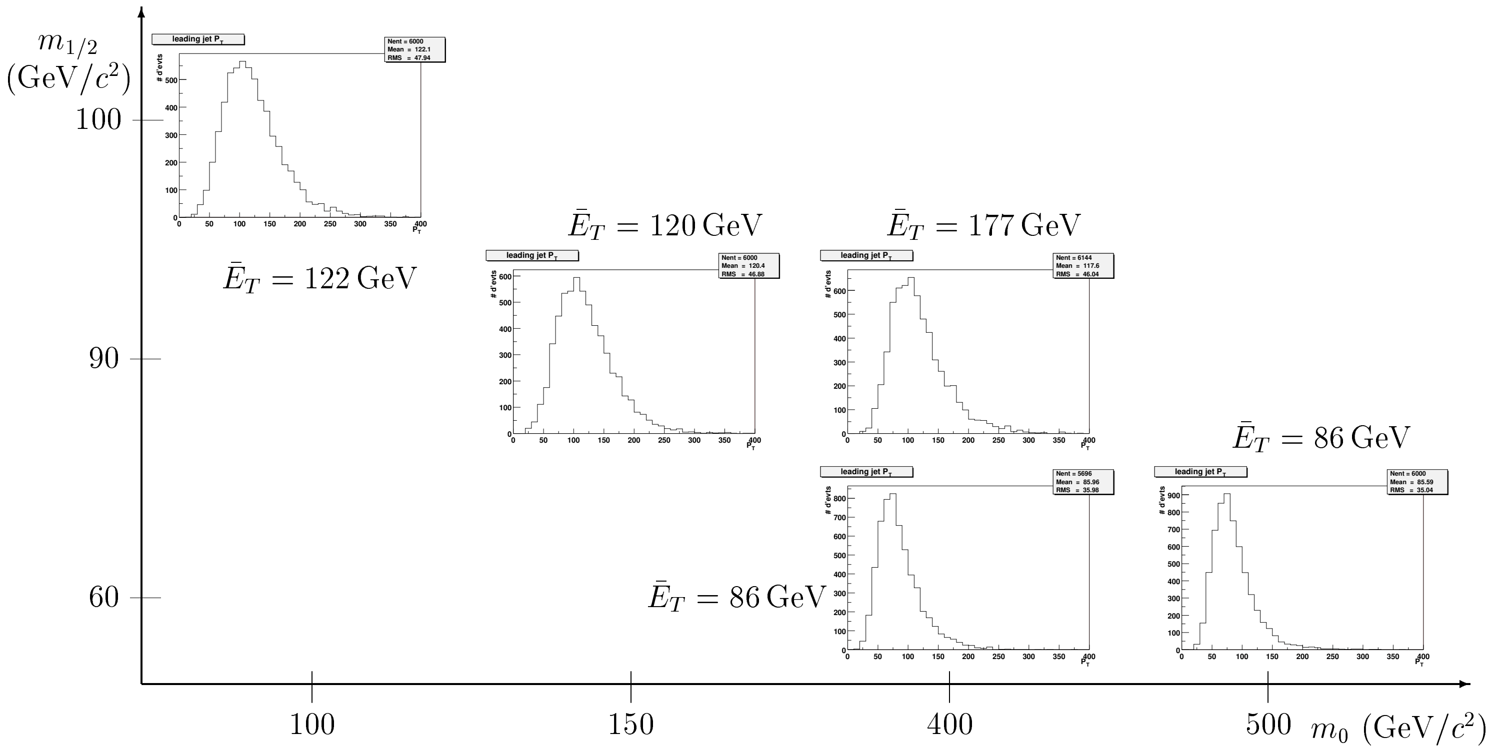


FIG. 1.10 – E_T du jet le plus énergétique pour cinq points du plan $(m_0, m_{1/2})$, $((100,100)$, $(150,90)$, $(400,90)$, $(400,60)$, $(500,60)$, $\mu < 0$, $\tan\beta = 2$ et $A_0 = 0)$.

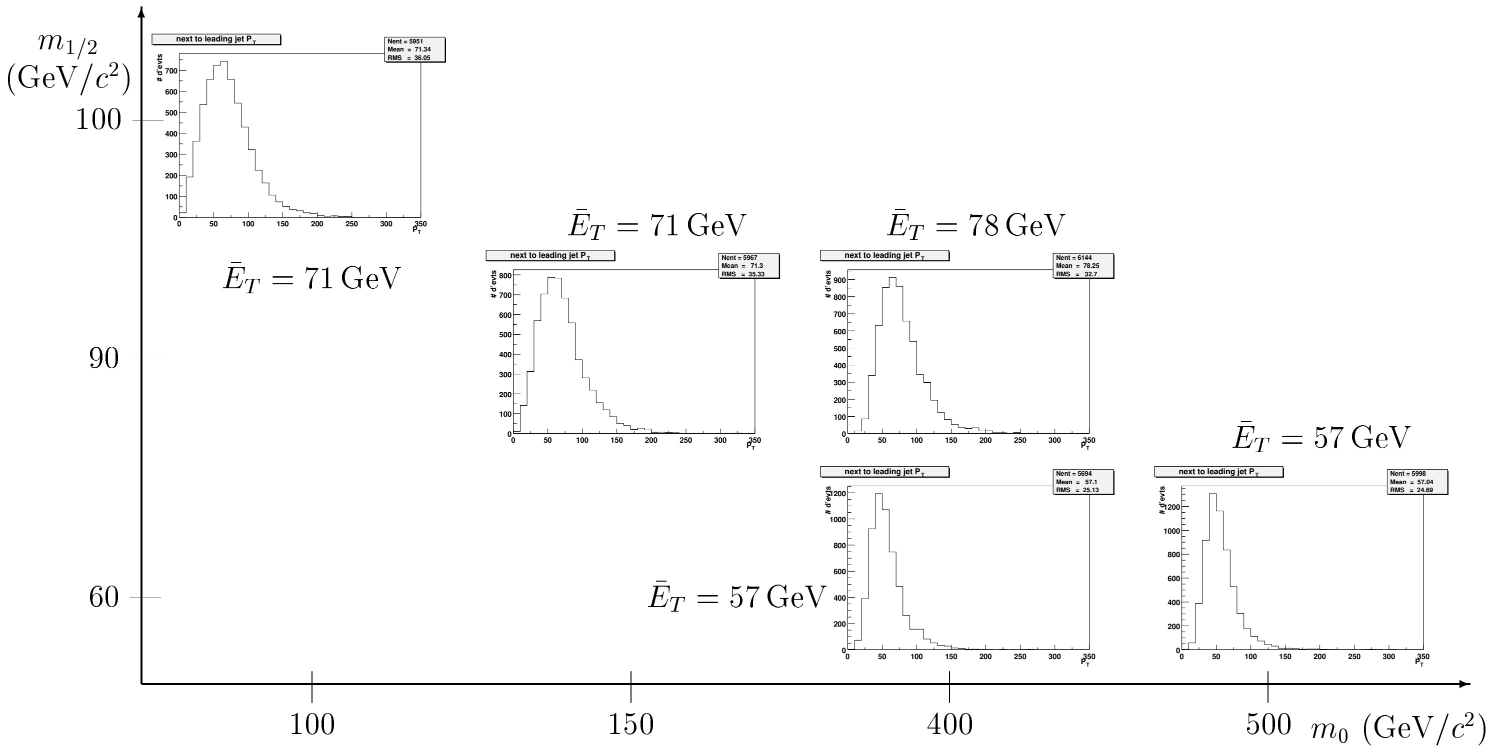


FIG. 1.11 – E_T du second jet le plus énergétique pour cinq points du plan $(m_0, m_{1/2})$, $((100, 100)$, $(150, 90)$, $(400, 90)$, $(400, 60)$, $(500, 60)$, $\mu < 0$, $\tan\beta = 2$ et $A_0 = 0)$.

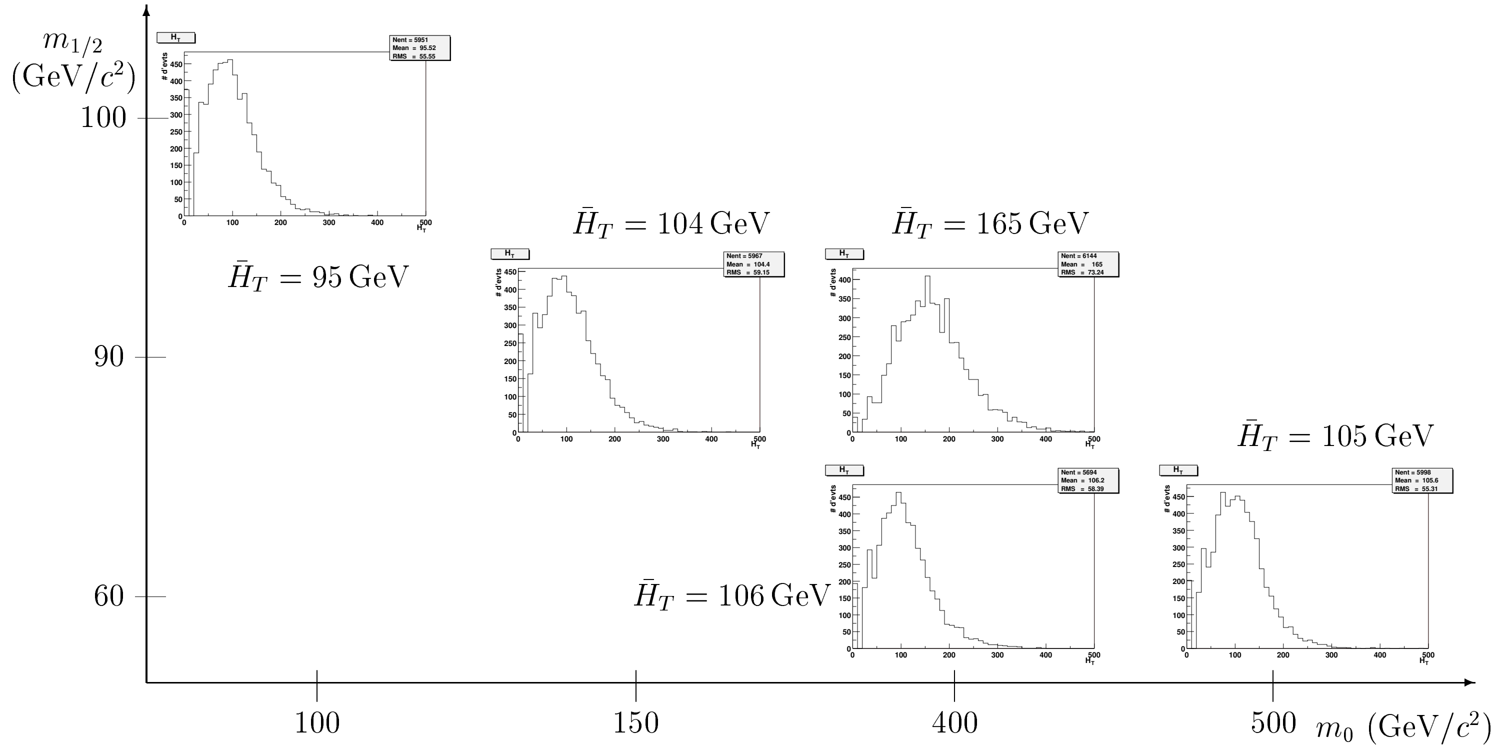


FIG. 1.12 – H_T pour cinq points du plan $(m_0, m_{1/2})$, ((100, 100), (150, 90), (400, 90), (400, 60), (500, 60), $\mu < 0$, $\tan\beta = 2$ et $A_0 = 0$). H_T est la somme des énergies transverses des jets de plus de 25 GeV de l'événement à l'exclusion du jet le plus énergétique. H_T est une variable discriminante pour différencier le signal du bruit de fond et sera utilisée dans le chapitre 7 mais varie relativement peu dans l'espace des paramètres.

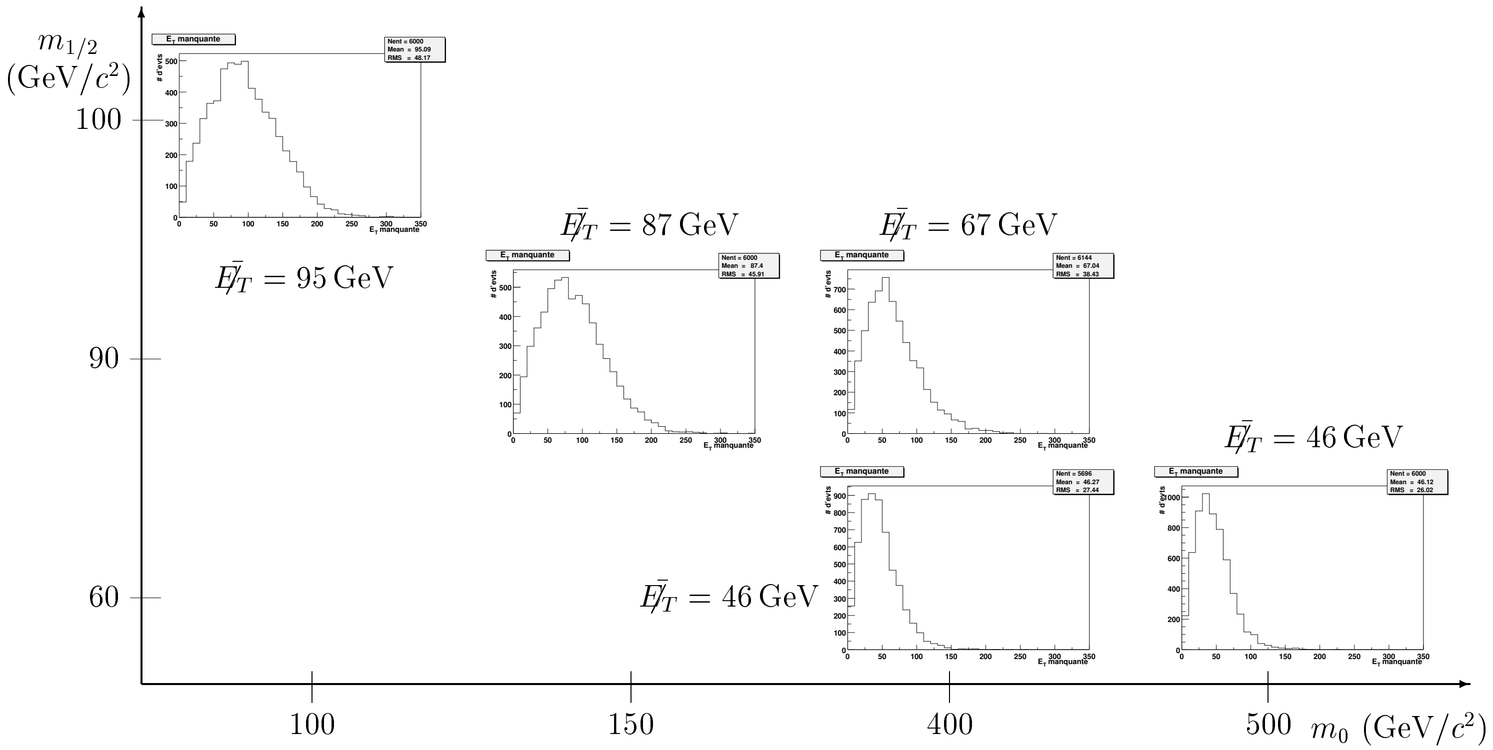


FIG. 1.13 – Energie transverse manquante pour cinq points du plan $(m_0, m_{1/2})$, $((100, 100)$, $(150, 90)$, $(400, 90)$, $(400, 60)$, $(500, 60)$, $\mu < 0$, $\tan\beta = 2$ et $A_0 = 0)$.

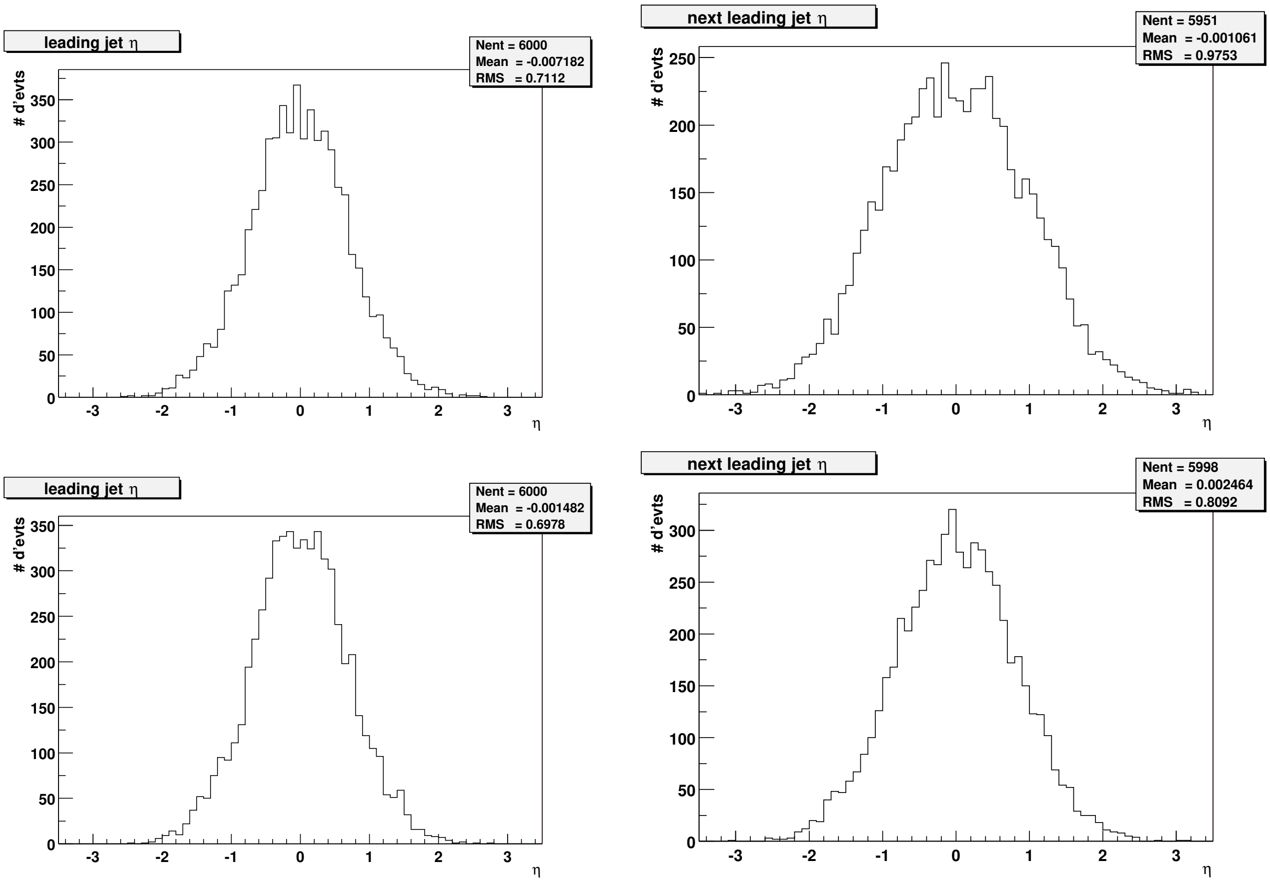


FIG. 1.14 – Distribution de η du jet le plus énergétique (à gauche) et du second jet le plus énergétique (à droite). Les figures du haut concernent le point $(100, 100)$ du plan $(m_0, m_{1/2})$, et celles du bas le point $(500, 60)$, c'est-à-dire les deux points extrêmes parmi les cinq points choisis précédemment.

de la recherche de squarks et gluinos dans ce secteur du plan $m_{\tilde{q}} \approx m_{\tilde{g}}$. La figure 1.16 à droite donne également des limites antérieures d'autres expériences que CDF.

J'ai choisi de ne pas considérer la signature en jets, énergie transverse manquante et deux leptons qui, en général, fait l'objet d'une analyse séparée car les bruits de fond sont différents. Comme on l'a vu, lors d'une désintégration en cascade en chargino ou neutralino, ce dernier peut se désintégrer en électron ou muon. Le contour d'exclusion le plus récent de DØ Run I basé sur cette signature est donné figure 1.15 dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ pour $\mu < 0$, $A_0 = 0$ et $\tan\beta = 2$ pour une luminosité intégrée de $\approx 100\,\mathrm{pb}^{-1}$ (trait pointillé) [27]. Le trou vertical que présente le contour aux environs de $m_0 = 80\,\mathrm{GeV}$ vient de la désintégration en trois corps du χ_2^0 en neutrinos qui domine dans cette région. L'analyse n'est alors plus sensible mais cette désintégration invisible du χ_2^0 ne domine plus à plus grand $\tan\beta$. Les limites d'exclusion atteintes par ce canal sont dans la même gamme que celles atteintes par les recherches en signature avec énergie transverse manquante et jets uniquement. En effet, même si demander deux leptons réduit considérablement le bruit de fond, notamment le bruit de fond expérimental, les rapports d'embranchement leptoniques et donc la sensibilité de l'analyse dépendent fortement du choix des paramètres de mSUGRA. A petit m_0, le fait que les rapports d'embranchement leptoniques sont favorisés pour les neutralinos car les sleptons ont des masses faibles ne se répercute pas sur la limite atteinte par cette analyse car la désintégration des squarks R en cascade est très défavorisée et donc seuls les squarks L contribuent au signal. A grand m_0, le χ_2^0 retrouve des rapports d'embranchement leptoniques comparables à ceux du Z, donc relativement faibles.

De plus, dans un modèle aussi contraint que mSUGRA, les limites de LEP, en particulier celles venant du Higgs et des recherches de charginos, neutralinos et sleptons permettent d'exclure de grandes régions dans l'espace des paramètres. En particulier, la recherche du Higgs exclut pratiquement $\tan\beta = 2$. Même si l'on permet une non universalité des termes de brisure pour le Higgs pour échapper à cette contrainte, les limites sur les charginos à grand m_0 se traduisent par $m_{\tilde{g}} \gtrsim 300\,\mathrm{GeV}$, à la limite de sensibilité du Run II. La figure 1.17 présente les domaines du plan $(m_0, m_{1/2})$ exclus par différentes analyses à LEP (pour $\mu < 0$, $A_0 = 0$ et $\tan\beta = 10$).

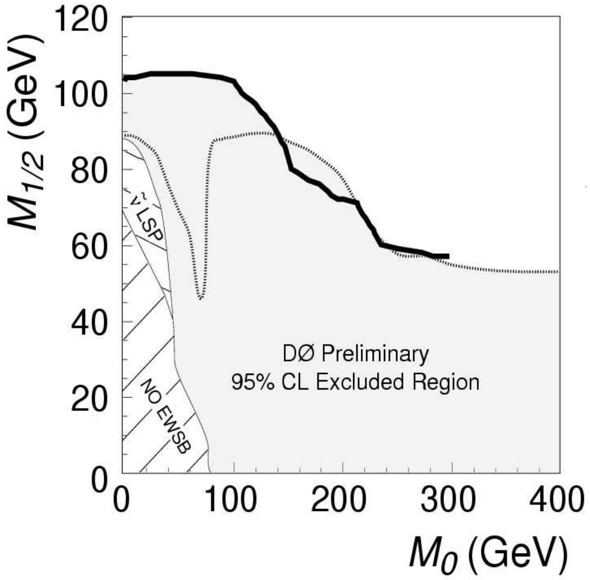


FIG. 1.15 – Contours d'exclusion les plus récents sur la masse des squarks et des gluinos dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ à 95% de degré de confiance et en utilisant la signature jets, énergie transverse manquante et di-leptons en pointillé et la signature jets et énergie transverse manquante en trait plein ($\mu < 0$, $A_0 = 0$ et $\tan\beta = 2$).

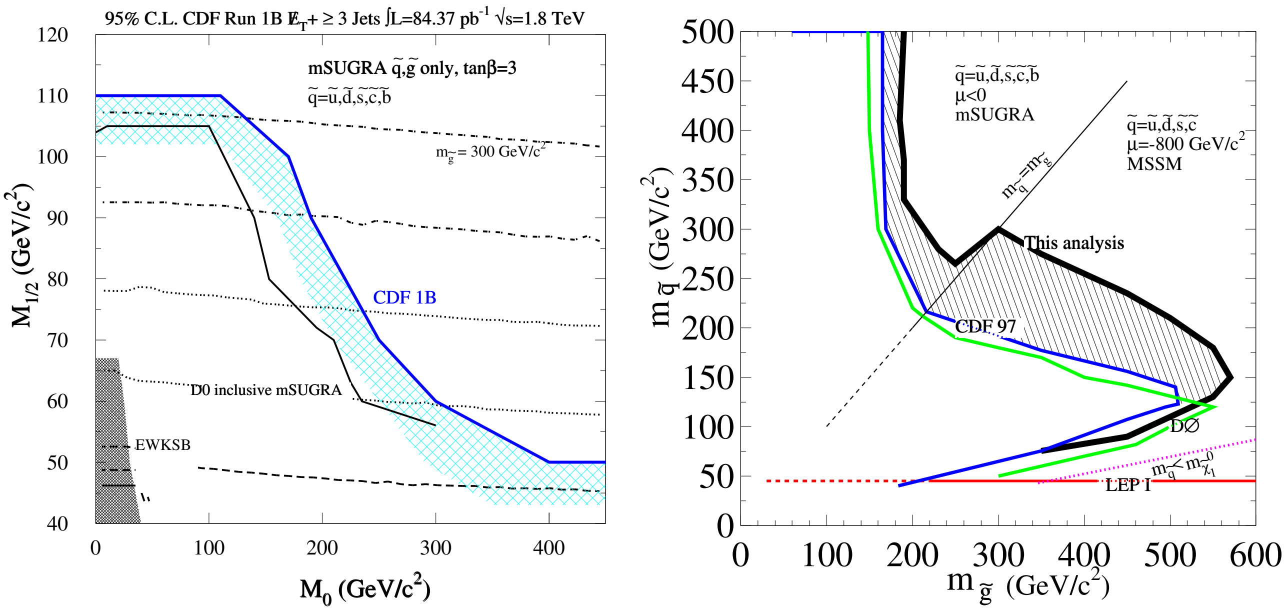


FIG. 1.16 – Limite actuelle à 95% de degré de confiance dans les plans $(m_0, m_{1/2})$ et $(m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{g}})$ pour $\tan\beta = 3$ [28]. Des limites précédentes sont également indiquées (CDF, DØ et LEP1).

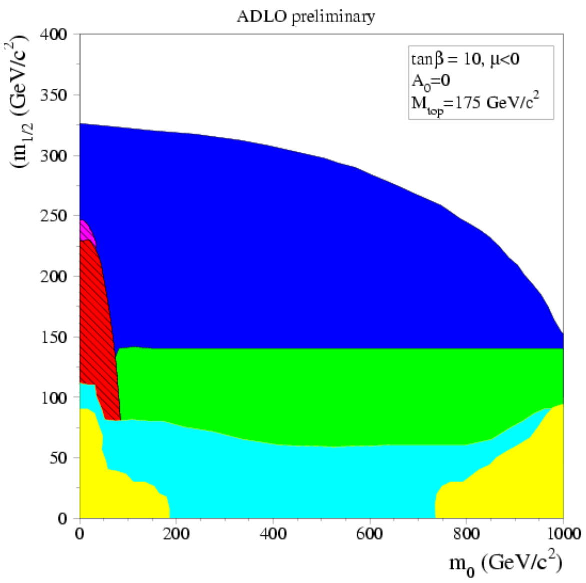


FIG. 1.17 – Domaines du plan $(m_0, m_{1/2})$ exclus à LEP ($\mu < 0$, $A_0 = 0$ et $\tan\beta = 10$). La zone jaune est exclue théoriquement, la zone bleu clair est en désaccord avec les mesures des paramètres électrofaibles à LEP1, la zone verte est exclue par les recherches de charginos, la zone rouge est exclue par les recherches de sleptons ou de staus, la zone bleu foncé est exclue par la recherche de hZ et la zone magenta est exclue par la recherche de particules chargées lourdes stables appliquée aux staus.

Chapitre 2

Accélérateur et Détecteur

Le TeVatron est le collisionneur proton-antiproton le plus puissant au monde. Il fait $2\,km$ de diamètre et est situé à FNAL[1] près de Chicago aux Etats-Unis. Il a fonctionné de 1992 à 1996 à une énergie de 1800 GeV dans le centre de masse avec une brève période de prise de données à une énergie de 630 GeV dans le centre de masse. Cette période est connue sous le nom de Run I. Deux détecteurs, CDF et DØ, se trouvent sur l'anneau respectivement aux deux points de collisions BØ et DØ. A partir de 1996, le TeVatron a été arrêté pendant une longue période qui a permis d'améliorer considérablement l'accélérateur comme les deux détecteurs. Dans ce chapitre, les améliorations apportées à l'accélérateur sont détaillées. Celles apportées à DØ sont abordées dans une deuxième partie. Le redémarrage a eu lieu en mars 2001 pour une période appelée Run II qui se poursuivra jusqu'au moment où le TeVatron ne sera plus compétitif devant le LHC.

2.1 L'accélérateur

Une vue d'ensemble du complexe d'accélérateurs de Fermilab est donnée figure 2.1. Les points d'interaction et le sens de circulation des protons et des antiprotons sont également indiqués. Lors de la première étape de production des protons, les ions H^- passent par l'accélérateur Cockcroft-Walton puis traversent le linac au bout duquel ils sont transformés en protons. Ils sont d'abord accélérés par le booster puis envoyés dans l'injecteur principal, et enfin une partie est injectée dans le TeVatron. L'autre partie sert à la production d'antiprotons. Après l'injecteur principal, ces derniers sont donc envoyés vers la source d'antiprotons. Puis les antiprotons produits traversent le "débuncheur" et l'accumulateur avant d'être envoyés vers l'injecteur principal qui les envoie vers le TeVatron. Les antiprotons peuvent être récupérés après un cycle de collision dans le TeVatron. Dans ce cas, ils sont renvoyés vers l'injecteur principal qui les injecte dans le recycleur. Ils recommencent alors le cycle débuncheur, accumulateur, injecteur principal et TeVatron.

La première différence entre le Run I et le Run II est l'énergie dans le centre de masse. Celle-ci a été portée à 1960 GeV. Il s'agit donc de la plus haute énergie atteinte par un collisionneur à ce jour et jusqu'à l'achèvement du LHC. A l'origine, le TeVatron

[1]Fermi National Accelerator Laboratory

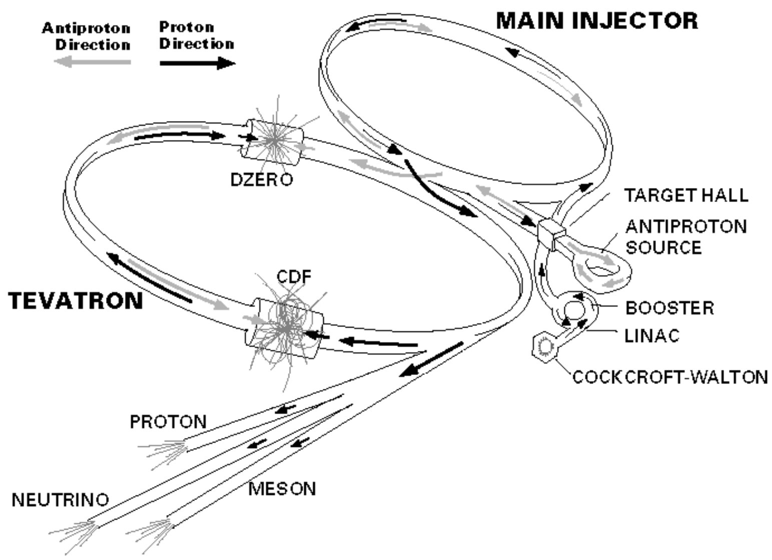


FIG. 2.1 – Ensemble du complexe d'accélérateurs de Fermilab. L'emplacement de CDF et DØ sur l'anneau du TeVatron est indiqué.

a été construit pour une luminosité nominale de $1. \times 10^{30}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. Toutefois la luminosité maximale instantanée a été de l'ordre de $1. \times 10^{31}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ au cours du Run I. Le Run II se déroulera en deux phases, le Run IIa et le Run IIb avec une interruption de six mois, pour permettre notamment de remplacer le détecteur de vertex et procéder aux améliorations de la machine. L'objectif fixé est une luminosité maximale de $0.9 \times 10^{32}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ par expérience et une luminosité intégrée de l'ordre de $2\,\mathrm{fb}^{-1}$ en deux années pour le Run IIa. Puis la montée progressive en luminosité à $5. \times 10^{32}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ pour le Run IIb, permettra finalement de totaliser $15\,\mathrm{fb}^{-1}$ par expérience [29]. Pour une introduction des concepts des accélérateurs, on peut voir [30] et [31], pour une vue très complète des améliorations apportées aux accélérateurs de FNAL pour le Run II.

La luminosité se calcule de la façon suivante d'après les paramètres de la machine :

$$\mathcal{L} = \frac{N_{\mathrm{p}} N_{\bar{\mathrm{p}}} f_0}{2\pi(\sigma_x^2 + \sigma_y^2)} \propto \frac{3\gamma f_0 N_{\mathrm{p}} N_{\bar{\mathrm{p}}}}{\beta^*(\epsilon_{\mathrm{p}} + \epsilon_{\bar{\mathrm{p}}})}$$

où

- N_{p} (respectivement $N_{\bar{\mathrm{p}}}$) est le nombre de protons (respectivement d'antiprotons)
- $\gamma = E/m_{\mathrm{p}}$
- f_0 est la fréquence de révolution
- σ_x (respectivement σ_y) est la taille du faisceau suivant x (respectivement y)
- ϵ_{p} (respectivement $\epsilon_{\bar{\mathrm{p}}}$) est l'émittance du faisceau de protons (respectivement d'anti-protons)
- $\sigma^2 = \frac{\epsilon\beta^*}{6\pi\gamma}$

La luminosité augmente avec le nombre de protons et d'antiprotons et diminue avec la taille des faisceaux ou leur émittance. Le TeVatron est limité par le nombre d'antipro-

RUN	Ib (1993-95) (6 × 6)	II (36 × 36)	II (121 × 103)	
nbre de p/bunch	2.3×10^{11}	2.7×10^{11}	2.7×10^{11}	
nbre de $\bar{\mathrm{p}}$/bunch	5.5×10^{10}	$3. \times 10^{10}$	$1. \times 10^{11}$	
nbre de total de $\bar{\mathrm{p}}$	3.3×10^{11}	1.1×10^{12}	1.1×10^{12}	
taux de production de $\bar{\mathrm{p}}$	$6. \times 10^{10}$	$1. \times 10^{11}$	5.2×10^{11}	h^{-1}
émittance des p	23π	20π	20π	mm − mrad
émittance des $\bar{\mathrm{p}}$	13π	15π	15π	mm − mrad
énergie des faisceaux	900	1000	1000	GeV
nbre de paquets de p	6	36	103	
nbre de paquets de $\bar{\mathrm{p}}$	6	36	121	
longueur d'un paquet (rms)	0.6	0.37	0.37	m
angle de croisement	0	0	136	μrad
luminosité	0.16×10^{32}	0.86×10^{32}	5.2×10^{32}	$\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$
luminosité intégrée	3.2	17.3	105	pb^{-1}/semaine
temps entre les croisements	~ 3500	396	132	ns
nbre d'interactions par croisement	2.5	2.3	4.6	

TAB. 2.1 – Les paramètres principaux du TeVatron et leur évolution du Run I au Run II

tons et par l'effet faisceau-faisceau qui a tendance à augmenter l'émittance, en effet le faisceau de protons produit un champ électrique qui distord le faisceau d'antiprotons et réciproquement. Cela tend à élargir la taille des deux faisceaux.

Les stratégies choisies pour améliorer le TeVatron sont d'augmenter le nombre de protons (augmenter l'intensité du faisceau), d'augmenter le nombre d'antiprotons (nouvelle chaîne de production et recyclage en fin de période de collision) et d'augmenter l'énergie des faisceaux pour atteindre 2 TeV dans le centre de masse.

Ces choix entraînent des conséquences majeures sur les paramètres de la machine : la réduction du temps entre les croisements de 3.5 μs à 396 ns puis 132 ns, et par suite l'augmentation du nombre de paquets. Ce dernier point est nécessaire pour réduire le nombre d'interactions de basse énergie par croisements qui sont sources de bruit dans les détecteurs. Le nombre moyen d'interactions par croisement, n est égal à $\mathcal{L} \times \sigma \times T$ où $\mathcal{L}$ est la luminosité, σ est la section efficace $\mathrm{p} - \bar{\mathrm{p}}$ visible (c'est-à-dire la section efficace enregistrée par les compteurs de luminosité) et T le temps entre deux croisements. Pour ne pas augmenter le nombre d'interactions par croisement en même temps que la luminosité, il faut nécessairement réduire le temps entre deux interactions. Le nombre d'interactions par croisement suit une loi de probabilité gaussienne. L'évolution des paramètres de la machine est résumée dans la table 2.1.

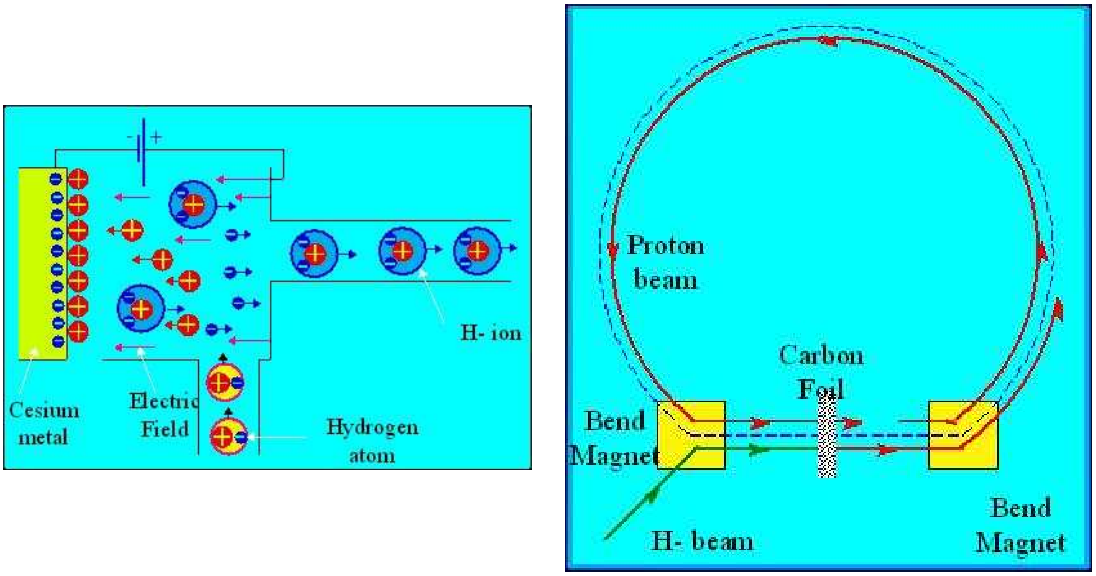


FIG. 2.2 – De gauche à droite : schéma expliquant la création d'ions H^- à partir d'atomes d'hydrogène, schéma expliquant la création de protons à partir d'ions H^-

2.1.1 La production de protons

Les protons sont produits à partir d'atomes d'hydrogène placés dans un champ électrique (figure 2.2 à gauche) [32]. Les ions H^- ainsi obtenus sont accélérés par un accélérateur Cockcroft-Walton jusqu'à atteindre l'énergie de 0.75 MeV, puis jusqu'à atteindre 400 MeV dans le linac, un accélérateur linéaire de 150 m de long. Une fois passés le linac, les ions H^- sont épluchés de leurs électrons par le passage à travers une feuille de carbone pour obtenir des protons. La feuille de carbone se trouve sur la première portion du booster (figure 2.2 à droite). Puis le booster accélère les protons jusqu'à 8 GeV. Ils sont alors injectés dans l'injecteur principal (Main Injector).

Le choix d'accélérer des ions H^- avant de les éplucher de leurs électrons plutôt que d'accélérer directement des protons, est motivé par le fait que la durée du paquet de H^- venu du Linac (20 μs) est plus grande que le temps de révolution du booster (2.2 μs) [33]. Si dès le début, des protons étaient accélérés, il faudrait injecter des particules de même signe que celles qui circulent déjà dans le booster. Le faisceau serait perturbé. Dans la configuration réelle, les premiers ions H^- sortis du Linac et convertis en protons vont faire plusieurs tours de booster avant que l'ensemble des ions H^- contenu dans le linac n'ait été converti en protons. Comme l'illustre la figure 2.2 à droite, les deux faisceaux, celui venant du booster et celui venant du linac doivent suivre le même chemin quelques mètres avant la feuille de carbone. Seuls deux faisceaux de charge opposée peuvent être déviés par un même aimant et suivre des chemins parallèles jusqu'à la feuille de carbone, lorsqu'ils viennent de direction à 45° l'une de l'autre. La traversée de la feuille de carbone ne perturbe pas les protons.

2.1.2 L'injecteur principal

Il s'agit d'un nouvel anneau synchrotron de 1 km de diamètre construit pour le Run II et achevé en 1999 [34]. Il a des performances supérieures à celles du Main Ring, l'injecteur du Run I mais aussi des fonctions en partie différentes :

- accélération des protons du booster jusqu'à 150 GeV et regroupement en paquets de 2.7×10^{11} particules
- accélération des protons du booster jusqu'à 120 GeV et regroupement en paquets de 2×10^{12} particules ; ces protons sont ensuite envoyés sur la cible de productions des antiprotons
- accélération des antiprotons du recycleur et de l'accumulateur jusqu'à 150 GeV et regroupement en paquets de 7×10^{10} particules pour l'injection dans le TeVatron
- décélération des antiprotons jusqu'à une énergie de 8 GeV avant d'être injectés dans le recycleur
- accélération des protons jusqu'à 120 GeV avant de les envoyer vers les expériences sur cibles fixes

Pour CDF et DØ, il est bénéfique que l'injecteur ne soit plus dans le tunnel du TeVatron pour réduire le bruit et le temps mort lors des phases d'injection. Notons qu'au Run I, l'anneau d'injection principal, le Main Ring, était dans le même tunnel que le TeVatron et traversait une région du calorimètre hadronique de DØ.

2.1.3 Le recycleur

Le recycleur est également une nouveauté du Run II [34]. Sa construction a été achevée depuis 1999, mais il n'entrera en service qu'en 2003. Il se trouve dans le même tunnel que l'injecteur principal et est équipé d'aimants permanents. Grâce au recycleur, on espère récupérer 1.5×10^{12} antiprotons du cycle précédant du TeVatron et multiplier par deux le nombre d'antiprotons disponibles pour les collisions et atteindre ainsi la luminosité maximale instantanée de $5 \times 10^{32}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. Le nombre d'antiprotons disponibles pour les collisions est l'un des facteurs limitant la luminosité que peut atteindre le TeVatron (cf. tableau 2.1). En effet, à la fin d'un cycle, la luminosité est limitée par la taille des faisceaux qui a augmenté du fait des interactions faisceau-faisceau. Il reste $\sim$ la moitié des $\bar{\mathrm{p}}$ initiaux. Le recycleur stocke les antiprotons venus de l'injecteur principal et les refroidit puis les injecte dans le “débuncheur”. En effet, les antiprotons recyclés sont réunis aux antiprotons qui viennent d'être produits et suivent le même chemin vers l'injecteur principal avant de rejoindre le TeVatron, c'est-à-dire qu'ils passent par le débuncheur et l'accumulateur. Le recycleur n'a pas d'injection directe dans l'injecteur principal. Le refroidissement dans le recycleur se fait de deux façons : le refroidissement stochastique qui est suffisant pour le Run IIa et le refroidissement par faisceau d'électrons qui devient indispensable au Run IIb à cause de l'intensité des faisceaux d'antiprotons. Ce dernier type de refroidissement est actuellement en cours de construction.

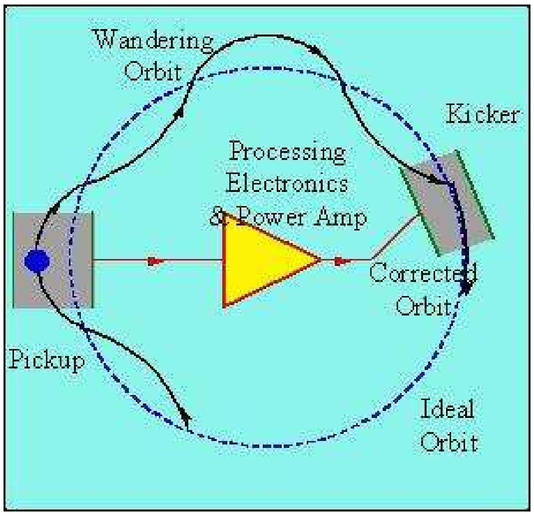


FIG. 2.3 – Illustration du refroidissement stochastique : détection de la dispersion du signal et correction inverse

2.1.4 Le refroidissement des anti-protons

Le refroidissement stochastique consiste à détecter à l'aide d'une électrode la dispersion du faisceau en énergie, ΔE, ou en position, Δx ou Δy, suivant ce que l'on cherche à corriger. Le signal est utilisé pour piloter des aimants correcteurs et on réitère le processus (figure 2.3). L'orbite ou l'énergie des particules est ainsi corrigé par rétroaction.

Le refroidissement par faisceau d'électrons consiste à faire diffuser un faisceau froid (de faible dispersion en énergie ou de grande densité) d'électrons sur les antiprotons jusqu'à atteindre l'équilibre thermique [36]. Les deux faisceaux voyagent pendant un certain temps parallèlement à la même vitesse puis le faisceau d'électrons est collecté. Pour des antiprotons de 8 GeV, l'énergie du faisceau d'électrons doit donc être de 4.8 MeV pour tenir compte de la différence de masse. La grande différence d'énergie entre les deux faisceaux fait qu'il est facile à l'aide d'un aimant de courber la trajectoire des électrons sans perturber le faisceau d'antiprotons. C'est ainsi que les électrons sont introduits et extraits du faisceau d'antiprotons. L'efficacité de refroidissement est liée l'intensité du faisceau d'électrons car il faut un grand nombre de diffusions pour refroidir les antiprotons.

2.1.5 La station-cible

La station cible permet de produire des antiprotons à partir du faisceau de protons à 120 GeV fourni par l'injecteur principal [35]. Les protons interagissent dans un disque de nickel de 10 cm de diamètre et 2 cm d'épaisseur. Lors du passage dans la cible, diverses particules sont produites dont quelques antiprotons, il faut donc les filtrer. Une lentille magnétique au lithium focalise les particules secondaires produites, puis

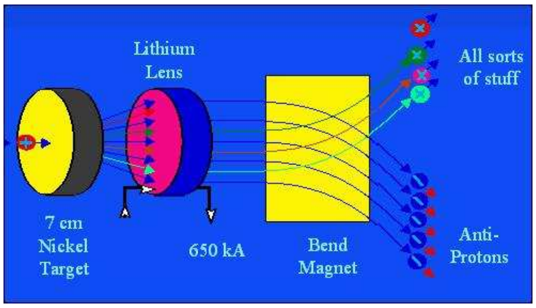


FIG. 2.4 – Schéma de la source d'antiprotons

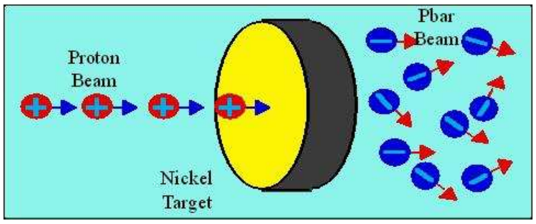


FIG. 2.5 – Schéma illustrant la production des antiprotons.

un aimant dipolaire permet de séparer les antiprotons de 8 GeV du reste des particules secondaires (figure 2.4). Le rendement de ce système est tel que 20 antiprotons sont produits quand on envoie 10^6 protons sur la cible de nickel. La conception des lentilles a été revue pour le Run II et l'efficacité de collection est 1.5 fois plus grande qu'au Run I. Les antiprotons que l'on produit ainsi sont très dispersés en énergie même si elle est centrée sur 8 GeV en revanche, ils sont produits par paquets, puisque le faisceau incident est pulsé, c'est pourquoi ils partent vers le débuncheur (figure 2.5).

2.1.6 Le "débuncheur" et l'accumulateur

Les antiprotons qui arrivent de la cible ou ceux qui arrivent du recycleur traversent successivement le débuncheur et l'accumulateur. La figure 2.6 présente un gros plan de ces deux anneaux en forme de triangle. Le débuncheur sert à réduire la dispersion en énergie des antiprotons. Comme ils ont des énergies différentes les antiprotons n'ont pas exactement le même parcours le long du triangle du débuncheur, les antiprotons les plus énergétiques ont la trajectoire la plus large comme l'illustre la figure 2.7. Paradoxalement, ce sont donc les antiprotons de plus grande énergie qui rencontrent la cavité radio-fréquence le plus tardivement. L'accélération qu'ils reçoivent à la traversée de la cavité n'est donc pas la même, les plus énergétiques reçoivent la plus faible accélération et les moins énergétiques la plus grande accélération. Ainsi, petit à petit, après plusieurs passages à travers la cavité, la dispersion en énergie du faisceau est réduite alors que le faisceau se disperse en temps, la situation de départ est inversée.

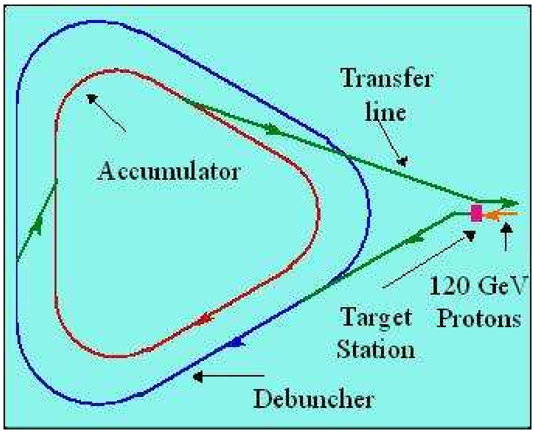


FIG. 2.6 – Agrandi de la zone où se trouvent le débuncheur et l'accumulateur

Le figure 2.8 illustre bien le processus qui transforme un faisceau pulsé donc collimé dans le temps mais dispersé en énergie en un faisceau continue en temps mais d'énergie mieux définie.

L'accumulateur, comme son nom l'indique, accumule les antiprotons qui sortent du débuncheur. Des cavités radio fréquences et un refroidissement stochastique gardent les antiprotons à l'énergie voulue et limitent la dispersion du faisceau pour pouvoir les injecter dans l'injecteur principal. On obtient 1.3×10^{12} antiprotons après huit heures d'un tel fonctionnement.

2.1.7 Le collisionneur TeVatron

Le TeVatron est le premier synchrotron supraconducteur. Il permet d'augmenter l'énergie de chacun des faisceaux de 150 GeV à 1000 GeV. Une fois cette énergie atteinte, les faisceaux sont utilisables de 8 à 10 heures dans des conditions normales de fonctionnement [37]. L'emploi d'aimants supraconducteurs à 3.6 K a été possible grâce à un système de cryogénie très important. Il y a 772 dipôles, 180 quadrupôles et 8 cavités radio-fréquences sur le parcours des protons et des antiprotons. Le nombre de paquets, le temps de croisement et l'angle d'inclinaison sont des paramètres qui évolueront au cours du Run II comme l'illustre le tableau 2.1. Il est indispensable d'introduire un angle entre les faisceaux lorsque l'on réduit le temps entre deux croisements à 132 ns même si cela limite le gain en luminosité. En effet à 132 ns, sans l'angle entre les faisceaux, il n'y a plus deux points d'interaction le long du TeVatron mais six comme l'illustre la figure 2.9. Les 136 μrad introduits entre les deux faisceaux permettent de s'affranchir de cette contrainte mais au prix d'un facteur deux dans le gain en luminosité par rapport aux mêmes paramètres de faisceaux se croisant frontalement [31].

Le TeVatron étant une machine à protons, la radioactivité qui entoure les faisceaux est importante. Cela a des conséquences sur les expériences. Lorsqu'il y a du faisceau, tout accès au détecteur est interdit. Toutes les interventions techniques envisagées pour des raisons de mauvais fonctionnement sont très contraintes par cette condition.

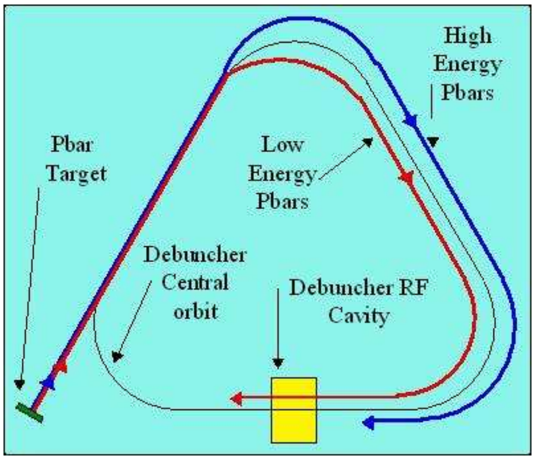


FIG. 2.7 – Schéma de principe de fonctionnement du débuncheur. La trajectoire des antiprotons les plus énergétiques est la plus longue.

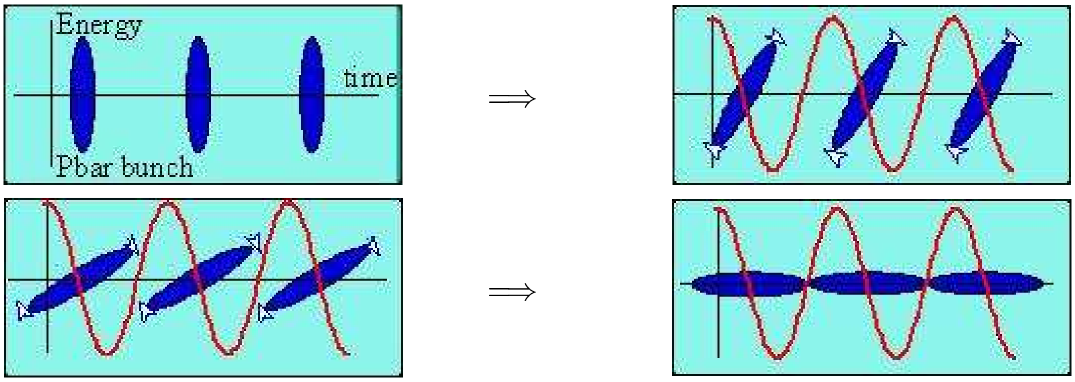


FIG. 2.8 – Schéma de l'évolution du faisceau de protons à travers le débuncheur en énergie en fonction du temps

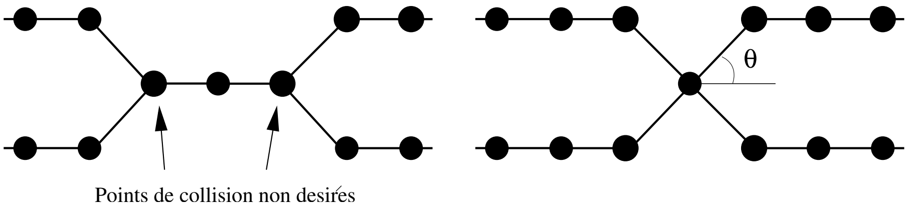


FIG. 2.9 – Les faisceaux lors d'une interaction lorsque le temps de croisement entre eux est réduit 132 ns sans introduire d'angle à gauche (configuration du Run IIa à 132 ns) et avec un angle entre les faisceaux à droite (configuration du Run IIb)

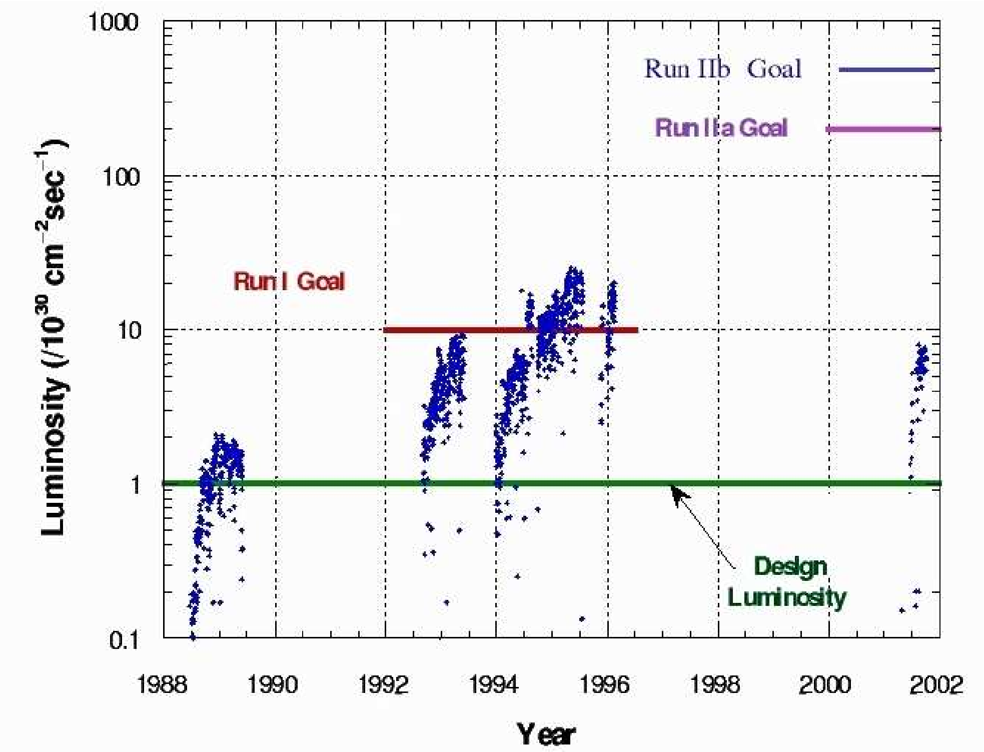


FIG. 2.10 – Evolution de la luminosité instantanée en fonction des années. Les objectifs du TeVatron pour les différentes périodes sont indiqués.

Le Run II a commencé officiellement le premier mars 2001. La figure 2.10 résume la luminosité délivrée par le TeVatron au cours du temps. Les objectifs à atteindre sont également reportés sur cette figure. Les figures 2.11 détaillent la luminosité instantanée et intégrée du début du Run II.

2.2 Le détecteur DØ

DØ est fait d'une suite d'éléments concentriques. Successivement, en partant du point de collision, nous trouvons :

- le détecteur de vertex en silicium
- le détecteur de traces à fibres scintillantes
- la bobine
- le détecteur de pied de gerbes
- le calorimètre électromagnétique
- le calorimètre hadronique
- le détecteur de muons

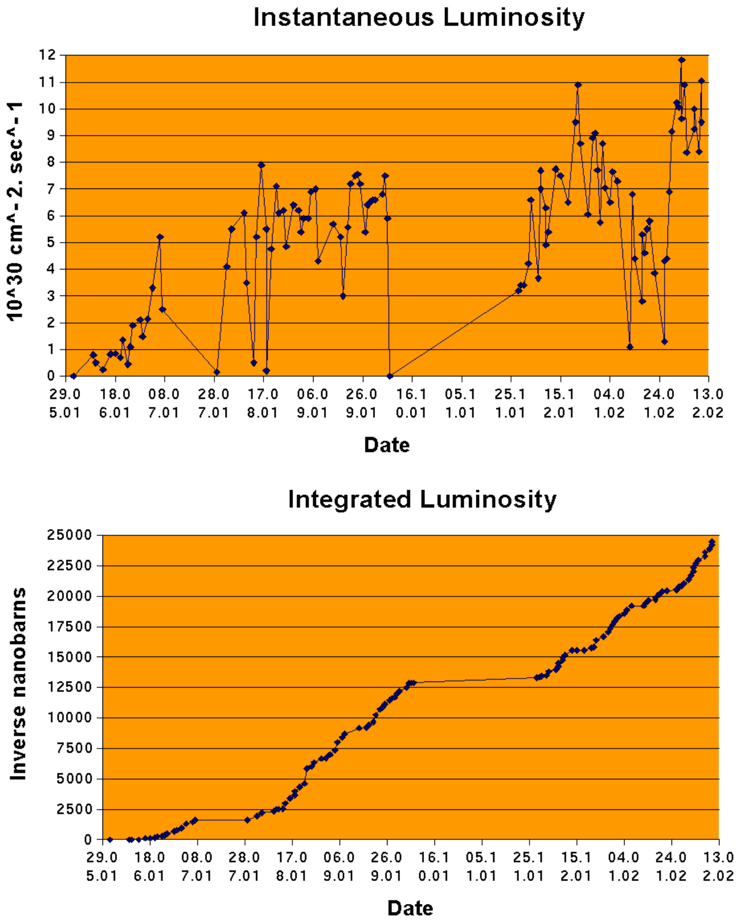


FIG. 2.11 – Détails de l'évolution de la luminosité instantanée (à haut) et intégrée (à bas) en fonction du temps depuis le démarrage du Run II.

Le détecteur du Run II a subi des changements indispensables pour s'adapter aux nouvelles conditions de luminosité imposées par l'accélérateur mais aussi au temps très réduit entre deux croisements. Le détecteur a également été amélioré. Les différences entre DØ au Run I [39] et DØ au Run II [40, 41] sont résumées sur la figure 2.12. Tout l'ensemble de détecteur à l'intérieur du calorimètre est nouveau. L'amélioration principale est l'ajout d'un solénoïde plongeant les détecteurs centraux dans un champ magnétique de 2 T et permettant la mesure de l'impulsion des traces ce qui était impossible au Run I. Ainsi, il devient possible de comparer l'énergie mesurée par le calorimètre et l'impulsion mesurée par le détecteur de traces. De plus le détecteur de vertex en silicium permet de reconstruire les vertex déplacés par rapport au point d'interaction, ce qui rend possible l'étiquetage des quarks b. Le détecteur de traces à fibres scintillantes permet d'étendre les capacités du système de déclenchement. L'identification des électrons et des photons a été renforcée par l'ajout d'un détecteur de pied de gerbes juste avant le calorimètre. Il détecte le début des gerbes électromagnétiques en jouant le rôle de niveau zéro pour le calorimètre. Le solénoïde ajoute deux longueurs de radiation[2] en amont du calorimètre qui sont responsables du démarrage prématuré par rapport au calorimètre des gerbes électromagnétiques. Le calorimètre reste inchangé, seule son électronique a été adaptée aux nouvelles contraintes introduites par l'accélérateur dans le but de conserver ses très bonnes performances du Run I. Les scintillateurs du détecteur de muons sont nouveaux, ils permettent un déclenchement sur les muons de basse énergie et améliorent la détection des muons. L'isolation du détecteur par rapport au tube à vide a été renforcée. On utilise un nouveau mélange gazeux donnant un signal plus rapide dans les chambres à dérive. La description détaillée de chaque partie du détecteur est donnée dans les paragraphes suivants.

Le repère de DØ est le suivant : l'axe z est l'axe du faisceau, le sens positif est le sens de circulation des protons. L'angle polaire θ que l'on utilise classiquement dans un repère cylindrique n'est pas adapté pour DØ. On le remplace par la pseudorapidité η.

Les collisions protons-antiprotons ont lieu entre partons qui ne possèdent qu'une fraction de l'impulsion totale du proton et de l'antiproton. Le détecteur ne voit donc pas des événements au repos et la distribution de l'angle θ pour l'ensemble des événements enregistrés par l'expérience n'est pas une distribution uniforme. En revanche, la distribution en $\eta = -\ln\tan\frac{\theta}{2}$ des événements est approximativement uniforme. η est l'approximation ultra relativiste (i. e. lorsque la masse des particules est négligeable devant leur énergie, $m \ll E$) de la rapidité y qui définit le boost de Lorentz de la particule par rapport à z .

$$y = \frac{1}{2}\ln\frac{E+p_z}{E-p_z} \approx \frac{1}{2}\ln\frac{E(1+\cos\theta)}{E(1-\cos\theta)} = \frac{1}{2}\ln\frac{2\cos^2\frac{\theta}{2}}{2\sin^2\frac{\theta}{2}} = -\ln\tan\frac{\theta}{2} = \eta$$

Une complication supplémentaire provient du TeVatron : du fait de la taille des paquets de protons et d'antiprotons, la coordonnée z du vertex suit une distribution gaussienne

[2]La longueur de radiation, X_0 est un moyen de mesurer l'épaisseur des matériaux. La perte d'énergie d'un électron énergétique par bremsstrahlung est exponentielle. La décroissante caractéristique est gouvernée par X_0 telle que $\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0}$ où ρ est la densité du matériau et E l'énergie de l'électron. Dans l'uranium X_0 vaut $\approx 0.32\,\text{cm}$.

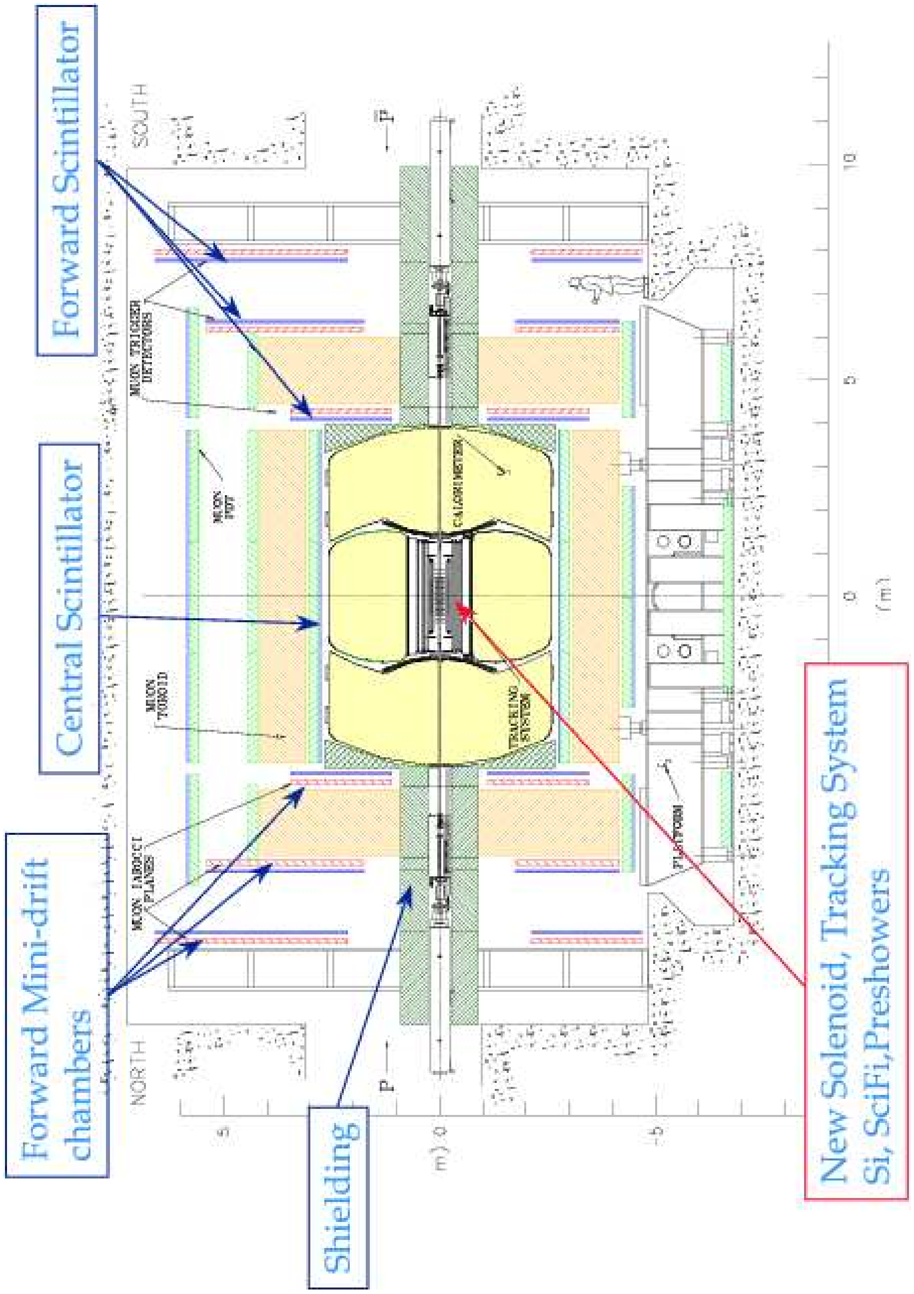


FIG. 2.12 – Vue d'ensemble du détecteur DØ en coupe. Les changements majeurs par rapport au détecteur du Run I sont indiqués.

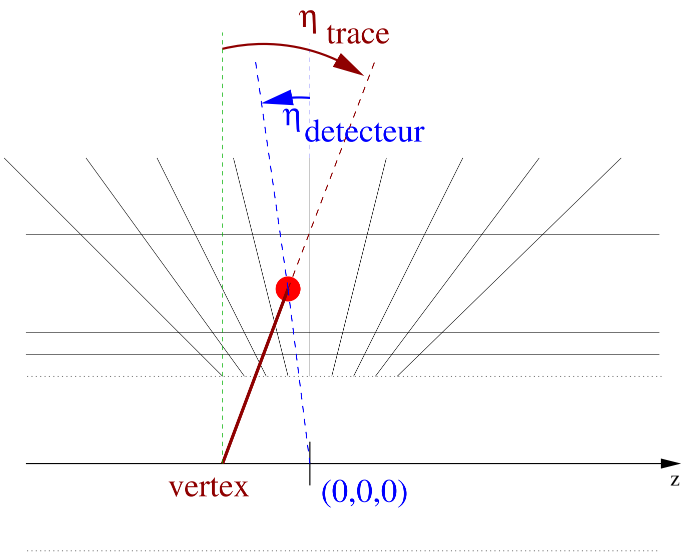


FIG. 2.13 – Différence entre η et $\eta_{dét}$.

centrée en 0, de largeur 25 cm. Ainsi η peut être calculé de deux manières : par rapport au vertex principal et indépendamment du détecteur comme cela vient d'être défini, ou par rapport au centre du détecteur ($\eta_{dét}$). Si les collisions se produisaient en $z = 0$, η et $\eta_{dét}$ seraient identiques (figure 2.13). Par la suite toutes les références à l'acceptance des sous détecteurs utilisent la quantité $\eta_{dét}$.

De plus, comme une fraction seulement de l'énergie disponible dans les collisions intervient dans les interactions au niveau des partons, celles que nous voulons étudier et que les débris du proton et de l'antiproton sont émis à grande valeur de η et par suite, ne sont pas détectés, seule l'énergie transverse sera considérée. Ainsi l'énergie transverse manquante, $\not\!\!E_T$, sera calculée à partir du principe de conservation de l'énergie transverse par sommation algébrique des p_T de tous les objets reconstruits (jets, électrons, muons, ...).

2.2.1 Le détecteur de vertex (SMT)

Il se compose de deux éléments : cylindres et disques permettant une couverture en η jusqu'à $|\eta| = 3$ [40, 38]. Six cylindres successifs, de 12 cm de longueur chacun, centrés sur l'axe z et terminé par un disque F auxquels s'ajoutent trois disques F de chaque côté de cet ensemble permettent de couvrir la zone où se produisent les interactions dures ($|\eta| < 1.5$), c'est-à-dire de reconstruire les traces et le vertex d'événements centraux. Les cylindres centraux ont un rayon intérieur de 2.7 cm et un rayon extérieur de 9.4 cm. Les disques F ont un rayon intérieur de 2.6 cm et un rayon extérieur de 10.5 cm. Quatre disques H (deux de chaque coté) étendent la couverture en η jusqu'à $|\eta| < 3$. Les disques H ont un rayon intérieur de 9.5 cm et un rayon extérieur de 26 cm. La disposition des cylindres centraux et des disques F et H les uns par rapport aux autres se voit sur la figure 2.14. Chaque cylindre est composé de quatre couches totalisant 72 détecteurs à

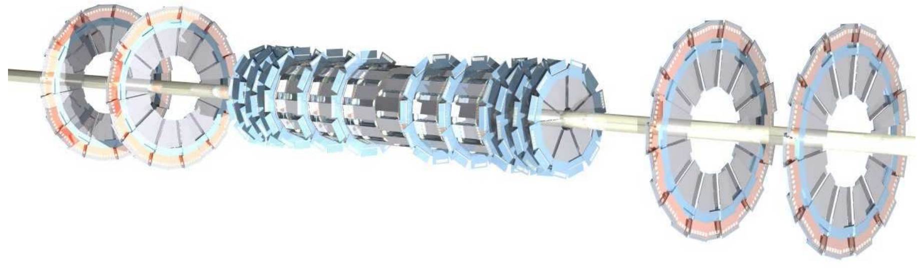


FIG. 2.14 – Vue du SMT en trois dimensions. La disposition des cylindres centraux, des disques F et H est visible.

micro-pistes de silicium de pas de 50 μm. Afin d'assurer une bonne hermiticité, chaque couche est faite de deux sous couches se recouvrant partiellement (figure 2.15). Les deux cylindres extérieurs ont deux types de détecteurs : simple face et double face à pistes décalées d'un angle stéréo de 2°. Les quatre cylindres internes sont également constitués de deux types de détecteurs, double face à pistes décalées d'un angle stéréo de 2° et double face, double métal à piste décalée d'un angle stéréo de 90° (vue en z). Les détecteurs sont alignés entre eux avec une précision de l'ordre de 10 μm sur leur support en béryllium. L'électronique de lecture et le système de refroidissement sont localisés sur ce support. Les disques F sont constitués de 12 secteurs chacun équipé de détecteurs double face ayant un angle stéréo de $\pm 15°$ par rapport à un rayon de référence. Les détecteurs doubles faces sont très difficiles à réaliser mais ils ont l'avantage de limiter la quantité de silicium et par suite le nombre de longueur de radiation sur le chemin des particules. Un détecteur double face est 2 fois moins épais (300 μm) que deux détecteurs simple face collés pour le même nombre de voies de lecture.

Les disques H sont faits de 24 paires d'éléments équipées de pistes simple face et collés dos à dos avec un angle stéréo de $\pm 7.5°$ par rapport à un rayon de référence. Tous les disques sont assemblés sur des supports en béryllium en forme de roue. Les cylindres centraux et les disques F sont assemblés en deux ensembles distincts qui se rencontrent au centre du détecteur et que supportent deux cylindres en fibres de carbone. Les disques H sont placés sur des cylindres en fibre de carbone individuels.

L'ensemble permet d'atteindre une résolution sur un impact de 10 μm dans le plan $r - \phi$ et 40 μm dans le plan z.

Le détecteur de vertex a été installé en décembre 2000 pour la plus grande part et les disques H début février 2001. Le câblage s'est terminé en avril 2001. Le SMT a moins de 2% de voies mortes sur 793000 voies de lecture. Le refroidissement qui se fait par un mélange de glycol et d'eau fonctionne à sa température nominale de $-10°$ C ce qui permet aux détecteurs d'évoluer entre $-5°$ C et $0°$ C. Il est conçu pour supporter l'irradiation correspondant à une luminosité intégrée de $5\,\mathrm{fb}^{-1}$. Un projet est en cours pour remplacer le détecteur de vertex pour le Run IIb avec du silicium supportant une luminosité totale intégrée supérieure à $15\,\mathrm{fb}^{-1}$.

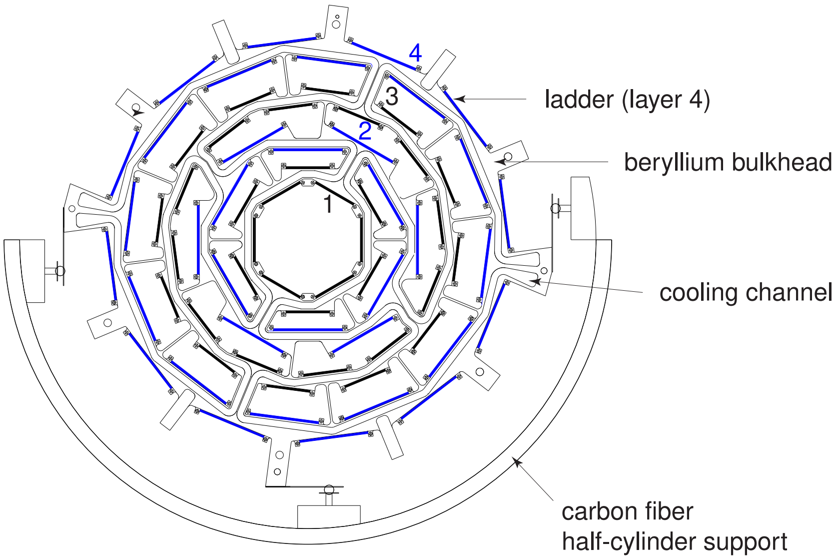


FIG. 2.15 – Vue en coupe du SMT

2.2.2 Le détecteur de traces centrales (CFT)

Le détecteur de traces central qui entoure le SMT est un détecteur à fibres scintillantes comptant 77000 canaux de lecture [40, 41]. Il est fait de 8 cylindres concentriques (figure 2.17). Le rayon interne du CFT est 20 cm pour un rayon externe de 52 cm. Les deux cylindres internes sont longs de 1.66 m contre 2.52 m pour les 6 autres. Le CFT permet de reconstruire des traces chargées pour $|\eta| < 2$. De plus, comme c'est un détecteur très rapide, il est prévu qu'il participe aux décisions de déclenchement de niveau 1 sur les traces chargées. Par cylindre, les fibres sont placées sur deux couches, l'une avec des fibres suivant l'axe du faisceau et l'autre avec des fibres faisant un angle stéréo de $\pm 3°$ suivant le cylindre. De plus chaque couche est constituée d'une superposition de deux sous-couches de fibres décalées l'une par rapport à l'autre d'un rayon de fibre. Le diamètre d'une fibre est de 830 μm. La position des fibres a été vérifiée à 25 μm près. Les fibres, lorsqu'elles sont traversées par une particule chargée, émettent dans le visible à la longueur d'onde de 530 nm.

La lumière émise par les fibres est conduite jusqu'aux VLPC se trouvant environ 6 m plus loin, sous le calorimètre, au moyen de guides de lumière (figure 2.16). Les VLPC (Visible Light Photon Counter) sont des photodétecteurs à avalanche qui convertissent la lumière en signal électrique. Ils ont une réponse très rapide, une efficacité quantique supérieure à 75% et un gain élevé (entre 17000 et 65000) mais fonctionnent à 9 K et leur gain dépend fortement de la température, ce qui nécessite une installation cryogénique bien contrôlée. L'efficacité de deux sous couches a une particule au minimum d'ionisation est supérieur à 98%.

Le câblage et l'installation complète du CFT étaient terminés pour le démarrage du Run II. Toutefois, comme il s'agit d'une technologie relativement nouvelle, l'élec-

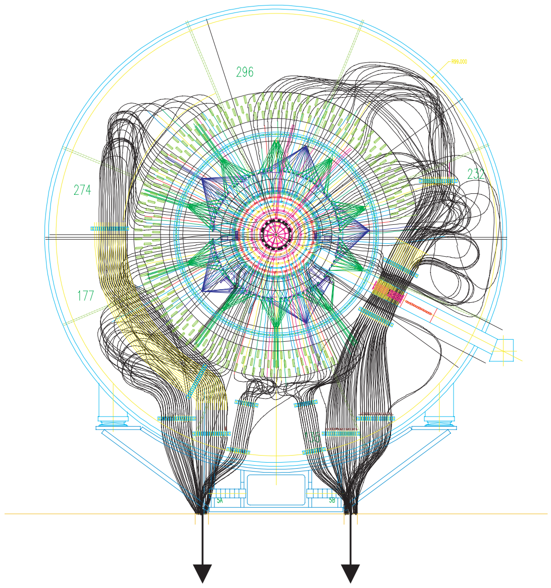


FIG. 2.16 – Les guides de lumière la conduisent jusqu'aux VLPC sous le calorimètre.

tronique de lecture n'a été installée qu'au cours du mois d'octobre 2001. Ce détecteur n'est pas encore entré dans un phase d'exploitation routinière.

La résolution sur une trace attendue pour le CFT seul est de 100 μm. La précision de l'alignement entre le SMT et le CFT est bon à 40 μm près. L'ensemble des deux détecteurs de traces permet une résolution de 35 μm sur la position en z du vertex. Un quark b est mesuré avec une résolution sur le paramètre d'impact de 15 μm dans le plan $r - \phi$ pour des particules de $p_T > 10$ GeV à $\eta = 0$. La résolution du détecteur de traces interne est :

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

Soit une résolution sur l'impulsion de 7% pour un p_T de 50 GeV. La figure 2.18 présente la résolution du détecteur de traces central sur l'impulsion des traces et sur le paramètre d'impact en fonction de η.

2.2.3 Le solénoïde

Un aimant supraconducteur entoure le détecteur de traces central [40, 41]. Il a été conçu pour optimiser la résolution en impulsion de ce dernier en tenant compte des contraintes du détecteur existant. En particulier, il est le plus petit possible pour que le détecteur de traces soit le plus grand possible. Il fait 2.73 m de long pour 1.42 m de diamètre et le champ magnétique à l'intérieur est de 2 T avec une uniformité meilleure que 0.5%. L'aimant et son cryostat représentent 0.9 X_0 devant le calorimètre. Afin de conserver les performances du calorimètre au Run I, des détecteurs de pieds de gerbe ont été installés devant le calorimètre (central et bouchons).

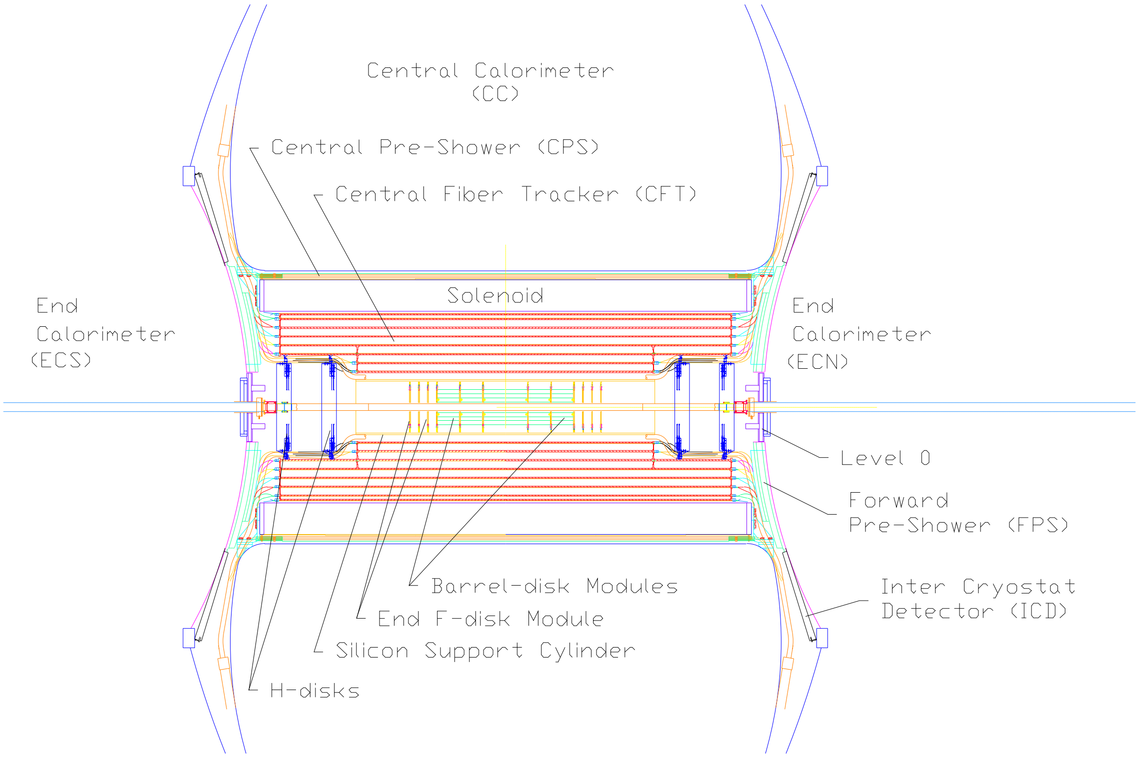


FIG. 2.17 – Vue en coupe de l'ensemble de la cavité centrale de DØ. Le SMT, le CFT, le solénoïde et les détecteurs de pieds de gerbe central et avants sont indiqués.

2.2.4 Les détecteurs de pieds de gerbe

Il y a deux détecteurs de pieds de gerbe, un central couvrant l'acceptance $|\eta| < 1.3$ (CPS) et un à l'avant couvrant l'acceptance $1.4 < |\eta| < 2.5$ (FPS) [40, 41]. Ils sont utilisés à la fois pour corriger l'énergie perdue par un électron ou par un photon dans le solénoïde et pour mesurer la position de l'électron ou du photon avec une précision bien supérieure à celle du calorimètre. Le CPS se trouve entre le solénoïde et le calorimètre central. Le FPS se trouve contre la face interne des calorimètres avants. Les deux détecteurs sont faits d'une superposition de fibres scintillantes en forme de triangle (voir figure 2.19). Cette géométrie particulière permet d'éviter les zones mortes. Par conséquent, une trace traverse plus d'une fibre triangulaire ce qui améliore la mesure de la position. La résolution en position est de 600 μm pour un muon et de 1.4 mm pour un électron. L'électronique de lecture est la même que pour le CFT. La réponse rapide est mise à profit dans le système de déclenchement au niveau 1 sur les électrons et les photons.

Le CPS (figure 2.17) est fait de trois couches cylindriques de pistes de scintillateurs triangulaires : une couche radiale et deux couches ayant un angle stéréo de $\pm 23°$ respectivement avec la couche radiale. Entre le solénoïde et le CPS se trouve une couche de plomb de $1\,X_0$ qui s'ajoute au $1\,X_0$ du solénoïde. Chaque couche est faite de 1280

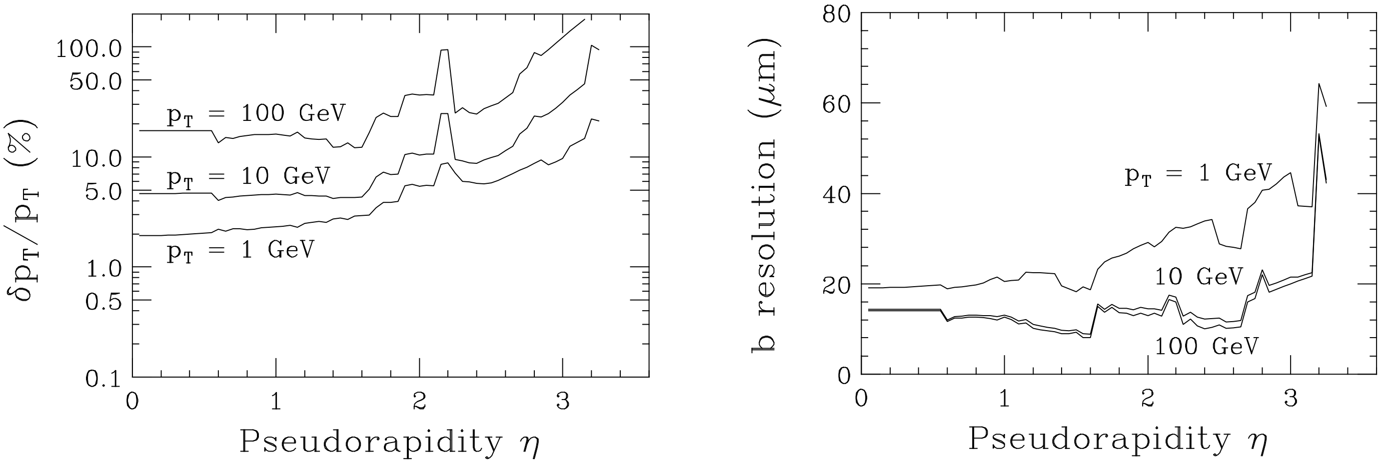


FIG. 2.18 – Résolution anticipée en impulsion (%) et résolution sur le paramètre d'impact (μm) en fonction de η pour différentes énergies.

pistes qui se séparent en $z = 0$, ce qui fait 2560 voies de lecture par couche. Seule la couche parallèle à l'axe du faisceau sert au déclenchement de niveau 1.

Le FPS est fait d'une plaque d'absorbeur ($2\,X_0$ de Plomb), de deux couches circulaires de fibres scintillantes devant l'absorbeur et de deux couches circulaires derrière. L'ensemble est centré sur $z = \pm 141.4$ cm. Chaque disque est fait de 8 modules. Le rayon interne des couches de scintillateurs est de 21.1 cm et le rayon externe de 74.3 cm. Il y a peu de matière devant le FPS donc la majorité des particules n'ont pas développé une gerbe avant d'atteindre la première couche. Celle ci permet donc de séparer les particules chargées (signal d'une particule au minimum d'ionisation ou MIP) des particules neutres (pas de signal). Après les deux longueurs de radiation de plomb, la deuxième couche permet de détecter la gerbe des particules électromagnétiques, alors que les hadrons chargés ne laissent qu'un signal de MIP. Le FPS participe donc à la séparation $e^{\pm}/\gamma/$hadron. Entre $1.4 < |\eta| < 1.65$, les deux premières couches de scintillateurs sont absentes ainsi que l'absorbeur dont le rôle est joué par le solénoïde et les cryostats du calorimètre (figure 2.19). Les deux couches avant l'absorbeur comme les deux couches après ont un angle stéréo de 22.5°. Le FPS représente 12500 voies de lecture.

2.2.5 Le calorimètre

Le calorimètre de DØ est un calorimètre à échantillonnage, composé d'une succession de plaques d'uranium appauvri (ou d'acier ou de cuivre pour les derniers compartiments hadroniques) et de couches actives d'argon liquide. L'avantage de cette technique est bien connu :

- stabilité au cours du temps et uniformité du signal permettant une calibration aisée
- résistance aux radiations
- segmentations latérales et longitudinales des électrodes de lecture

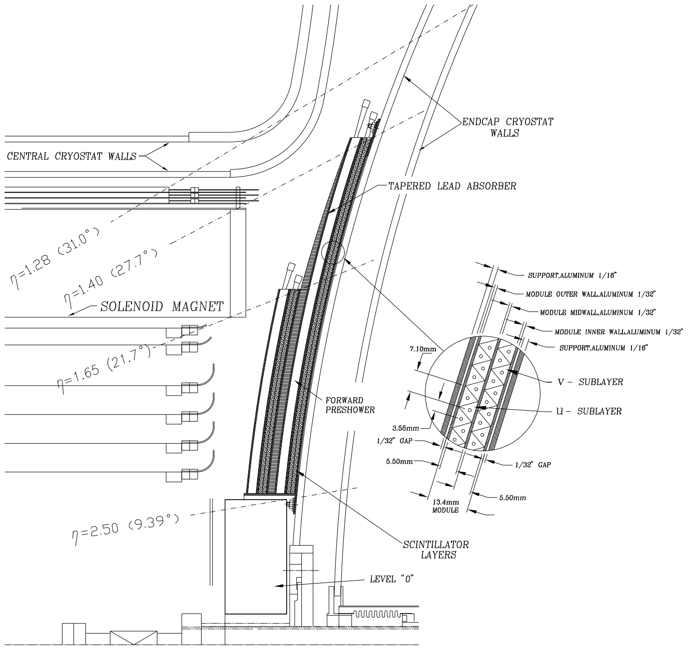


FIG. 2.19 – Vue schématique d'un détecteur de pieds de gerbe avant. Les couches de fibres scintillantes sont agrandies, on y distingue la géométrie triangulaire.

Le calorimètre [39, 42] construit pour le Run I reste inchangé, seul l'électronique de lecture et de calibration a été refaite afin de tenir compte du temps de croisements des paquets et de la montée en luminosité. Il possède une très bonne herméticité favorisé en cela par la petite cavité interne de DØ, initialement sans champ magnétique (Run I).

L'utilisation de l'uranium comme absorbeur assure la compensation dans la réponse de la partie électromagnétique et hadronique d'une gerbe de π. Le rapport e/π, est inférieure à 1.05 pour des énergies supérieures à 30 GeV (figure 2.24 à droite). La réponse du calorimètre varie linéairement avec l'énergie sauf à très basse énergie (< 5 GeV) [45].

Le schéma de l'unité de base du calorimètre, la cellule, est donné figure 2.20. Elle est constituée d'une plaque d'absorbeur dont l'épaisseur varie suivant la région du calorimètre et d'un espace d'argon liquide comme milieu actif divisé en deux espaces égaux par une électrode de lecture. L'électrode et la plaque d'absorbeur sont séparées de 2.3 mm. L' électrode est mise à un potentiel positif tandis que la plaque d'absorbeur est mise à la masse, ainsi un champ électrique permet la dérive des électrons d'ionisation dans l'argon vers l'électrode. Le temps de collection de la charge est ≈ 400 ns. Seule la charge déposée dans le milieu actif est collectée. La résolution du calorimètre dépendra donc de la fraction d'échantillonnage qui est égale au rapport de l'énergie perdue par une particule au minimum d'ionisation dans l'argon à l'énergie perdue dans l'ensemble de la cellule.

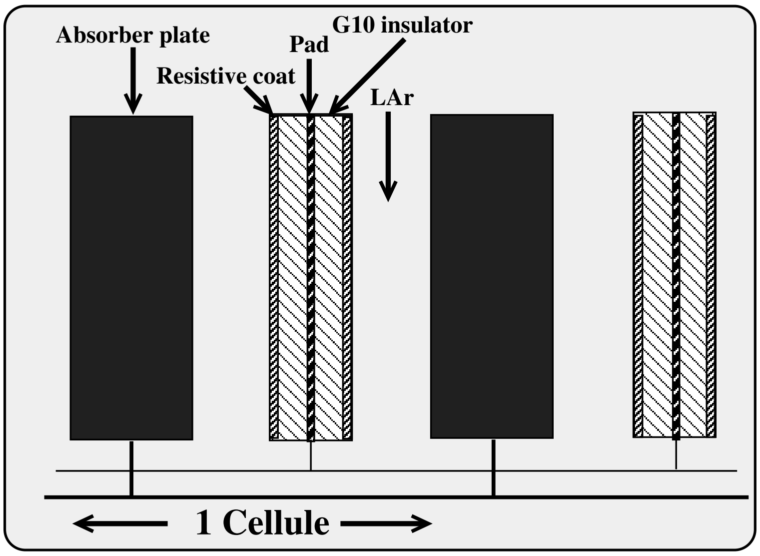


FIG. 2.20 – Vue schématique d'une cellule du calorimètre : deux plaques d'absorbeur et deux électrodes baignent dans le milieu actif, l'argon liquide.

Le calorimètre de DØ est constitué de trois calorimètres distincts (cf. figure 2.21) refroidis par trois cryostats (les 15000 litres d'argon de chaque calorimètre doivent être maintenus à 78 K). Le calorimètre central (CC) couvre l'acceptance $|\eta_{dét}| < 1$, le calorimètre avant situé au nord (ECN), $-4 \leq \eta_{dét} \leq -1$ et le calorimètre avant situé au sud (ECS), $1 \leq \eta_{dét} \leq 4$. Les zones de contact entre le calorimètre central et les calorimètres avants sont perpendiculaires à l'axe du faisceau, les trois calorimètres sont donc trois blocs grosso modo rectangulaires côte à côte. Le tableau 2.2 résume les principales caractéristiques des calorimètres qui sont détaillées dans la suite.

2.2.5.1 Le calorimètre central

Le calorimètre central est composé de trois modules distincts. Le calorimètre électromagnétique (CCEM) se trouve le plus près de l'axe du faisceau, entouré du calorimètre hadronique fin (CCFH) et du calorimètre hadronique, plus grossier (CCCH) (figure 2.21). Les plaques d'absorbeur des parties électromagnétiques et hadroniques fines sont faites d'uranium appauvri et font 3 mm d'épaisseur. Dans le calorimètre hadronique fin, elles font 6 mm d'épaisseur. La section hadronique plus grossière contient des plaques d'absorbeur de 46.5 mm de cuivre. Les différences majeures entre les deux calorimètres hadroniques sont donc la nature et l'épaisseur des matériaux absorbants. Les calorimètres hadroniques dits plus grossiers ont des plaques d'absorbant plus épaisses. La résolution en énergie est dégradée dans cette partie construite pour la mesure de l'énergie de fin de gerbes hadroniques.

Chacune des trois sections est construite en plusieurs modules azimutaux. Il y en a 32 dans la section électromagnétique et 16 dans les sections hadroniques. La petite zone non-instrumentée entre chaque module est appelée un crack. La description de ces zones mortes et de leurs effets sur la reconstruction de l'énergie des électrons ou des photons qui les traversent est donnée plus bas. Les zones entre les modules azimutaux sont décalées en ϕ entre le calorimètre électromagnétique et les calorimètres hadroniques, de manière à ce qu'il n'y ait pas de zone non instrumentée projective.

Le calorimètre électromagnétique est constitué de 4 couches cylindriques concentriques appelées EM1, EM2, EM3 et EM4 de longueur de radiation respectivement 2, 2, 7 et 10 X_0. A $\eta = 0$, le détecteur de traces et surtout le solénoïde, à égalité avec la plaque de plomb servant d'absorbeur au détecteur de pieds de gerbe qui se trouve au-dessus du solénoïde, ajoute 2 X_0 aux longueurs de radiation citées plus haut. Le centre de chacune des 4 couches se trouvent respectivement à 85, 87, 92 et 99 cm de l'axe du faisceau. Les cellules sont organisées en tours pseudo-projectives par rapport au centre du détecteur. La taille d'une cellule en $\eta \times \phi$ est 0.1×0.1 en général c'est-à-dire que chacun des 32 modules azimutaux du calorimètre électromagnétique contient deux tours. EM3 a une granularité quadruple : 0.05×0.05 en $\eta \times \phi$ car c'est à ce niveau que le développement de la gerbe électromagnétique est le maximum, du moins c'était le cas au Run I. Au Run II, l'ajout du solénoïde et du détecteur de pied de gerbe a déplacé ce maximum vers EM2, la gerbe électromagnétique commençant plus tôt.

Le calorimètre hadronique fin est fait de trois couches cylindriques concentriques nommées FH1, FH2 et FH3. Elles comptent respectivement 1.3, 1.0 et 0.9 longueurs d'interaction[3] ou λ_A. Le calorimètre hadronique plus grossier n'est fait que d'une seule couche de 3.2 λ_A que l'on appelle CH1. La granularité de 0.1×0.1 en $\eta \times \phi$ est constante dans toutes ces couches. Les distances à l'axe du faisceau de couches hadroniques successives sont respectivement 119, 141, 158 et 195 cm. Comme cela est dessiné sur la figure 2.23, CH1 est troué de bout en bout dans sa partie verticale supérieure pour laisser le passage à l'anneau d'accumulation du faisceau du Run I (le main ring). Cela représente une zone non instrumentée et était une source de fausse énergie lors des pertes de faisceau au Run I. Le main ring a été remplacé par le main injector, totalement indépendant du TeVatron au Run II.

Comme on l'a dit, la section électromagnétique est composée de 32 modules trapézoïdaux suivant ϕ, et les sections hadroniques, de 16 modules. Même si les modules sont accolés, il existe une petite zone non instrumentée entre chacun d'eux (appelée couramment crack). Même si en principe, ces zones existent entre chacun des modules dans l'ensemble du calorimètre central, leur effet n'est clairement vu que sur la reconstruction de l'énergie incidente des électrons et des photons, c'est-à-dire dans la partie électromagnétique du calorimètre, là où ils sont les plus nombreux. Leur présence a deux conséquences bien distinctes :

- L'électron ou le photon peut passer entièrement dans le crack, c'est-à-dire qu'il traverse tout le calorimètre électromagnétique sans rencontrer aucun matériau

[3] La longueur d'interaction, λ_A, est la longueur moyenne pendant laquelle une particule ne subit aucune interaction hadronique. Dans l'uranium λ_A vaut $199\,\mathrm{g\,cm^{-2}}$ soit $\approx 10.5\,\mathrm{cm}$.

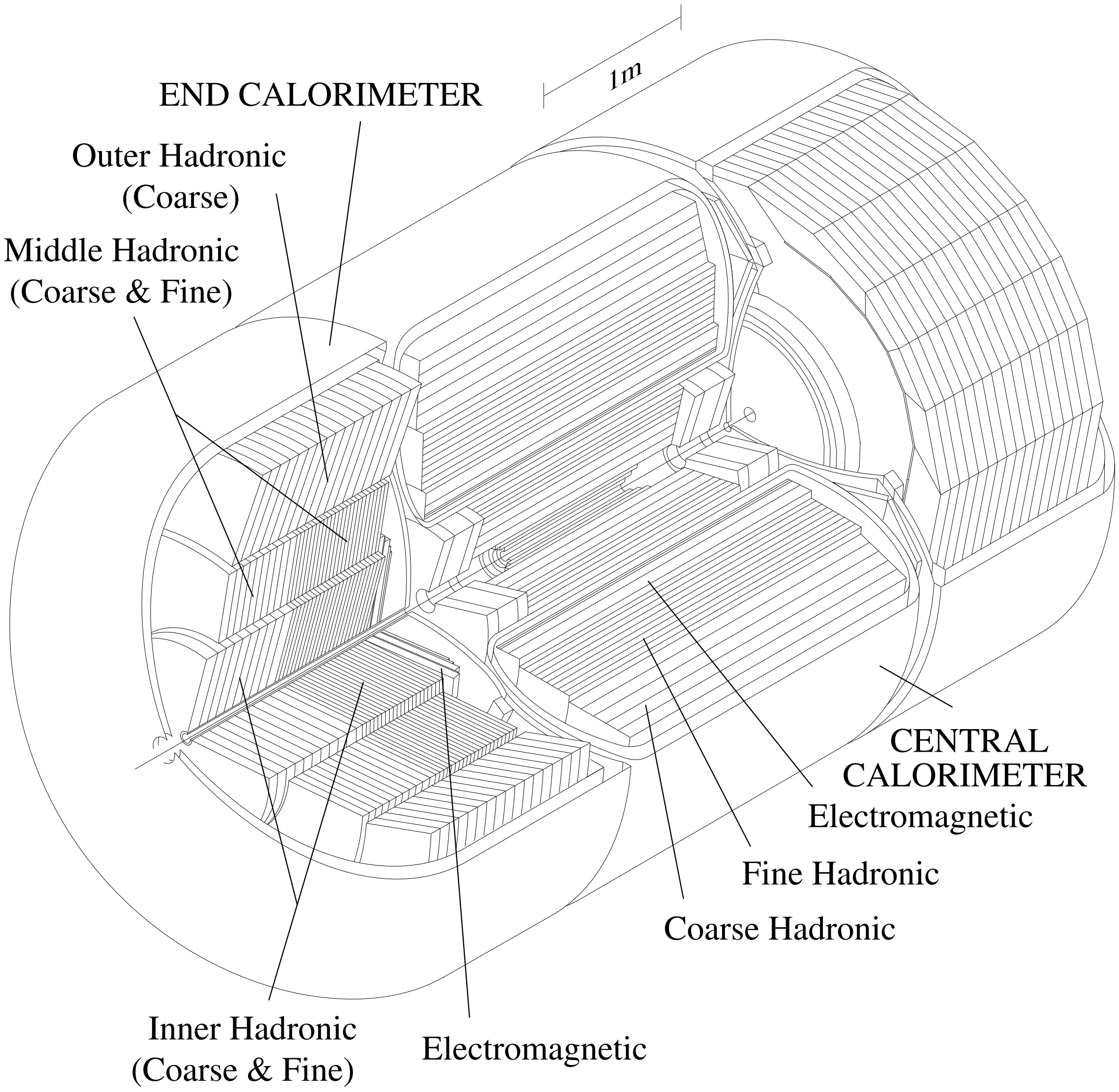


FIG. 2.21 – Une vue en coupe du calorimètre. L'emplacement des différentes sections est indiqué.

calorimètre	CCEM	CCFH	CCCH	ECEM	ECIH		ECMH		ECOH
					FH	CH	FH	CH	
# modules	32	16	16	1	1		16		16
# de niveaux	4	3	1	4	4	1	4	1	1
épaisseur d'absorbeur	3 mm U	6 mm U	46.5 mm Cu	4 mm U	6 mm U	46.5 mm Inox	6 mm U	46.5 mm Inox	46.5 mm Inox
épaisseur des niveaux	2, 2, 7, 10 X_0	1.3, 1, 1.9 λ_A	3.2 λ_A	0.3, 2.6, 7.9, 9.3 X_0	1.2 λ_A chacun	3.6 λ_A	1 λ_A chacun	4.1 λ_A	7 λ_A
X_0 total	20.5	96	32.9	20.5	121.8	32.8	115.5	37.9	65.1
λ_A total	0.76	3.2	3.2	0.95	4.9	3.6	4	4.1	7
fraction d'échantillonnage	11.79%	6.79%	1.45%	11.9%	5.7%	1.5%	6.7%	1.6%	1.6%
# voies de lecture	$\approx$ 11370	$\approx$ 3000	$\approx$ 1120	$\approx$ 7490	$\approx$ 4290	$\approx$ 930	$\approx$ 1430	$\approx$ 1340	
couverture en η	$\leq$1.2	$\leq$1	$\leq$0.6	1.4-4	1.6-4.5	2-4.5	1-1.7	1.3-1.9	0.7-1.4

TAB. 2.2 – Résumé des caractéristiques des calorimètres [43, 44]. U = uranium appauvri, Cu = cuivre et Inox = acier inoxydable.

absorbant. Il passe juste entre les deux couches limitant deux modules contigus, alors il dépose toute son énergie dans FH1. Les zones entre deux modules sont décalées entre l'électromagnétique et l'hadronique et si une particule est dans un crack dans l'électromagnétique, elle rencontre le centre du module dans FH1. Dans un tel cas, l'électron ou le photon ne sera sûrement pas identifié comme particule électromagnétique car il aura une faible fraction électromagnétique du fait que toute l'énergie a été déposée dans FH1 mais il n'y aura pas beaucoup de perte d'énergie.

– L'électron ou le photon peut rencontrer un bord de la zone entre deux modules. Les deux bords représentent à peu près 10% du module. Chaque module est entouré d'une couche d'acier inoxydable d'environ 1 mm. Quand on arrive sur un bord de module, la plaque servant à collecter le signal, qui est perpendiculaire à la couche d'acier, s'étend bien jusqu'à l'acier mais la couche d'époxy résistive qui l'entoure s'arrête environ 3 mm avant d'atteindre l'acier. On évite ainsi tout risque de court-circuit. L'inconvénient est que dans cette zone, le champ électrique est distordu (figure 2.22).
  L'électron dépose 90% de son énergie dans un rayon de Molière[4]. Les 10% problématiques du module représentent de l'ordre d'un rayon de Molière. Il est donc possible que l'électron dépose une très grande part de son énergie dans la mauvaise partie du module. Cette fois, il rencontre de l'absorbeur. Il dépose donc bien son énergie mais la charge est mal collectée ou collectée dans un temps trop long à cause de la distorsion du champ électrique. On identifie bien alors un électron car la fraction électromagnétique n'est plus petite, contrairement au cas précédent, mais on mesure une énergie plus basse que celle qu'avait réellement l'électron.

2.2.5.2 Les calorimètres avants

Les calorimètres avants sont formés de trois cylindres concentriques qui sont des calorimètres hadroniques : intérieur (ECIH), milieu (ECMH) et extérieur (ECOH). Le calorimètre électromagnétique (ECEM) est accolé à ECIH et ECMH. De part leur construction, il n'y a quasiment pas de crack dans les calorimètres avants. Leur structure est représentée en figure 2.21. Les plaques d'absorbeurs sont perpendiculaires à l'axe des faisceaux, sauf pour le cylindre extérieur où elles sont inclinées à 60°. Comme dans le calorimètre central, les plaques d'absorbeur des parties électromagnétiques et hadroniques fines sont en uranium appauvri mais font 4 mm d'épaisseur dans la partie électromagnétique et toujours 6 mm d'épaisseur dans la partie hadronique fine. L'absorbeur est de l'acier inoxydable de 46.5 mm d'épaisseur dans la partie hadronique grossière.

De la même façon que dans le calorimètre central, le module électromagnétique est

[4]Le rayon de Molière est donné par $R_M = X_0 E_s / E_c$ où X_0 est la longueur de radiation, $E_s \approx 21\,\mathrm{MeV}$ et E_c est l'énergie critique c'est-à-dire l'énergie à laquelle un électron perd autant d'énergie par bremsstrahlung que par ionisation. Le développement transverse d'une gerbe électromagnétique est caractérisé par le rayon de Molière. 99% de la gerbe est contenue dans $3.5 R_M$ ($R_M \approx 1\,\mathrm{cm}$ pour l'uranium).

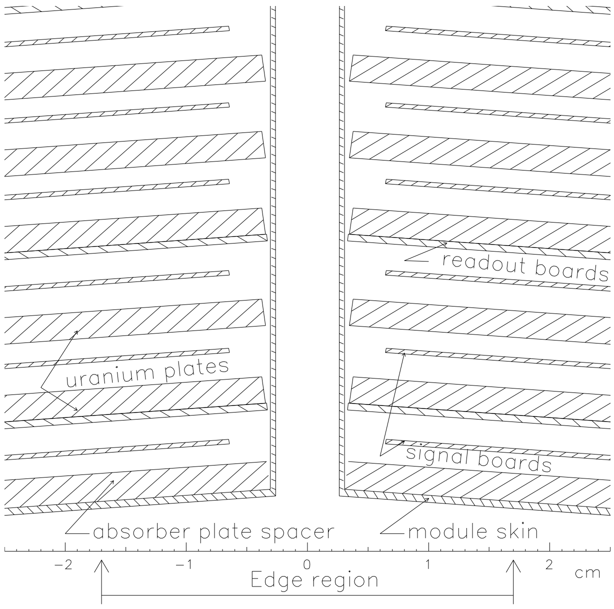


FIG. 2.22 – Vue en coupe de deux modules électromagnétiques centraux voisins. Les plaques servant à collecter le signal ne s'étendent pas jusqu'aux bords du module. L'espace entre les deux modules est dû à des contraintes de construction.

constitué de 4 couches successives de mêmes noms que précédemment. La granularité est la même et reste quadruple dans EM3. Toutefois à partir de $|\eta_{dét}| > 2.6$, EM3 retrouve une granularité de 0.1×0.1 en $\eta \times \phi$ pour des contraintes de construction, la taille des cellules diminuant avec η. Pour la même raison à partir de $|\eta_{dét}| > 3.2$, la granularité de toutes les cellules (électromagnétiques et hadroniques) est divisée par quatre, elle devient de 0.2×0.2 en $\eta \times \phi$.

Les couches électromagnétiques représentent 0.3, 2.6, 7.9 et 9.3 longueurs de radiation respectivement. La présence du cryostat et du détecteur de pieds de gerbe constitué notamment d'une plaque de plomb ajoute 2 X_0 devant EM1.

EM1 occupe la position en z allant de 171 à 173 cm, EM2 va de 173 à 175 cm, EM3 de 175 à 183 cm et EM4 de 185 à 194 cm. Le trou de 2 cm que l'on trouve entre EM3 et EM4 est occupé par une plaque d'acier inoxydable, placée là pour des raisons de contraintes de construction. Le rayon intérieur de chacune des couches est de 5.7 cm et leur rayon extérieur va de 84 cm pour EM1 à 104 cm pour EM4.

Le calorimètre hadronique intérieur est fait de 2 portions, 4 couches, FH1, FH2, FH3 et FH4 d'hadronique fin et 1 couche, CH1, d'hadronique plus grossier. Chaque couche de la partie hadronique fine fait $1.1\lambda_A$ et la couche de la partie hadronique plus grossière fait $4.1\lambda_A$. En z, le calorimètre hadronique intérieur s'étend de 199 à 368 cm. Le rayon interne des cylindres de ce calorimètre est de 3.92 cm et le rayon extérieur est constant et vaut 86.4 cm. Le calorimètre hadronique du milieu est constitué de la même façon que le calorimètre hadronique intérieur, 4 couches fines de $0.9\lambda_A$ et 1 couche plus

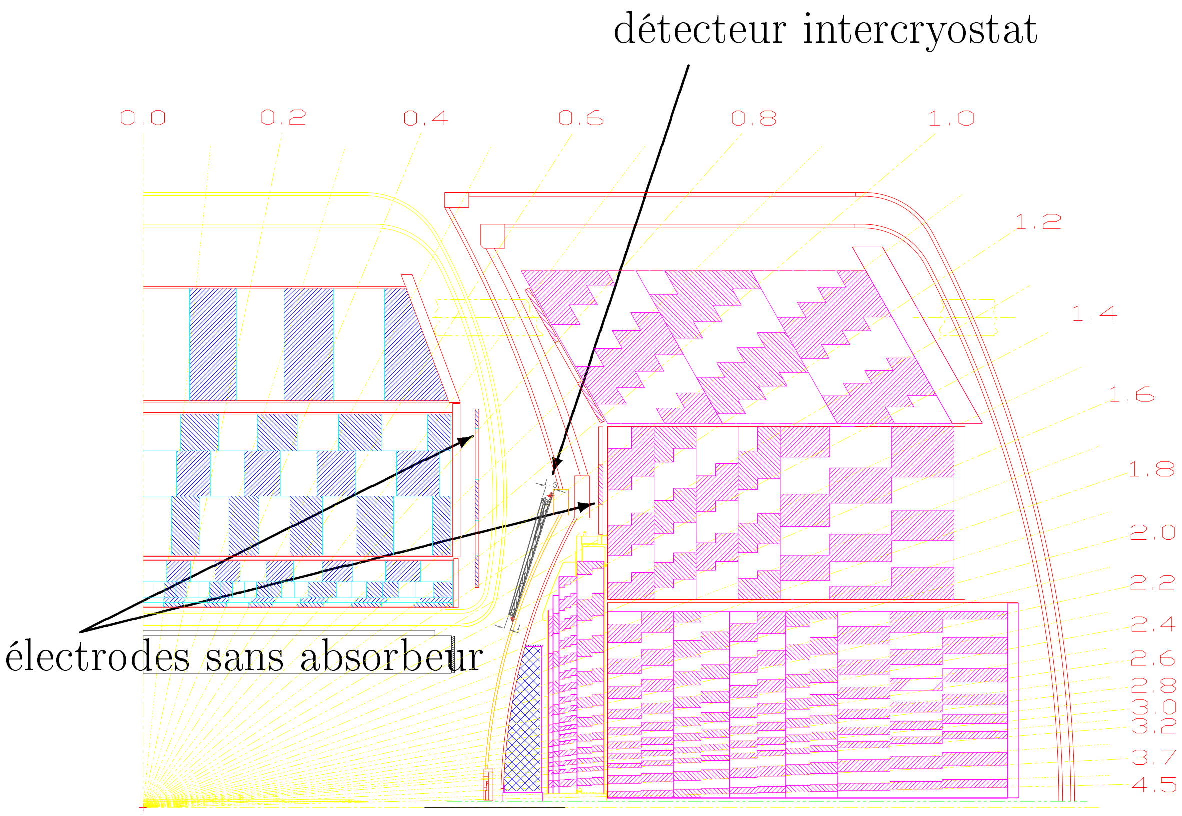


FIG. 2.23 – Un quart du calorimètre. L'alternance de zones hachurées et blanches indique les cellules. La couverture en $\eta_{dét}$ est indiquée ainsi que l'emplacement des détecteurs sans absorbeur et intercryostat. Le détecteur central est celui du Run I.

grossière de $4.4\lambda_A$. Enfin le calorimètre hadronique extérieur est fait de 3 couches plus grossières car il est placé derrière les couches électromagnétiques et hadroniques fines du calorimètre central. La granularité dans tous les calorimètres hadroniques est la même et vaut 0.1×0.1 en $\eta \times \phi$ tant que $|\eta_{dét}| < 3.2$ puis est divisée par 4 sinon les cellules seraient trop petites comme on l'a déjà vu. On voit très bien la composition des calorimètres avants sur la figure 2.23.

2.2.5.3 Entre les calorimètres

Dans le but d'améliorer la résolution, des détecteurs intercryostats et des détecteurs sans absorbeur ont été ajoutés dans la région de recouvrement entre le calorimètre central et les calorimètres avants ($0.8 \leq |\eta_{dét}| \leq 1.4$) dans laquelle, outre les cryostats, il y a une grande quantité de câbles donc beaucoup de matériaux non instrumentés. Leur emplacement exact est représenté sur la figure 2.23. Cet ajout autorise le calorimètre à faire la balance en énergie des événements et à donner une mesure de l'énergie transverse manquante. En effet même si les mesures de ces deux détecteurs peuvent beaucoup fluctuer du fait de la faible fraction d'échantillonnage, ils permettent de savoir s'il y a eu des dépôts d'énergie dans cette région et de corriger pour ceux-ci.

Les détecteurs sans absorbeurs (dits “massless gap”) sont des cellules ne contenant pas de plaques d'absorbeur qui se situent entre les modules du calorimètre proprement dit et les parois du cryostat, dans l'argon. Les parois des cryostats jouent le rôle d'absorbeur dans leur cas.

Les détecteurs intercryostats [46] sont un ensemble de trapèzes formant une roue qui est accolée sur la face interne de chaque cryostat des calorimètres avants. La granularité de ces trapèzes est de 0.1×0.1 en $\eta \times \phi$ et ils sont placés de manière à être dans le prolongement des tours pseudo-projectives. Chaque détecteur intercryostat compte 192 voies de lecture. Ce sont des scintillateurs plastiques lus par des phototubes. La suite de leur électronique de lecture se confond avec celles des cellules du calorimètre.

Ces deux détecteurs sont vus par le programme de reconstruction de DØ comme des couches supplémentaires du calorimètre. Le détecteur sans absorbeur ajoute deux couches de lecture au calorimètre, appelées CCMG et ECMG (CCMG = Central Calorimeter Massless Gap et ECMG = End Calorimeter Massless Gap), l'une dans le cryostat central, l'autre dans le cryostat avant. Le détecteur intercryostatique ajoute une couche entre les deux couches du détecteur sans absorbeur appelée ICD (ICD = InterCryostat Detector).

2.2.5.4 Performances

La résolution du calorimètre s'exprime de la façon suivante en fonction de l'énergie incidente en GeV :

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

où N représente le bruit (de l'électronique et de l'uranium), S représente les fluctuations de l'échantillonnage et C est un terme constant qui tient compte des incertitudes d'intercalibration dues à la mécanique, l'électronique, ... Dans le calorimètre central, les essais des modules en faisceaux ont permis de déterminer la valeur de $S = 14.8\%$ et $C = 0.3\%$ pour des électrons. Pour des pions, on trouve $S = 47.0\%$ et $C = 4.5\%$. Dans les calorimètres avants, les mêmes essais ont donné $S = 15.7\%$ et $C = 0.3\%$ pour des électrons et $S = 44.6\%$ et $C = 3.9\%$ pour des pions [47]. La figure 2.24 à gauche résume les résultats de ces tests. La résolution sur les jets est dégradée par rapport à ces résultats puisque ce sont des objets combinant particules électromagnétiques et hadroniques de basse énergie en majorité (les effets de non linéarité dominent la réponse des jets jusqu'à des énergies transverses de 100 GeV) [48]. Dans le calorimètre central et à l'avant, un ajustement sur les données du Run I donne $S = 74.0\%$ et $C = 0\%$. Dans la région intermédiaire, la résolution est très dégradée : $S = 32\%$ et $C = 11.5\%$. Rappelons que ces résultats ont été obtenus lors des essais en faisceau du Run I c'est-à-dire sans solénoïde, sans détecteurs de pieds de gerbe et avec une électronique intégrant tout le signal (la chaîne d'électronique est décrite au chapitre 3).

La résolution attendue pour le Run II est [49] :
- $S = 15\%$ et $C = 0.3\%$ pour un électron
- $S = 45\%$ et $C = 4\%$ pour un pion

De même que précédemment, la résolution sur les jets est dégradée. Des études Monte Carlo prédisent $S = 60\%$ et $C = 4.6\%$ lorsque 1.1 événement minimum bias s'ajoutent aux événements jets en moyenne [50].

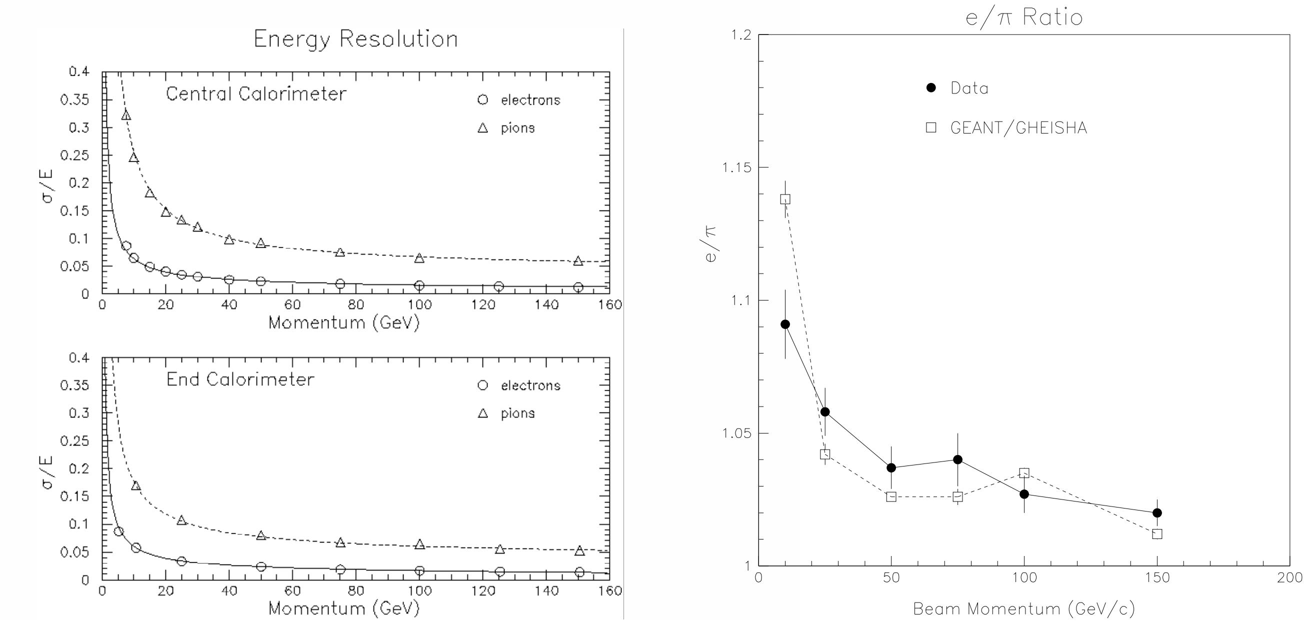


FIG. 2.24 – A gauche, Résolution du calorimètre central et des calorimètres avants en fonction de l'énergie incidente des pions et des électrons utilisés en test en faisceau. A droite, rapport e/π en fonction de l'énergie en simulation et sur les données du Run I.

2.2.6 Le détecteur de muons

Le détecteur de muons est fait de deux parties dites WAMUS et FAMUS [39, 40, 41]. La partie WAMUS qui couvre une acceptance $|\eta_{dét}| < 1$, est une amélioration du système du Run I. La partie FAMUS qui complète la couverture en η jusqu'à $|\eta| = 2$, est entièrement nouvelle. Au centre de ces deux systèmes se trouve un toroïde en fer fait de trois parties distinctes de manière à avoir accès à l'intérieur du détecteur en les ouvrant. Le toroïde a une partie centrale d'épaisseur 109 cm et son rayon interne se situe à 317.5 cm de l'axe du faisceau. Les toroïdes avants se trouvent à $447 \leq |z| \leq 600$ cm perpendiculaire aux faisceaux. Le champ magnétique créé par les toroïdes est 6% plus bas que les 1.9 T et 2 T qu'ils atteignaient respectivement dans la zone centrale et la zone à l'avant au Run I. En effet grâce aux détecteurs de traces centraux, ce n'est plus le détecteur de muons qui donne la mesure de l'impulsion des muons au Run II. La figure 2.25 donne la résolution en impulsion pour le système de détection des muons et pour le détecteur de traces central. La résolution en impulsion du système de détection des muons est limitée par l'importance du "multiple scattering" dans le fer des toroïdes (ATLAS a fait le choix d'un toroïde "à air").

Le WAMUS se compose de trois couches de chambres à dérive appelées PDT. La couche A se situe avant le toroïde et les couche B et C après. On ne trouve réellement trois couches de PDT que dans 55% de la région centrale. Mais 90% est couvert par au moins deux couches. Pour chaque impact de particules dans les PDT, trois informations sont enregistrées, le temps de dérive des charges jusqu'aux fils, la différence de temps d'arrivée des charges sur un fil et le fil voisin et enfin la charge déposée sur les damiers. La position de l'impact est reconstruite avec une précision de 375 μm près. La résolution

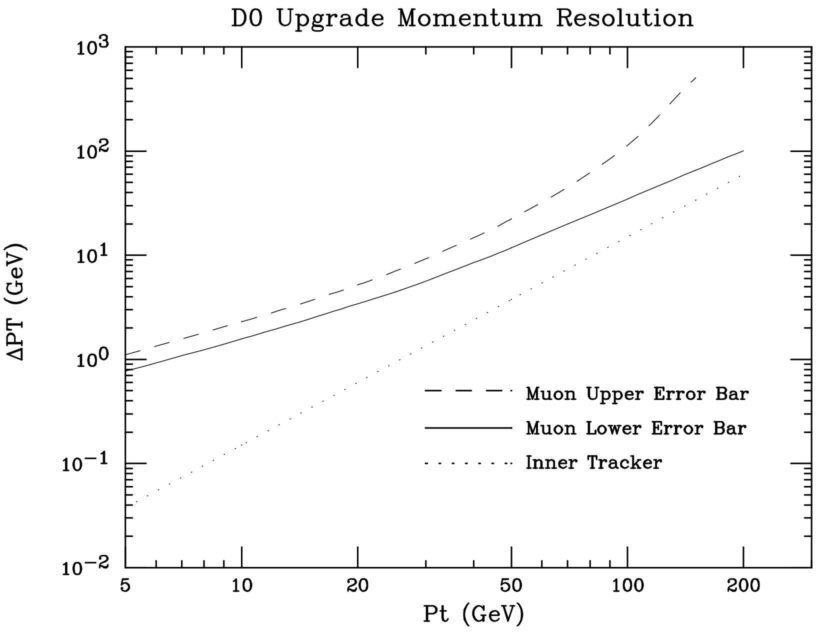


FIG. 2.25 – Résolution en impulsion transverse du détecteur de muons en fonction de l'énergie. En pointillés, la résolution en impulsion du détecteur de traces central est aussi indiquée.

est un peu moins bonne qu'au Run I où elle était de 300 μm parce que le mélange gazeux des chambres à dérive a été remplacé pour une dérive plus rapide : il fallait tenir compte de la réduction du temps entre deux croisements.

La couche C de PDT est entourée de scintillateurs. Au Run I, seul le dessus de détecteur avait cette couverture de scintillateurs. Ce sont des détecteurs à réponse très rapide. Ils permettent de faire des coïncidences en temps entre le moment de l'interaction et le signal détecté dans les PDT. C'est une méthode pour réduire le bruit de fond dû aux muons venus de rayons cosmiques qui est assez important car le détecteur DØ est quasiment en surface.

Une autre couche de scintillateurs a été ajoutée entre le calorimètre et la couche A de PDT, nommée couche $A\phi$ pour le système de déclenchement. Cette couche permet également de rejeter le bruit de fond dû à des rétrodiffusions venues de l'avant du détecteur par des coïncidences en temps. Ils remplacent la couverture de scintillateurs pour donner le temps de référence auquel un muon a traversé le détecteur. Ce temps de référence sert à calculer le temps de dérive. En effet les muons de faible impulsion ne traversent pas le toroïde et atteignent encore moins la couche externe de scintillateurs. Un muon atteint le détecteur de muons si son impulsion dépasse 3 GeV. La couche $A\phi$ est organisée de manière à former des secteurs en ϕ qui coïncident avec les secteurs du CFT. Cette coïncidence sert au premier niveau de déclenchement pour les événements avec un muon très énergétique et les événements avec deux muons de plus basse énergie. La figure 2.26 représente la disposition projective en ϕ des scintillateurs de la couche $A\phi$.

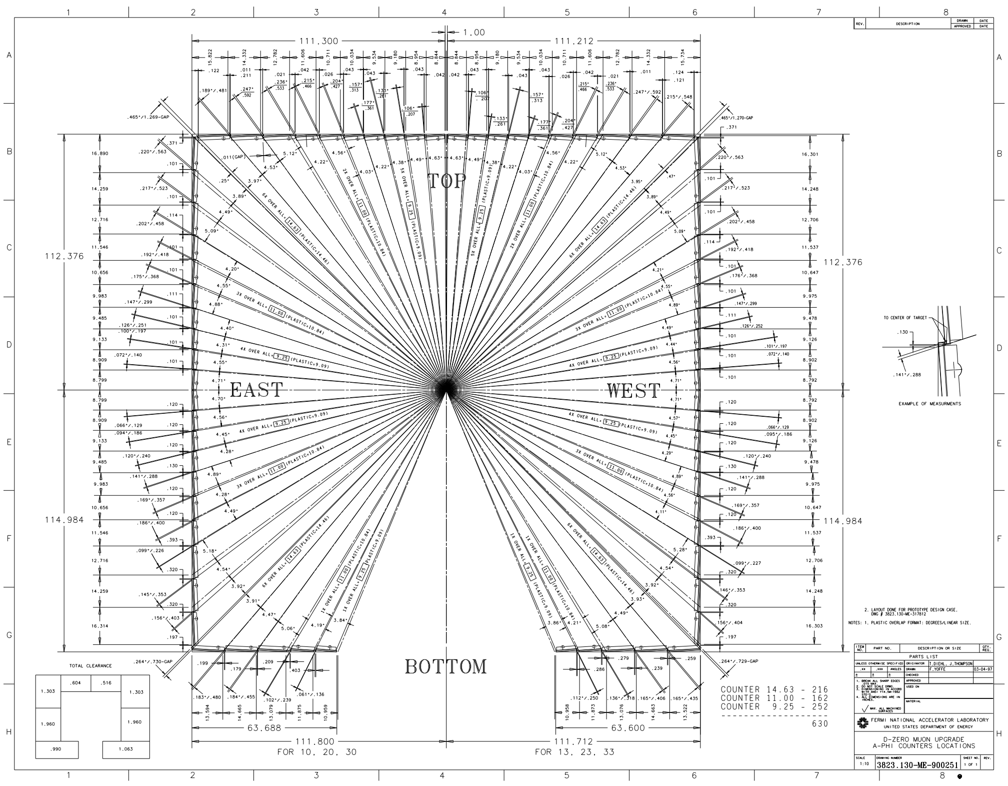


FIG. 2.26 – Vue en coupe perpendiculaire à l'axe du faisceau de la couche $A\phi$ (carré dont le trait est le plus épais et non fermé en bas). La projectivité en ϕ est indiquée. Le petit point que l'on distingue sur les scintillateurs sont les photomultiplicateurs qui les accompagnent.

Le FAMUS est constitué de mini chambres à dérive (MDT) pour lesquelles le temps de dérive des électrons est plus court et, en particulier, inférieur au temps entre deux croisements. De plus leur résolution en position est inférieure au mm. De la même façon, on trouve des couches A, B et C chacune organisée en 8 octants.

De plus pour de raisons de déclenchement, le FAMUS comprend trois couches de scintillateurs, une devant les couches A et C et une derrière la couche B. De la même façon que pour la couche $A\phi$, on a fait en sorte que la segmentation en ϕ rencontre celle du CFT.

Enfin pour réduire considérablement les bruits de fond dus aux débris des protons et des antiprotons, aux interactions secondaires et aux interactions avec le gaz résiduel dans le tube à vide, le blindage autour du tube à vide a été renforcé de trois couches successives de fer, polyéthylène et de plomb. Le fer absorbe les particules électromagnétiques et hadroniques. Le polyéthylène absorbe les neutrons car son taux d'hydrogène est élevé. Le plomb absorbe les photons.

2.3 Acquisition et reconstruction des données

2.3.1 Le déclenchement

Du fait de la grande section efficace $p\bar{p} \to X$ ($\approx 75\,\mathrm{mb}$) [51], le nombre de croisement par seconde est beaucoup trop important pour que chaque interaction soit enregistrée. De plus tous les événements ne sont pas intéressants. Il faut dont les filtrer en ligne pour n'enregistrer que ceux susceptibles de présenter un intérêt. Ce système de déclenchement se fait sur trois niveaux.

Le déclenchement de niveau 0 réduit le taux d'événement de 7.5 MHz (pour une luminosité de $10^{32}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$) à 2.5 MHz en entrée du système de déclenchement de niveau 1 dont le temps de décision est de $4.2\,\mu$s. Le niveau 0 (il est représenté sur les figures 2.17 et 2.19) est simplement un déclenchement sur les collisions inélastiques c'est-à-dire qu'il demande une énergie minimale dans le détecteur. C'est le détecteur de luminosité [52] qui fournit toute l'information dont il a besoin. Le niveau 1 n'utilise que des coupures très simples sur plusieurs détecteurs (les détecteurs à fibres scintillantes, le CFT, le CPS et le FPS, le calorimètre, et les détecteurs de muons). Le niveau 1 de déclenchement calorimétrique place des seuils sur l'énergie contenue dans les tours de déclenchement. Ce sont des tours de 0.2×0.2 en $\eta \times \phi$. Il existe aussi des seuils sur des quantités globales comme la somme de l'énergie transverse dans tout le calorimètre ou l'énergie transverse manquante. Le déclenchement à l'aide du CFT n'utilise que les fibres parallèles à l'axe du faisceau (les couches faisant un angle stéréo avec l'axe ne sont pas utilisées, par conséquent aucune information sur η de la trace n'est accessible). Le seuil sur l'impulsion des traces est fixé entre 1.5 et 3 GeV. Le déclenchement demande un certain nombre de traces ou un certain nombre de traces isolées pour accepter un événement. Le seuil pour le déclenchement sur les muons utilise l'impulsion mesurée par le CFT et non par les détecteurs de muons. L'acceptance du calorimètre, des détecteurs de pieds de gerbe et du CFT s'étend jusqu'à $|\eta| = 2.5$ pour les électrons ou les jets alors que l'acceptance du CFT et des détecteurs de muons se limite à $|\eta| < 2$ pour le

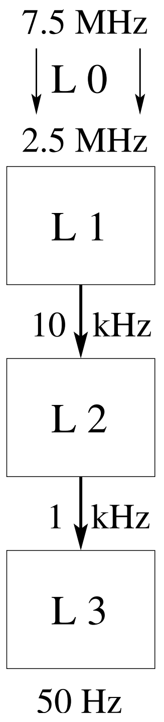


FIG. 2.27 – La chaîne de déclenchement de DØ

déclenchement sur les muons.

Le déclenchement de niveau 2 permet de faire des coïncidences entre les données fournies par différents sous-détecteurs et réduit le taux de données à 1 kHz. Il prend sa décision en 100 μs. Ce niveau de déclenchement utilise également des coupures très simples mais permet de corréler les informations venues des différents sous-détecteurs cités précédemment. Le niveau 2 permet d'effectuer un déclenchement sur des objets physiques (électron, photon, jets, muon).

Le déclenchement de niveau 3 est plus sophistiqué car il reconstruit en partie les événements. Les algorithmes qu'il utilise sont simplifiés par rapport ceux de la reconstruction hors ligne. Il rend sa décision en 50 ms et réduit le taux d'événements qu'il enregistre à 50 Hz.

Les événements passant les filtres du niveau trois de déclenchement sont enregistrés et stockés. Ils sont ensuite reconstruits. Alors pour chaque événement, une liste d'objets physiques directement utilisables pour l'analyse sont produits [40].

2.3.2 Reconstruction de traces

Les traces reconstruites avec le détecteur central c'est-à-dire le SMT et le CFT sont de trois types qui dépendent de la région en η. Jusqu'à $\eta = 1.7$, une trace traverse les 8 couches du CFT, c'est la région centrale, au delà elle en traverse moins, c'est la région de recouvrement puis quand la trace ne traverse plus du tout de couches CFT mais les disques H à partir de $\eta = 2$ se trouve la région avant. L'algorithme de reconstruction de traces débute par des impacts dans la couche externe du CFT. Une route est construite à partir de là, pointant sur la zone d'interaction. Un ajustement de Kalman permet de choisir les impacts à inclure dans la trace en construction. Il faut qu'un impact soit trouvé dans chacune des couches du CFT pour que la trace soit conservée et que son impulsion transverse dépasse 0.5 GeV. Les traces ainsi reconstruites sont ensuite étendues au SMT et l'ajustement est fait à nouveau.

Des aménagements sont faits pour la région de recouvrement où seulement trois impacts dans le CFT sont réclamés pour construire une trace. A l'avant, les traces reconstruites ne sont faites que d'impact SMT. Elles sont reconstruites sur le même principe.

Le programme de reconstruction dans sa forme actuelle reconstruit de plus en plus de fausses traces lorsque le nombre de minimum bias ajouté à l'événement dur augmente. De plus, il est sensible à l'occupation du détecteur, son efficacité baisse lorsque les événements comprennent des jets.

2.3.3 Reconstruction du vertex primaire

Le vertex primaire est le point où a eu lieu l'interaction dure. Pour une luminosité de l'ordre de $10^{32}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}{-1}$, on attend en moyenne 2.5 interactions supplémentaires de minimum bias qui viennent s'ajouter à l'interaction dure. Il faut donc mettre au point un algorithme qui parmi tous les vertex reconstruits, distingue le vertex primaire de vertex des minimum bias [53].

Pour reconstruire les vertex primaires, les traces avec un paramètre d'impact petit sont choisies. Une fois ces traces choisies, leur point d'origine se trouve par ajustements successifs. A chaque itération, la trace qui a la plus grande contribution au χ^2 de l'ajustement est supprimée jusqu'à ce que le χ^2 vaille moins de 10. Une fois ce vertex trouvé, la même procédure se répète pour toutes les traces restantes de l'événement. Ainsi, tous les vertex sont trouvés. Ensuite, le vertex primaire est choisi comme étant celui pour lequel la somme de l'impulsion transverse des traces attachées à ce vertex est la plus grande.

2.3.4 Reconstruction de jets

Aucun des algorithmes de jets n'utilise l'information en profondeur du calorimètre. L'objet de base qu'ils utilisent est la tour (0.1×0.1 en $\eta \times \phi$) dont l'énergie est la somme pondérée des énergies des cellules de la tour. On applique à la réponse de chaque couche calorimétrique, un poids qui a été optimisé pour que la réponse du calorimètre à des électrons de 50 GeV d'énergie soit bien de 50 GeV dans la partie électromagnétique et de même avec des pions de 20 GeV dans la partie hadronique tout en optimisant la résolution en énergie [54]. Ces poids sont calculés de deux façons différentes : pour obtenir 20 GeV ou 50 GeV en ne tenant compte que de l'énergie calorimétrique (ce sont eux que l'on utilise pour reconstruire les données enregistrées jusqu'à maintenant notamment car l'électronique des détecteurs de pieds de gerbe est arrivée tardivement) ou pour les obtenir en ajoutant à l'énergie calorimétrique, l'énergie déposée dans les détecteurs de pieds de gerbe.

Un jet est un ensemble de particules collimées issues de l'hadronisation d'un quark ou d'un gluon. On ne cherche pas à savoir ici, ce qui se passe au niveau des particules contenues dans le jet.

Il y a deux grands types d'algorithmes de jets qui se déclinent ensuite en un très grand nombre d'algorithmes, suivant les valeurs des paramètres qui les gouvernent :

– Les jets de cône se construisent en 3 étapes. On recherche et regroupe les tours contenant le plus d'énergie pour initier la procédure. Initialement, un jet est défini comme l'ensemble des tours dans un cône de rayon R (R est calculé dans le plan $\eta \times \phi$), centré sur l'un des agrégats initiaux et ayant pour origine le vertex primaire reconstruit. On recalcule alors la position du jet en tenant compte de l'énergie contenue dans tout le cône et on itère jusqu'à ce que l'on obtienne un jet stable. Puis pour tous les jets de cône séparés de moins de $2R$, un cône est construit autour du barycentre des centres des deux cônes pondérés par leur énergie transverse. Une liste de jets comprenant les jets stables construits initialement et les jets construits autour des barycentres est ordonnée en énergie transverse. Puis en partant du jet le plus énergétique, l'énergie transverse qu'il a en commun avec chaque autre jet est comparée à un seuil. Si le seuil est dépassé, les deux jets sont réunis en un seul, sinon il reste séparés en deux jets (l'énergie transverse commune est emportée par le jet le plus énergétique). La liste des jets est mise à jour et l'algorithme se répète jusqu'à ce qu'il n'y ait plus d'énergie transverse commune à deux jets. Dans DØ, on a choisi de construire des jets de cône de rayon 0.3, 0.5 et 0.7.

– Les jets de k_T [55] se construisent en combinant les deux agrégats les plus proches en un seul si la distance les séparant est inférieure à un seuil prédéfini. On définit un agrégat par un ensemble de tours suffisamment proches pour provenir de la même gerbe. On recommence cette opération tant que toutes les distances entre agrégats ne sont pas supérieures à la distance seuil. La métrique utilisée dépend de la "saveur" de l'algorithme utilisé. Dans DØ, on a choisi de construire des jets de k_T de distance seuil 0.4 et 1. On ignore les agrégats identifiés comme venant des débris du proton ou de l'anti-proton.

Le choix des algorithmes et de leurs paramètres dépend du processus physique que l'on souhaite étudier. Par exemple, l'algorithme de cône est apprécié pour la simplicité de sa mise en œuvre mais les jets qu'il construit ne sont pas sains théoriquement. Les jets, en QCD, n'ont pas une forme de cône à cause des radiations de gluons. De plus la forme conique est très rigide et de l'énergie est facilement perdue à proximité du cône. Cela entraîne beaucoup de corrections a posteriori. En revanche, l'algorithme de k_T a de bonnes propriétés QCD et n'a pas ce problème de perte d'énergie mais il est très sensible au choix de la distance seuil, au bruit, à l'événement sous-jacent, à l'empilement et aux débris du proton.

2.3.5 Reconstruction des électrons

La reconstruction standard[5] des électrons utilise un algorithme de jet de cône de rayon 0.7. Les tours les plus énergétiques ainsi trouvées ne sont conservées que si leur fraction électromagnétique est suffisante. Le candidat électron est fait des cellules contenues dans une fenêtre fixe centrée sur la tour la plus énergétique pour le calorimètre central et des cellules contenues dans un cône de taille fixe (en cm) pour les calorimètres avants. Il doit être relativement isolé dans le calorimètre pour être conservé. L'électron calorimétrique est ensuite associé, si cela est possible, à un dépôt d'énergie dans les détecteurs de pied de gerbe et/ou une trace reconstruite. La qualité du candidat électron dépend notamment du nombre de détecteur participant à son identification. S'il y a simultanément de l'énergie dans le calorimètre, dans le détecteur de pied de gerbe et une trace reconstruite, le candidat est d'autant meilleur. De plus, on ajoute un critère de qualité qui tient compte du profil de la gerbe électromagnétique dans le calorimètre, entre autre, appelé Matrice H [56]. Ce critère est plus ou moins relâché suivant la pureté désirée de la sélection de candidats électrons.

Cet algorithme est efficace en matière de sélection d'électrons de relativement grandes énergies, comme des électrons de Z en particulier parce qu'il demande que l'électron soit isolé et qu'il se base sur un candidat calorimétrique. Un autre algorithme est mis en œuvre pour retrouver les électrons de basse énergie comme les électrons dans les jets. Le principe est différent puisque cet algorithme débute des traces reconstruites qu'il extrapole jusqu'au calorimètre. Pour chaque trace, une route aussi fine que possible est construite autour de l'extrapolation de la trace. Les candidats électrons sont sélectionnés en fonction de deux critères, la fraction électromagnétique calculée dans la route et le rapport de l'énergie électromagnétique dans la route et de l'impulsion de la trace initiale. Les coupures sur ces deux critères dépendent de l'efficacité ou de la pureté que l'on souhaite pour le lot de candidats sélectionnés [59].

2.3.6 Reconstruction de muons

Les impacts enregistrés sur les fils des chambres à dérive sont d'abord combinés de manière à former dans chaque couche des segments. Par des ajustements successifs entre les différents impacts, on ne garde que les segments locaux les plus longs qu'il ait été possible de construire. Les segments locaux des couches B et C sont ensuite associés entre eux pour devenir des segments locaux plus grands quand cela est possible. Il n'y a pas de raison de distinguer les couches B et C car le toroïde ne les sépare pas. Les segments sont de nouveaux prolongés vers les couches de scintillateurs cette fois.

Enfin les segments de la couche A et des couches B et C sont associés. Les segments des couches B et C ne trouvant pas de partenaires ne sont pas gardés alors que ceux, également non associés de la couche A, restent car ils peuvent avoir été créés par un muon de basse impulsion n'ayant pas traversé le toroïde. La confirmation de l'impul-

[5] En fin de chapitre 4, des précisions sont données sur la reconstruction d'électrons et notamment l'introduction d'un autre algorithme de reconstruction qui vient s'ajouter à l'algorithme standard décrit ici.

sion de ces muons ne peut venir que du détecteur de traces central. Enfin seuls les segments compatibles avec le vertex primaire sont conservés. Un ajustement permet de déterminer la position et l'impulsion du muon ainsi que les erreurs sur ces quantités. L'ajustement tient compte du champ magnétique et de la perte d'énergie dans le toroïde. Les traces ainsi reconstruites sont extrapolées à travers le calorimètre pour être associées aux traces du détecteur de traces central. Le détecteur de traces central confirme la trace reconstruite dans le détecteur de muons et permet une meilleure mesure de son impulsion.

2.4 La chaîne de simulation

Les événements Monte Carlo sont générés avec PYTHIA [60], HERWIG [61] et ISAJET [62] (VECBOS et SUSYGEN peuvent aussi être utilisés mais le sont moins systématiquement). La production QCD utilise PYTHIA et la production SUSY utilise ISAJET pour dériver les masses des paramètres du MSSM à la basse échelle à partir des masses à l'échelle d'unification et PYTHIA pour la génération.

La simulation du détecteur DØ (DØGSTAR [63]) se fait avec GEANT 3 (GEISHA est utilisé pour simuler les gerbes hadroniques). Il est possible d'utiliser deux types de géométrie :
- "mixture" où le volume du calorimètre est rempli d'un milieu équivalent homogène
- "plate" où le calorimètre est décrit comme une succession de plaques d'absorbeur et de couches d'argon.

La simulation mixture est plus rapide que la simulation plate mais moins précise. La simulation complète se termine avec le passage des événements à travers le programme DØSim qui a plusieurs rôle :
- ajout des événements mous à l'événement dur (les événements mous, événements minimum bias peuvent être simulés ou issus des données réelles)
- ajout des événements d'empilement pour le calorimètre
- ajout du bruit du calorimètre (électronique et uranium)
- ajout du bruit et des inefficacités du CFT et du SMT
- mise de l'événement dans un format identique aux données enregistrées par le système d'acquisition

Il est également possible de simuler les niveaux de déclenchement (DØTrigSim). Le niveau 1 est simulé alors que les algorithmes qui fonctionnent en ligne sont utilisés pour prédire les résultats des niveaux 2 et 3.

Chapitre 3

Etude des chaînes d'électronique de lecture et de calibration du calorimètre

Dans ce chapitre, après avoir brièvement présenté l'électronique du calorimètre, le système de calibration de cette électronique sera décrit. Par la suite, une simulation réaliste des signaux de physique et de calibration sera présentée en détails ainsi qu'une méthode de calibration reposant sur cette simulation.

3.1 L'électronique du calorimètre

Le calorimètre de DØ, au Run II est resté le même qu'au Run I. Il n'a pas été réouvert depuis une dizaine d'années.

En revanche l'électronique a été entièrement renouvelée pour le Run II [64, 40] afin de tenir compte de l'augmentation de la luminosité d'un facteur environ 20 par rapport au Run I. En effet celle-ci passera de $2 \times 10^{31}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ au Run I à $2 \times 10^{32}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ puis $5 \times 10^{32}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ pour le Run IIb. Dans le même temps la période de croisement des paquets passera de $3.5\,\mu$s à 396 ns puis 132 ns. Afin de tenir compte des nouvelles contraintes du TeVatron, les modifications principales de l'électronique porteront sur :

- une électronique avec des temps de montée plus courts concernant les préamplificateurs (430 ns)[1] et les formeurs (320 ns)
- une mise en mémoire des données ("pipeline") afin de laisser du temps au système de déclenchement de prendre une décision

Des performances comparables à celle du Run I sur le bruit (de l'ordre de 4 MeV par cellule pour la partie électromagnétique, avec une contribution égale du bruit de l'électronique et de l'Uranium) sont réalisées. Le but de la calibration est de maintenir une contribution de l'électronique au terme constant de la résolution en énergie des électrons inférieure à 2%. Cette valeur correspond à la contribution du terme stochastique à la résolution en énergie des électrons de désintégration des $W^{\pm}$ et des Z. La figure 3.1 donne une vue schématique de l'électronique qui sera détaillée dans les deux paragraphes suivants (la chaîne de lecture du calorimètre Run I est décrite dans [39]).

[1] Le temps de dérive dans une cellule d'argon de 2.3 mm est de 430 ns

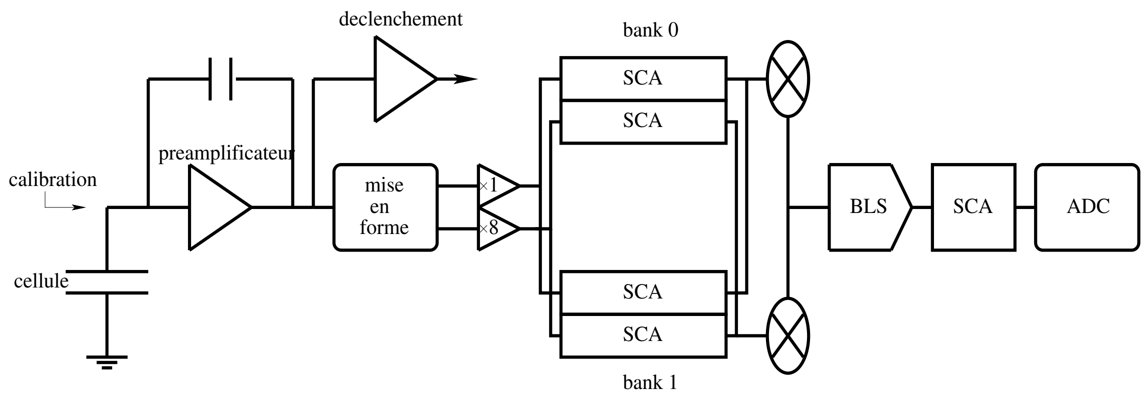


FIG. 3.1 – Vue schématique de la chaîne de lecture du calorimètre

3.1.1 Vue d'ensemble

Le signal créé par influence par les charges dérivant dans l'argon vers les électrodes des cellules[2] transite par un premier câble de 30 Ω situé à l'intérieur du cryostat jusqu'à la traversée froide (passage de 78 K à la température ambiante). Cette traversée permet le regroupement des signaux en coordonnées physiques. Les signaux de tous les compartiments en profondeur, correspondant à une zone $\eta \times \phi$ de 0.2×0.2, sont ainsi regroupés sur deux câbles de 24 voies chacun. Les modifications par rapport au Run I apparaissent au delà de la traversée froide.

L'impédance du câble extérieur reliant la traversée froide aux préamplificateurs a été modifiée et est passée de 115 Ω à 30 Ω afin d'assurer une bonne adaptation entre le câble interne et l'impédance d'entrée des préamplificateurs. De plus leur longueur a été optimisée afin que la longueur totale des câbles entre la cellule et le préamplificateur soit la plus uniforme possible.

Les préamplificateurs de charge délivrent une tension proportionnelle à la charge injectée. Ils sont de 14 types différents pour des raisons de géométrie du calorimètre. En effet une cellule peut être schématisée par une source de courant (le signal de physique) en parallèle avec la capacité de la cellule C_d. La valeur de C_d n'est pas constante pour les 55 000 voies du calorimètre parce qu'elle dépend de la géométrie de la cellule. Le signal de physique voit en parallèle de C_d, la résistance d'entrée du préamplificateur Z_{in}, il voit donc un pôle $Z_{in}C_d$ (un schéma précis est donné figure 3.15). Les 14 types de préamplificateur compensent 14 pôles différents puisqu'une étude de la géométrie des cellules a permis de les classer en 14 catégories (cf. figure 3.18). Grâce à cette compensation, le signal en sortie de préamplificateur est quasiment le même pour toutes les voies. On s'affranchit à ce stade de la géométrie du détecteur ce qui permet d'avoir des composants identiques pour toute la suite de la chaîne d'électronique. La table 3.1 donne le nom de chaque type de préamplificateur, la valeur nominale de la

[2]Une cellule est constituée d'un double espacement de 2.3 mm séparé par une électrode et une plaque d'absorbeur en uranium de 3 mm d'épaisseur.

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

TAB. 3.1 – Type de préamplificateurs, capacité nominale qu'ils compensent et largeur de la distribution de ces capacités dans le calorimètre

capacité compensée, et la largeur de la distribution sur cette valeur pour les cellules appartenant à chacune des 14 catégories. Les compartiments EM1, EM2 et EM3 ont des cellules de capacités de l'ordre de 400 pF, EM4 de l'ordre de 1.5 nF et les compartiments hadroniques de l'ordre de 4.5 nF.

Le signal est mis en forme en 320 ns par un formeur ("shaper") bi-gain ($\times 1$ et $\times 8$). Le signal au pic (le calorimètre n'est lu qu'une seule fois, au pic du signal) transite ensuite par un pipeline analogique (Switch Capacitor Array). Le temps de latence est au maximum de 4.2μs afin de laisser le temps au déclenchement de niveau 1 de prendre une décision. Il y a en tout deux fois deux SCA correspondant aux deux gains et afin d'éviter un temps mort à ce niveau, deux SCA pour l'écriture alternant avec deux autres SCA pour la lecture (cf. figure 3.1).

Si la décision du système de déclenchement est positive alors le choix du gain est effectué par un comparateur à la sortie des SCA. Le signal passe ensuite par un soustracteur de ligne de base (BLS) car la sortie des formeurs n'est pas bipolaire comme dans ATLAS mais unipolaire. La BLS soustrait au signal, un signal stocké en mémoire dans le pipeline 3×132 ns plus tôt (dans le cas de croisement à 396 ns c'est le signal précédent). Compte tenu du temps de montée du formeur, le calorimètre intègre l'équivalent de 1.5 croisements à 396 ns (cf. figure 3.2) et de l'ordre de 5 à 132 ns. Ainsi du point de vue de l'empilement, le calorimètre verra le même nombre d'événements de biais minimum pour une même luminosité intégrée quelle que soit la période de croisement (396 ns ou 132 ns).

Le signal, une fois validé par les trois niveaux de déclenchements, est digitisé dans des ADC 12 bits non changés au Run II. A la sortie de l'ADC, le signal est multiplié par 8 si le gain du formeur choisi était $\times 1$. Ainsi l'utilisation d'un formeur bi-gain permet d'étendre la gamme dynamique de 12 bits à 15 bits.

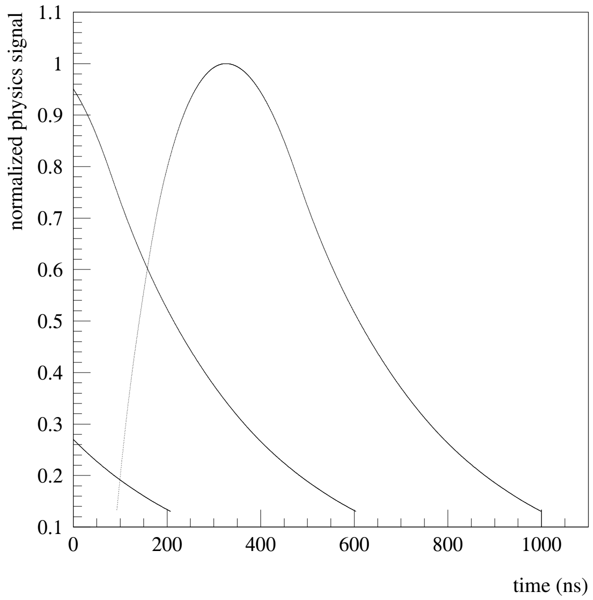


FIG. 3.2 – L'empilement : la contribution des deux événements précédents au signal de physique

3.1.2 La chaîne de calibration

Le signal de calibration n'est pas injecté au niveau des électrodes des cellules du calorimètre comme cela est fait dans le calorimètre d'ATLAS par exemple où le signal de calibration suit exactement le même chemin que le signal de physique. Dans notre cas, il est injecté à chaud, c'est-à-dire à l'entrée des préamplificateurs. Ce choix limite le nombre de câbles qui traversent le cryostat. Ce choix ne posait pas de problème au Run I car le temps d'intégration de $2.2\,\mu$s était bien supérieur au temps de transit dans les câbles. La localisation de l'électronique à l'extérieur a permis de construire une nouvelle calibration adaptée à la nouvelle électronique[3] [66].

Une calibration à chaud a cependant un inconvénient important. En effet le signal injecté se divise en deux parties, comme l'illustre la figure 3.3. Une partie du signal traverse directement le préamplificateur pendant que l'autre se réfléchit sur la capacité du détecteur avant de reprendre le chemin "normal" du signal de physique. Le signal de calibration après mise en forme étant la somme de deux signaux, un direct et un réfléchi, il ne pourra pas être directement comparable au signal de physique. Du fait de la réflexion, il sera par exemple, plus sensible aux variations de longueur des câbles, et de la capacité détecteur.

La compensation de pôle $Z_{in}C_d$ ne s'applique que partiellement au signal de calibration car seule la partie réfléchie voit à la fois le pôle et sa compensation. La partie non réfléchie du signal subit une compensation de pôle sans avoir vu le pôle $Z_{in}C_d$. Cet effet est d'autant plus pénalisant que la capacité détecteur que l'on compense est

[3]construite par le LAL Orsay et le LPNHE Paris

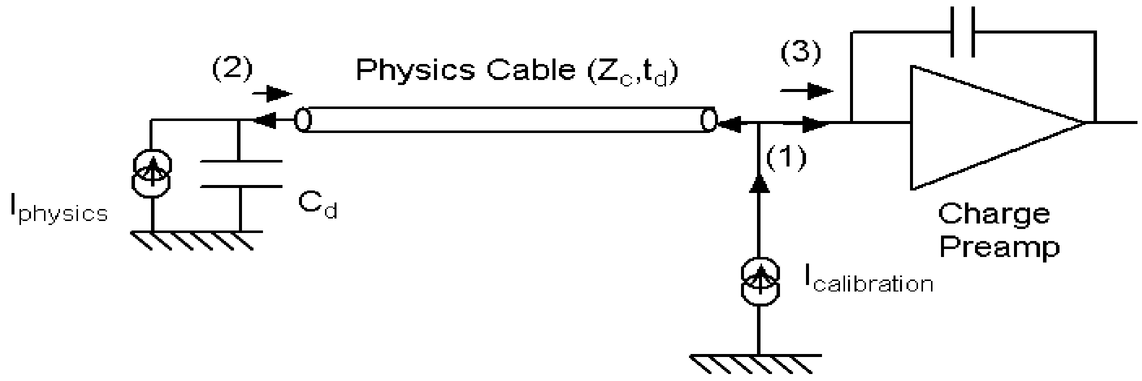


FIG. 3.3 – Modèle simple de la chaîne d'électronique de la capacité du détecteur au préamplificateur

grande, c'est-à-dire pour les voies du calorimètre hadronique. La figure 3.6 montre, pour 6 types de préamplificateurs différents, le signal de calibration superposé au signal de physique dans une simulation simplifiée. On y voit nettement la dégradation du signal de calibration avec l'augmentation de la valeur de la capacité compensée par le préamplificateur.

Les signaux de calibration et de physique n'étant pas identiques, il faut alors déterminer avec précision les variations des signaux de physique en fonction de celles du signal de calibration. Ces variations sont dues à différents paramètres tels que la longueur des câbles (t_d), l'impédance des câbles (Z_c), la capacité du détecteur (C_d) et l'impédance d'entrée du préamplificateur (Z_{in}). Ce dernier paramètre est le plus mal connu. Il peut prendre une valeur différente d'un préamplificateur à l'autre, et varier au cours du temps avec la température. Le travail de simulation décrit dans ce chapitre a pour but de déterminer la relation existant entre les variations du signal de physique et celles de calibration.

3.1.3 Description du système de calibration

Le système de calibration a été dessiné à partir de simulation par le programme SPICE afin d'optimiser la variation du signal de physique par rapport à la variation du signal de calibration. Je n'ai pas participé à ce travail mais le travail de simulation exposé dans cette thèse est plus réaliste et permet d'atteindre une meilleure précision.

Un générateur de courant ("pulseur") contrôlé par un convertisseur analogique digital (DAC) envoie un courant continu ainsi que des commandes différentielles en ECL [4] à

[4]les commandes ECL (=Emitter-Coupled Logic) codent les niveaux logiques haut et bas ou vrai et faux, sur une petite gamme de variation de tension (800 mV contre 5 V pour les classiques niveaux TTL.). Cela leur permet d'avoir la bonne propriété de perturber au minimum l'environnement dans lequel on les utilise.

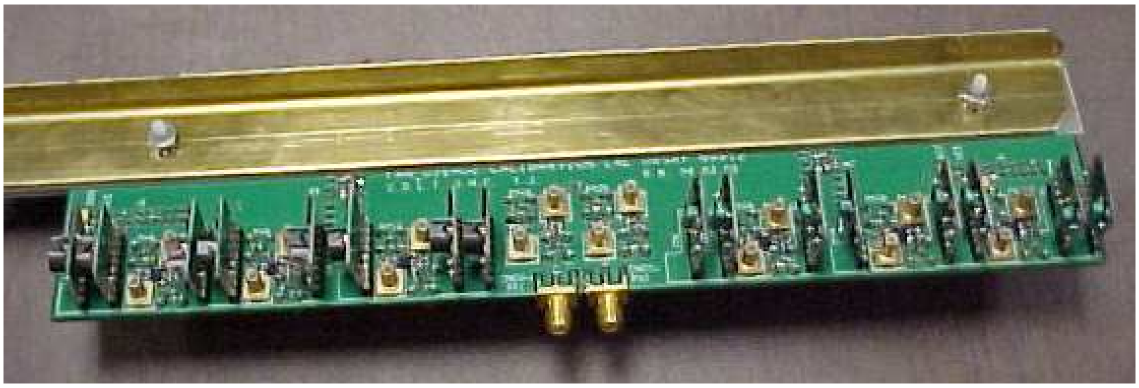


FIG. 3.4 – Photographie d'un tiers de carte fanout sur lequel se trouve 16 switches.

des distributeurs actifs situés au niveau des cartes préamplificateurs. Ainsi seuls les courants continus et les signaux logiques transitent par de longs câbles tandis que le signal de calibration est généré au niveau des préamplificateurs sur les cartes filles (switch) du distributeur actif et injecté par des câbles très courts ($\sim 10\,\mathrm{cm}$) (cf. figure 3.4).

Le réglage en temps, l'amplitude des signaux ainsi que le choix de la voie sont ajustables au niveau du pulseur.

Le principe de fonctionnement des switches est le suivant : un courant DC charge une inductance de 1mH à travers un transistor PMOS [5], tandis que la base d'un NPN [6] est à 0 V. Lorsqu'un signal de commande de 5 V est appliqué sur la base du NPN, le courant continu est aiguillé vers le NPN et le PMOS est bloqué (le schéma électronique du switch est donné figure 3.14).

L'inductance restitue alors le courant produisant une tension proportionnelle à la dérivée du courant aux bornes de l'inductance. Cette tension est mise en forme par un réseau de résistances et capacités pour donner le signal présenté figure 3.5. Le signal est injecté avec une impédance de $10\,\mathrm{K}\,\Omega$ ou $20\,\mathrm{K}\,\Omega$ suivant le gain du préamplificateur afin d'obtenir pour un même courant initial, la même tension de sortie quel que soit le gain du préamplificateur. Le signal issu d'un switch est distribué par deux câbles au fond de panier des boîtes de préamplificateurs qui redistribue le signal à 4 cartes de préamplificateurs qui chacune dirige le signal vers 6 préamplificateurs. Le même signal de calibration touche donc, au total, 48 préamplificateurs, contre 144 au Run I, ce qui permet une plus grande flexibilité d'utilisation.

3.2 Simulation des signaux de physique et de calibration

La calibration absolue a pour but de déterminer l'énergie déposée dans une cellule. La relation suivante relie l'énergie déposée à la mesure de la calibration :

[5] Transistor Metal-Oxyde-Semiconducteur de type P, P indique le type de dopage.
[6] Transistor bipolaire à jonction de type N

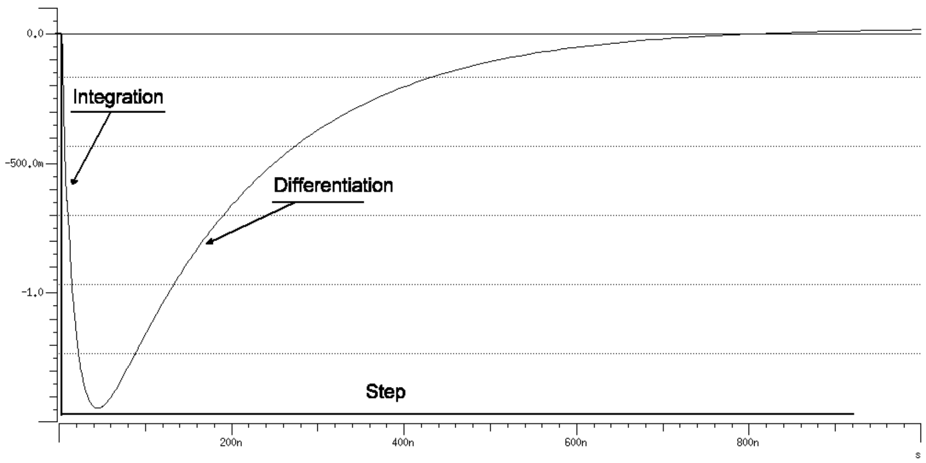


FIG. 3.5 – Signal de calibration mis en forme par les switches : résultat de l'intégration et de la dérivation d'un échelon de tension

$E(\mathrm{GeV}) = ADC$ (au maximum du signal) $\times q/DAC \times DAC/ADC \times 1/(q/\mathrm{GeV})$
où E est l'énergie déposée dans une cellule, q/DAC est la charge physique correspondant à un coup de DAC, ADC/DAC est la valeur de l'ADC correspondant à un coup de DAC et $1/(q/\mathrm{GeV})$ est la charge déposée dans la cellule par GeV incident.

Actuellement, le calcul de l'énergie déposée se résume à une simplification de la formule précédente :

$E(\mathrm{GeV}) = constante \times ADC$ (au maximum du signal)
où le terme constant englobe à la fois la conversion charge-énergie héritée du Run I et un poids qui dépend de la profondeur à laquelle se trouve la cellule (comme on l'a déjà noté précédemment, ces différents poids ont été choisis de telle sorte que le calorimètre restitue l'énergie générée pour des électrons et des pions Monte Carlo de respectivement 50 GeV et 20 GeV).

Pour être en mesure de convertir la valeur de l'ADC au maximum du signal en énergie sans simplification, il faut connaître les formes des signaux de physique et de calibration en sortie de shaper.

En effet, le système de calibration fournit le rapport ADC/DAC. Il suffit pour cela de mesurer la valeur du signal de calibration, la valeur du DAC ayant été choisie au préalable.

La valeur q/DAC peut être déterminée simplement grâce à une simulation. La simulation du signal de physique donne la correspondance entre la charge injectée q_P et la valeur du signal de physique à son maximum V_P. La simulation du signal de calibration donne la correspondance entre un courant injecté I_C et la valeur du signal de calibration à son maximum V_C. Le rapport $q_P \times \frac{V_C}{V_P}$ est connu et donne la correspondance recherchée entre une charge de physique et un courant de calibration. Le courant de calibration est l'équivalent direct d'une valeur de DAC. Une charge injectée ne se transforme pas de façon simple en un courant de calibration du fait du

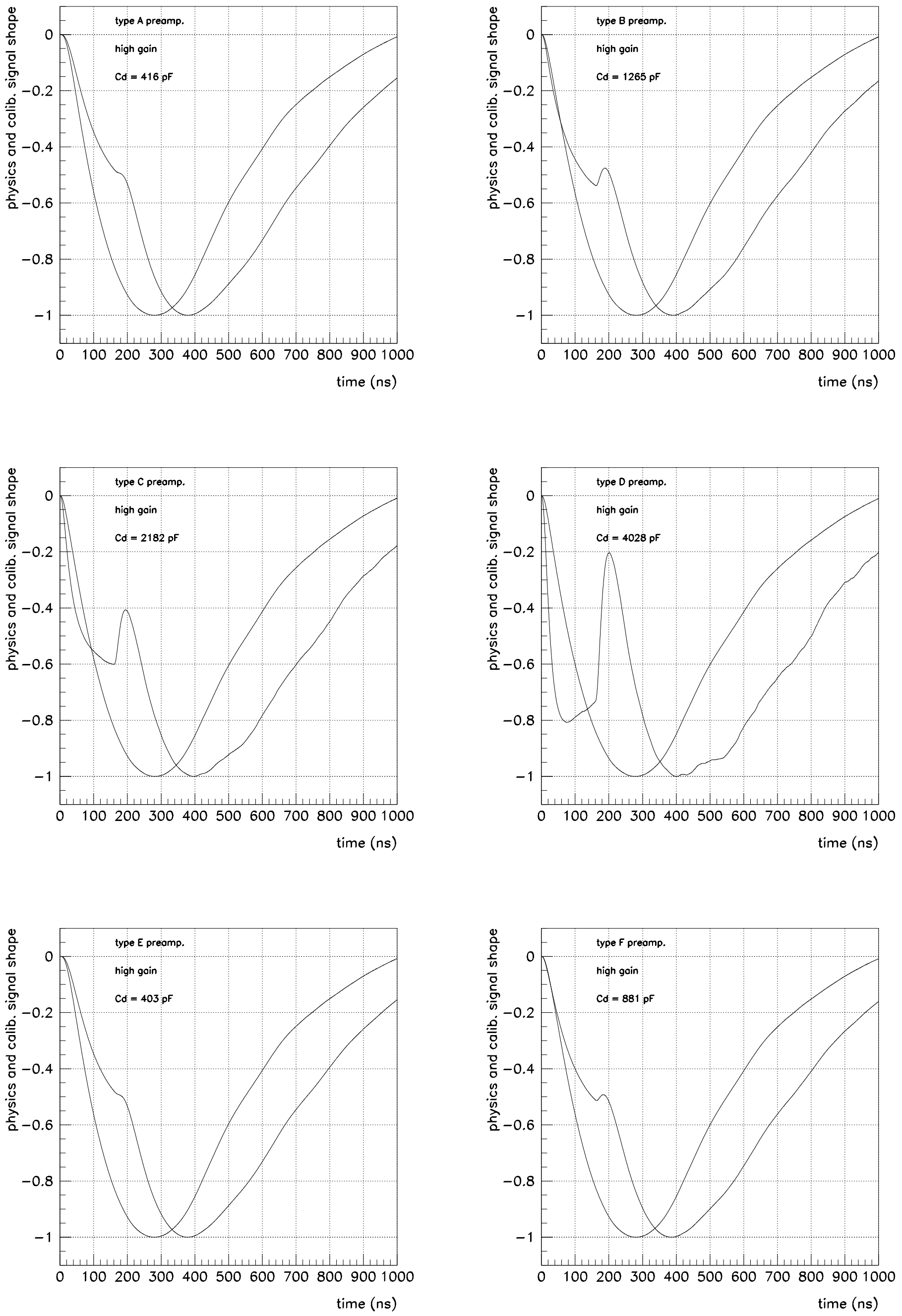


FIG. 3.6 – Les signaux de physique et de calibration pour les préamplificateurs de type A, B, C, D, E et F

système de calibration chaude : la physique et la calibration n'ont pas des comportements identiques. Il faut donc comprendre et connaître à leur maximum, les deux signaux pour pouvoir convertir la valeur de l'ADC au maximum du signal en énergie. De plus, il faut les connaître voie à voie car le rapport $q_P \times \frac{V_C}{V_P}$ n'est pas constant. On verra par la suite que les paramètres qui décrivent les voies de lecture sont dispersés et donc que les signaux de physique et de calibration n'ont pas de raison d'être identiques.

La calibration relative permet de connaître et de corriger les évolutions voie à voie de la chaîne d'électronique de lecture dès lors que l'on sait comment se traduisent les variations observées du signal de calibration sur le signal de physique. Le système de calibration chaude rend le passage d'un signal à l'autre plus compliqué puisque la sensibilité aux différents paramètres de la chaîne de lecture de la calibration est différente de celle de la physique. L'objectif qui a été fixé au système de calibration du Run II est un contrôle de la chaîne d'électronique de lecture du calorimètre à mieux de 2% dans la partie électromagnétique du calorimètre (on ne veut pas que la contribution de l'intercalibration à l'incertitude sur la résolution en énergie des électrons ou des photons domine le terme constant de la résolution, cf. chapitre 2).

Le travail de simulation exposé dans ce chapitre permet de définir la variation du signal de physique en fonction de la variation du signal de calibration et constitue un préalable au calcul de la correspondance absolue charge physique et valeur DAC du pulseur.

3.2.1 Mesure des paramètres stables

La première étape dans la simulation est la mesure des paramètres stables du modèle comme la longueur des câbles, leurs impédances et la capacité des cellules de lecture voie par voie. Une telle base de données existait au Run I mais n'avait pas été maintenue pendant plusieurs années, de plus elle était difficilement utilisable avec un contenu parfois ambigu sinon faux.

Le choix a donc été fait de remesurer les quantités nécessaires.

3.2.1.1 Réflectométrie temporelle

Il était impossible de remesurer chacune des quantités souhaitées avec les appareils adéquats (capacimètre, ampèremètre, etc ...), le calorimètre étant construit et fermé. Le service électronique du LAL a fabriqué une carte qui prend la place d'une carte de préamplificateurs. Elle permet de mesurer un signal de réflectométrie successivement, sur 48 voies correspondant à une carte de préamplificateurs.

La carte de mesure envoie un échelon de tension en entrée de chaque voie, exactement à l'endroit où est, normalement, injecté le signal de calibration. Ce signal se réfléchit sur la capacité du détecteur. Par la suite, le signal de sortie qui a parcouru le même chemin qu'un signal de calibration et a subi les effets de tous les composants successifs de la voie du calorimètre mesurée, est enregistré. On peut ainsi mesurer tous les paramètres en une fois. Seule l'impédance du préamplificateur, Z_{in}, reste inconnue

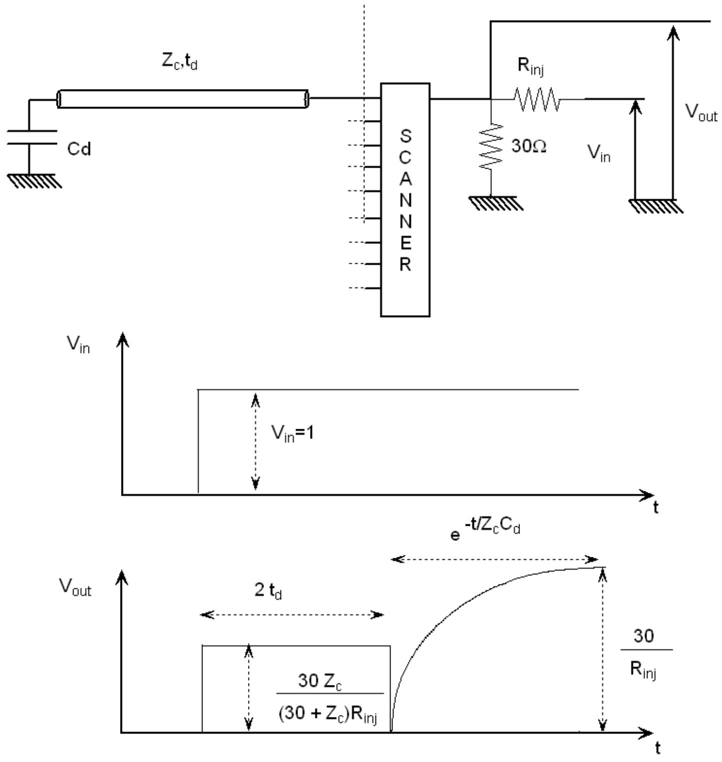


FIG. 3.7 – Le signal théorique attendu lors d'une mesure de réflectométrie temporelle avec un câble sans perte

puisque ce dernier a été débranché, elle a été remplacée par l'impédance bien connue de la carte de mesure ($30\,\Omega$). Les paramètres mesurés avec le signal de réflectométrie sont intrinsèques à la voie mesurée, et stables dans le temps. La figure 3.7 montre le signal de réflectométrie attendu à la sortie d'une chaîne schématisée sur la figure 3.3 en supposant le câble sans aucune perte. La figure indique aussi comment déduire du signal les différents paramètres. Le rapport de l'amplitude du signal de sortie et de l'amplitude de la marche obtenue en début de signal donne l'impédance du câble (l'impédance de la carte de mesure étant connue). La longueur de la marche donne deux fois la longueur du câble et l'exponentielle finale permet de déduire la valeur de la capacité.

Extraire les paramètres recherchés du signal théorique de la figure 3.7 semble assez simple a priori. Dans une première étape, une technique d'extraction du signal est mise au point sur banc de test au LAL avant de faire la mesure sur le calorimètre directement.

3.2.1.2 Mesure sur banc de test

Afin de tester la méthode d'extraction des paramètres à partir des mesures de réflectométrie réelles, un banc de test a été mis en place au LAL. Un signal échelon est

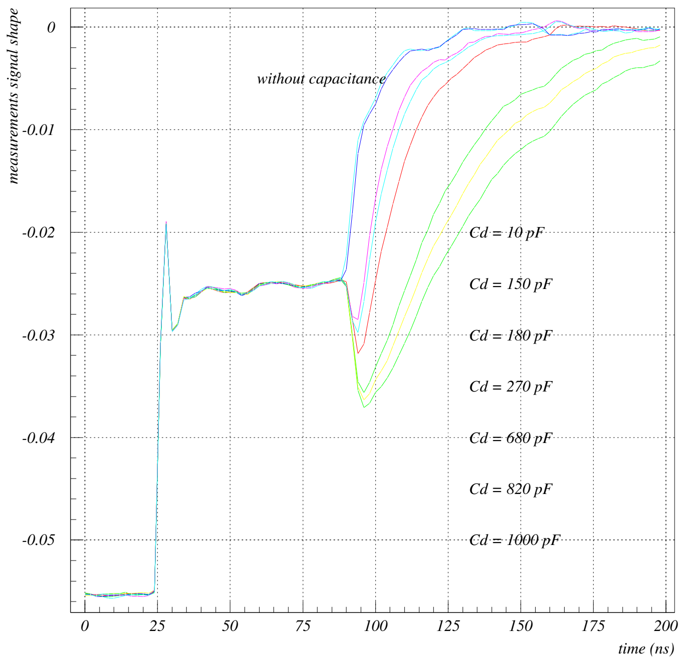


FIG. 3.8 – Mesures réalisées sur banc de test au LAL pour des valeurs connues de capacités

injecté dans un câble du calorimètre qui se termine par une capacité équivalente à la capacité d'une cellule de lecture. Le signal réfléchi est enregistré et analysé. Le résultat est présenté sur la figure 3.8. La longueur et l'impédance du câble se déduisent assez aisément comme prévu par la figure théorique 3.7. L'effet de peau dans le câble qui avait été négligé sur la figure 3.7 se voit bien ici : l'exponentielle de la capacité ne démarrant pas tout en bas de la courbe comme c'était le cas sur la figure théorique 3.7. Il sera donc plus difficile d'extraire la capacité. Un ajustement exponentiel réalisé sur la dernière partie du signal pour différentes valeurs de capacité connues, donne les résultats présentés dans le tableau 3.2. On voit qu'il est difficile d'extraire précisément les faibles valeurs mais que dès que l'on dépasse des valeurs de l'ordre de 400 pF, la capacité est retrouvée à 2 ou 3% près. Les capacités des voies du calorimètre variant de 400 pF à 4 nF, ces mesures sur banc de test sont donc encourageantes. Il faut toutefois déjà noter que la capacité sera la valeur la plus problématique à extraire mais sa valeur absolue n'est pas capitale puisque l'on cherche à étudier les corrélations des variations du signal de calibration et du signal de physique en fonction des variations dans le calorimètre des valeurs des capacités.

Le paragraphe suivant traite des mêmes mesures réalisées in situ et de leurs conséquences sur la compréhension de la chaîne d'électronique du calorimètre.

valeur connue de la capacité (pF)	valeur fittée de la capacité (pF)
0	10.92
10	17.65
150	154.1
180	190.1
270	288
680	688.8
820	835
1000	1007

TAB. 3.2 – Comparaison des valeurs réelles des capacités et des valeurs extraites des mesures de réflectométrie temporelle

3.2.1.3 Mesure des paramètres du calorimètre

Les mesures réalisées auprès du calorimètre sont présentées sur la figure 3.9, où apparaissent trois courbes correspondant à trois valeurs différentes de capacité du détecteur, 400 pF, 1000 pF et 4000 pF. Le résultat des mesures semble plus complexes que celui obtenu lors des mesures sur banc de test (figure 3.8).

Sur la figure 3.9, j'ai indiqué 5 zones distinctes du signal dont le comportement peut être relié aux éléments de la chaîne d'électronique. Les zones sont numérotées dans un ordre qui croît de gauche à droite et qui correspond à la propagation du signal de réflectométrie jusqu'à la capacité de la cellule de lecture. La zone numéro 1 correspond à deux fois la longueur du câble L_2 (en ns) entre le préamplificateur et la traversée. Ce n'est pas un échelon de tension comme on pourrait s'y attendre à cause d'une inadaptation de la carte de mesure. La longueur du câble n'en reste pas moins mesurable, l'impédance qui se déduit de la valeur de l'amplitude de la marche semble plus difficile à extraire. Le pic dans la zone numéro 2 correspond à l'inductance de la traversée. La zone numéro 3 subit l'effet du deuxième câble L_1, qui va de la traversée à la piste du circuit reliant le câble à la capacité elle-même. La longueur de cette piste dépend de l'emplacement de la cellule dans un module. Si elle est au bord du module, elle est courte ou inexistante (La figure 3.11 montre un exemple de voie sans piste). Par contre si elle est au milieu du module, la piste est plus longue. La zone numéro 4 est due à l'effet de la piste et le pic correspond à l'inductance de cette dernière. Enfin la forme exponentielle du signal dans la zone numéro 5 provient de l'effet de la capacité de la cellule.

D'après ces résultats, il apparaît qu'un modèle de simulation plus réaliste devra tenir compte de ces différents effets.

3.2.1.4 Un modèle plus réaliste

Un schéma déduit des mesures réalisées sur le calorimètre est présenté sur la figure 3.10. Il prend en compte la traversée schématisée par l'inductance appelée L_f, et la piste reliant le câble aux électrodes du détecteur (L_s et C_s). Maintenant les deux

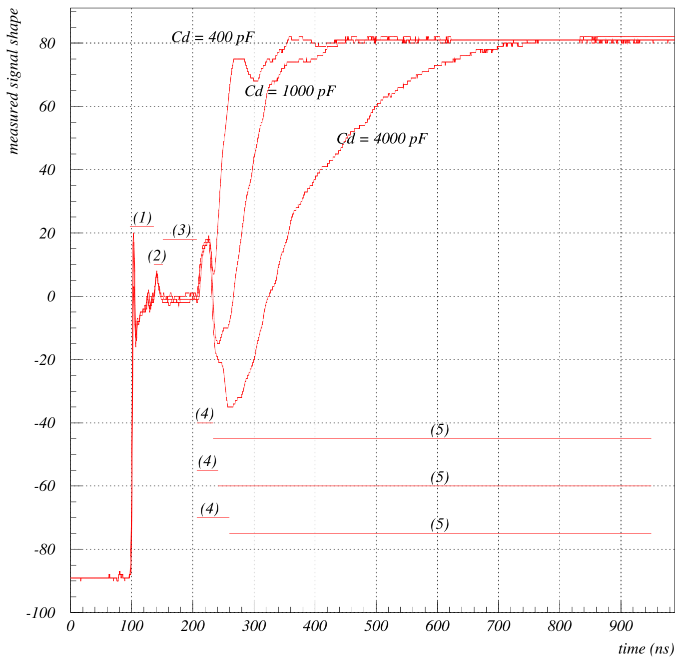


FIG. 3.9 – Mesures de réflectométrie pour trois différentes valeurs de capacité. Les zones distinctes sont numérotées de 1 à 5.

câbles sont considérés séparément, chacun représenté par sa longueur (L_1 ou L_2), et son impédance (R_1 ou R_2). Le dernier paramètre considéré sur la figure 3.10 est C_d, la capacité du détecteur. Ce modèle est défini par 8 paramètres stables qu'il faudra extraire des mesures. Pour une connaissance complète, il faut ajouter un neuvième paramètre. Il s'agit d'une constante temporelle qui modélise l'effet de peau dans les câbles, négligée jusqu'à présent. Or la différence entre le signal de réflectométrie théorique et celui mesuré sur banc de test (figures 3.7 et 3.8) montre bien la contribution non négligeable de l'effet de peau. Ce paramètre n'est cependant pas à mettre sur le même plan que les précédents car, si l'on fait l'hypothèse raisonnable que tous les câbles du calorimètre sont identiques, il est à déterminer une fois pour toute et s'appliquera à toutes les voies.

Les méthodes de traitement du signal que j'ai utilisées pour déduire des mesures les neuf paramètres, sont détaillées dans le paragraphe suivant.

3.2.1.5 Techniques d'extraction des paramètres

Un survol rapide de l'ensemble des quelques 50000 signaux de réflectométrie collectés mène à la conclusion que même s'ils suivent tous les mêmes modèles schématisés figure 3.10, ils peuvent être très différents en amplitude comme en temps. La première étape est l'identification automatique des points où le signal de réflectométrie passe

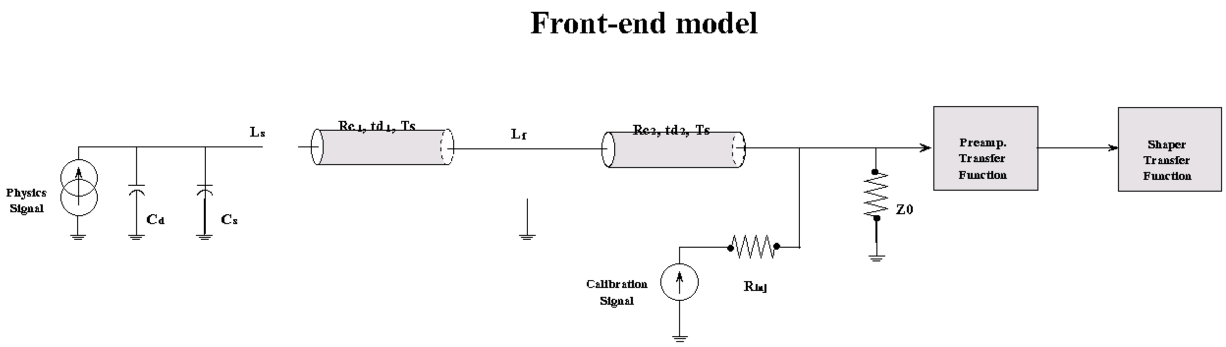


FIG. 3.10 – Modèle théorique utilisé pour extraction des paramètres et la simulation

d'une zone à une autre. Chaque zone est traitée différemment suivant les paramètres recherchés (figure 3.9).

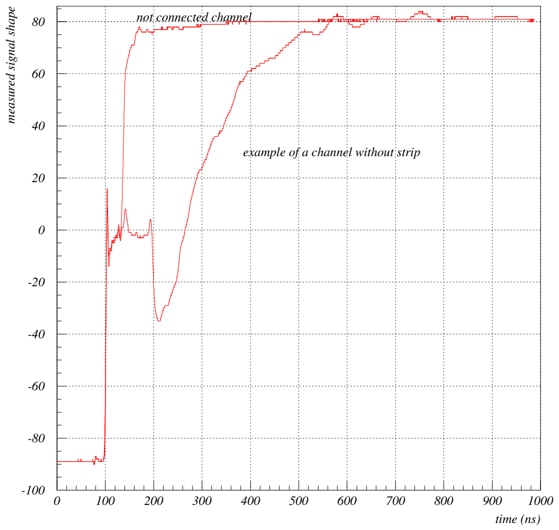


FIG. 3.11 – Exemple d'une voie non connectée et d'une voie sans piste

Les points que l'on cherche à déterminer systématiquement sont le démarrage du signal, le début de la traversée, le début de la piste s'il y en a une, le maximum du signal dans la zone 4, zone où l'effet de la piste est prépondérant ainsi que l'entrée dans la zone 5. Ces points sont tous facilement repérables sur la dérivée du signal de réflectométrie, car ils se caractérisent par un changement de signe. Pour un effet très marqué comme le démarrage du signal, une dérivée au sens le plus simple suffit. Pour tous les autres points, la dérivée est moyennée sur une base de 4 ns. De cette façon, on lisse le bruit en ne gardant que les changements de signe significatifs de la dérivée, et on évite ainsi de mauvaises identifications.

Pour connaître le point de démarrage de la traversée, on utilise le fait que sur les 48 voies d'une même carte de préamplificateurs, les câbles extérieurs sont de longueurs quasi identiques. En effet, comme signalé précédemment, lors de leur remplacement, les différences de longueurs ont été réduites. On suppose donc que les 48 voies rencontrent la traversée au même moment, et que sur les 48 voies, il y en a toujours au moins une qui n'est pas connectée à l'intérieur du calorimètre (la figure 3.11 présente un exemple de voie non connectée). Les 48 voies d'une même carte de préamplificateur s'organisent en 4 tours. En général, une tour est faite de 11 cellules correspondant aux 11 profondeurs du calorimètre (mise à part aux quelques endroits où la géométrie est spécifique). Sur 48 voies, on attend donc 4 voies non connectées. Une de ces voies permet de repérer, sans ambiguïté, le début de la traversée, même sans avoir recours à une dérivée filtrée, alors que pour une voie connectée, la faible amplitude de la bosse liée à l'inductance de la traversée, dans une région de surcroît très bruyante, laissait augurer des difficultés. Les longueurs de câble sont connues dès cette étape puisque l'on connaît maintenant le temps exact où l'on passe d'une zone à une autre. Il ne reste plus qu'à faire des différences.

Une fois chaque zone ainsi bien délimitée, on va choisir de les traiter autant que possible séparément. L'impédance du câble de la zone 3 est déterminée grâce à un ajustement linéaire dans sa partie plate. La zone 1 ne permet pas de faire le même ajustement linéaire. On décide alors empiriquement de lisser par une exponentielle cette portion de courbe et d'assimiler l'amplitude du signal à la valeur asymptotique de l'exponentielle. On devine en effet dans les derniers points avant la traversée, le plateau que l'on attendrait sans le bruit de la carte de mesure. L'inductance de la traversée est choisie constante pour tout le calorimètre et n'est pas extraite des mesures.

Les zones 4 et 5 de la mesure ne peuvent se traiter séparément. Les capacités de la piste et du détecteur sont en parallèle, on ne peut donc extraire que la somme des deux.

Pour ces paramètres, il n'existe pas de méthode simple d'extraction. Une fonction de transfert déduite du modèle théorique (figure 3.11) est utilisée dans la simulation. La fonction finale servant à l'ajustement des paramètres libres restants est obtenue à partir de la convolution de la fonction de transfert avec le signal échelon de tension injecté.

On connaît maintenant sept des neuf paramètres. Ils viennent d'être extraits de la mesure. Le plus simple à envisager est un ajustement à deux paramètres libres sur les zones 4 et 5 de la mesure. Toutefois comme on désire pouvoir comparer les variations des inductances et des capacités extraites entre les voies, on choisit de réaliser des ajustements indépendants en fixant l'un des deux paramètres. En effet, la mesure n'est pas suffisamment précise pour un bon ajustement à deux paramètres. Il faut noter qu'une fois ce choix fait, le couple de paramètres que l'on obtient est sans rapport direct avec la capacité et l'inductance réelles. On continuera à les nommer ainsi, dans la suite, en référence au modèle (et plus à la réalité). Les mesures de réflectométrie permettent de construire un modèle qui reproduit le comportement du circuit électrique. En revanche, elles ne donnent pas assez d'information pour pouvoir extraire les paramètres physiques exacts, comme la capacité du détecteur qu'on aurait pu vouloir réutiliser dans un autre contexte. Seules les longueurs et impédances des câbles sont des quantités indépendantes du modèle choisi pour réaliser le fit. On verra qu'une deuxième série de mesures a été réalisée qui a permis de s'affranchir de ce problème notamment grâce à des mesures bien plus précises.

Pour ne garder que l'inductance de la piste comme paramètre libre, on réalise le fit en fixant la valeur de la capacité du détecteur à celle associée au préamplificateur de la voie (tableau 3.1) comme somme des deux capacités. Cet ajustement se fait sur les points allant du maximum de la zone 4 au début de la zone 5. Puis on utilise la même fonction d'ajustement avec la valeur que l'on vient de trouver pour l'inductance de la piste et, avec comme paramètre libre, la somme des deux capacités sur la zone 5 du signal. Ainsi on a déterminé tous les paramètres permettant de modéliser une voie aussi indépendamment qu'il était possible.

L'effet de peau est pris en compte par l'ajout d'une constante de temps T_s au temps de propagation du signal. Cette constante se détermine sur les voies non connectées (voir figure 3.11 pour un exemple). En effet sur ces voies, la fonction d'ajustement, dérivée de la fonction de transfert du modèle, est valide. Comme il n'y a ni deuxième câble, ni piste, ni capacité, l'ensemble des paramètres est nul sauf la longueur et l'impédance du premier câble que l'on sait déterminer indépendamment. Le seul paramètre libre de l'ajustement est donc la constante de temps T_s.

La superposition d'un signal de mesure d'une voie de capacité de l'ordre de 400 pF et de la simulation de cette même voie utilisant les valeurs des paramètres résultant de la procédure d'extraction décrite ci-dessus est donnée figure 3.12. Les deux signaux sont en bon accord, la simulation reproduit très correctement le comportement du signal de mesure.

3.2.2 Simulation

Dans le paragraphe suivant, j'explique comment les signaux de physique et de calibration sont simulés à partir de la base de données des paramètres extraits des mesures de réflectométrie.

3.2.2.1 Techniques de modélisation

Comme les signaux de physique et de calibration ne suivent pas le même chemin, il faut construire des fonctions de transfert différentes jusqu'à l'entrée de préamplificateur. Le signal de physique est modélisé par un générateur de courant en parallèle avec la capacité du détecteur (figure 3.15) alors que le signal de calibration a pour origine un générateur de tension situé en amont du préamplificateur (figure 3.13). On

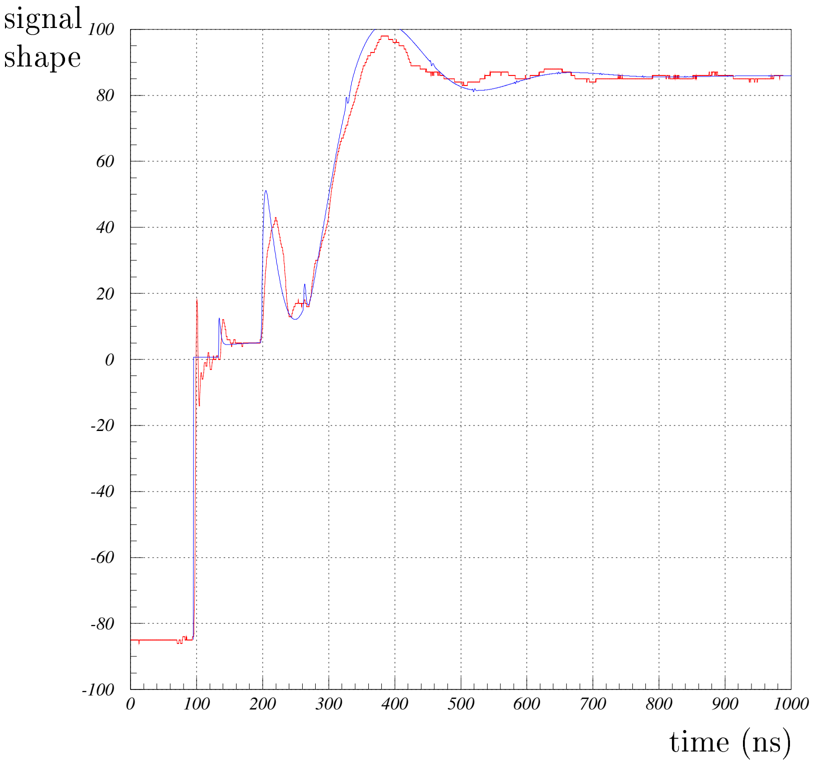


FIG. 3.12 – Superposition d'une mesure de réflectométrie et de sa simulation à partir des paramètres qui en ont été extraits

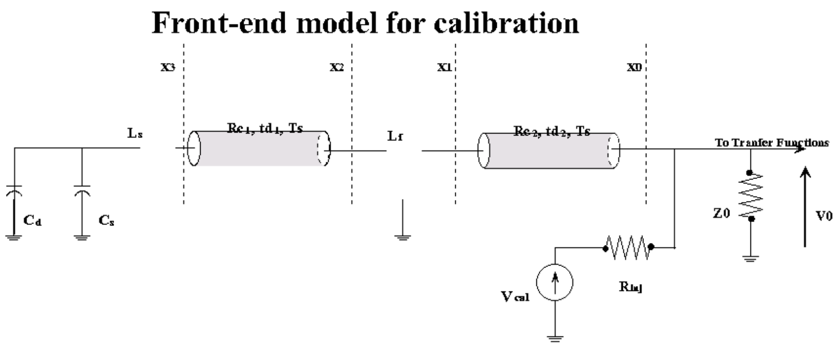


FIG. 3.13 – Modèle complet du signal de calibration incluant la source de tension

a aussi besoin des fonctions de transfert du préamplificateur et d'un modèle de l'effet de peau dans les câbles. Pour les écrire, il est plus simple d'utiliser les transformées de Laplace. Dans l'espace de Laplace, les fonctions de transfert des éléments successifs d'un circuit d'électronique ont la bonne propriété de se multiplier entre elles. Si l'on se plaçait directement dans le domaine temporel, qui est ce qui nous intéresse au final, il faudrait convoluer chacun des éléments. C'est pourquoi, on écrit d'abord les fonctions de transfert globales de la physique et de la calibration jusqu'au shaper dans le domaine de Laplace et on les rapporte ensuite au domaine temporel. Pour ce faire, on utilise la transformée en Z et non la transformée de Laplace inverse. La transformée en Z donne des signaux temporels discrétisés. Elle est donc plus adaptée à nos besoins, car elle permet d'obtenir un signal temporel quelle que soit la complexité de la fonction de transfert dont on part et de convoluer simplement à des signaux mesurés. Le shaper n'étant pas facilement modélisable, sa fonction de transfert n'est pas calculable. Le résultat des transformées en Z doit donc être convolué à une mesure de la réponse du shaper à une impulsion de Dirac. Au final, on obtient les signaux de physique et de calibration à la sortie du shaper.

La fonction utilisée pour les ajustements sur les mesures de réflectométrie, a été calculée de cette façon. Toutefois, on a restreint la simulation. Seule la partie de la fonction de transfert du signal de calibration allant jusqu'au préamplificateur a été gardée et ramenée dans le domaine temporel. De plus l'entrée a été remplacée par un échelon de tension pour décrire les signaux de réflectométrie. En revanche pour le signal de calibration, l'impulsion d'entrée est celle générée par le switch. Pour la simulation, l'échelon de tension est donc remplacé par la tension de sortie du switch.

La suite du paragraphe détaille les fonctions de transfert. Le signe // entre deux impédances Z_1 et Z_2 signifie en parallèle, c'est-à-dire $(Z_1 + Z_2)/Z_1 Z_2$.

La fonction de transfert du signal de calibration se base sur le schéma de la figure 3.13. En se plaçant dans l'espace des transformées de Laplace (variable s), on peut calculer $V_0(s)$ en fonction de $V_{cal}(s)$. Il s'agit d'un simple pont diviseur :

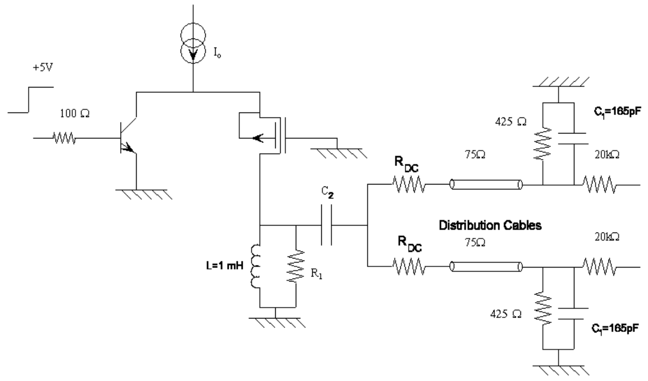


FIG. 3.14 – Schéma électronique du switch

$$V_0(s) = \frac{(Z_{in}//X_0(s))}{(Z_{in}//X_0(s))+R_{inj}}.V_{cal}(s)$$

- Z_{in} est l'impédance d'entrée du préamplificateur. On suppose ici que Z_{in} est une pure résistance bien qu'il soit possible de calculer la véritable impédance du préamplificateur car elle est très proche d'être purement résistive.
- R_{inj} est la résistance d'injection de sortie. Comme dans le cas de Z_{in}, la véritable impédance d'injection est assimilée à une résistance pure car elle en est très proche.
- $X_0(s)$ est l'impédance équivalente de la partie à gauche de x_0 du schéma de la figure 3.13. X_0 s'exprime en fonction des impédances équivalentes $X_1(s)$, $X_2(s)$ et $X_3(s)$ définies de la même façon par le schéma du signal de calibration. Ces impédances s'expriment en fonction des paramètres du modèle. On en donne pour information les valeurs dans la suite.
- $V_{cal}(s)$ comprend, à la fois, la transformée de Laplace de la sortie du générateur de tension et celle du switch dont on a déjà parlé précédemment et dont un schéma est donné figure 3.14.

$$X_0(s) = Rc_2.\frac{1+\Gamma_{L2}(s).e^{-2td_2s}}{1-\Gamma_{L2}(s).e^{-2td_2s}} \qquad \Gamma_{L2}(s) = \frac{X_1(s)-Rc_2}{X_1(s)+Rc_2}$$

$$X_1(s) = L_f s + X_2(s)$$

$$X_2(s) = Rc_1.\frac{1+\Gamma_{L1}(s).e^{-2td_1s}}{1-\Gamma_{L1}(s).e^{-2td_1s}} \qquad \Gamma_{L1}(s) = \frac{X_3(s)-Rc_1}{X_3(s)+Rc_1}$$

$$X_3(s) = L_s s + \frac{1}{C_T s} \qquad C_T = C_d + C_s$$

$X_1(s)$ et $X_3(s)$ s'expriment simplement. $X_0(s)$ et $X_2(s)$ utilisent la formule de réflectométrie dans un câble où Γ est le coefficient de la réflexion.

La fonction de transfert du signal de physique utilise le schéma de la figure 3.15. De la même façon, en se plaçant dans l'espace des transformées de Laplace (variable s), on peut calculer $V_0(s)$ en fonction de $I_\Phi(s)$ (pont diviseur).

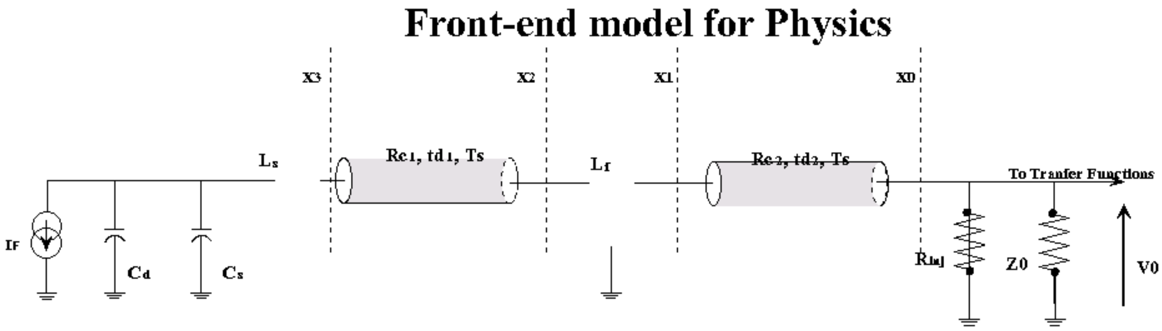


FIG. 3.15 – Modèle complet du signal de physique incluant la source de courant

$$V_0(s) = \frac{[1+\Gamma_{L2}].e^{-td_2 s}}{1+\Gamma_{L2}.e^{-2td_2 s}}.V_1(s)$$

Comme précédemment, on a besoin de définir les différentes impédances équivalentes dont les formules exactes se trouvent à la suite.

- $X_i(s)$ (i allant 0 à 3) est l'impédance équivalente à partir du point X_i et englobant toute la partie droite du schéma de la figure 3.15.
- $V_i(s)$ (i allant 0 à 3) est la tension au point $X_i(s)$.
- $I_\Phi(s)$ est le courant en sortie du générateur, sa forme est donnée par la figure 3.16.
- $I_L(s)$ est le courant traversant l'inductance L_S.

$$V_1(s) = \frac{X_1(s)}{L_f\ s+X_1(s)}.V_2(s) \qquad \Gamma_{L2} = \frac{X_0-Rc_2}{X_0+Rc_2}$$

$$X_0 = R_{inj}\ //\ Z_{in} \qquad X_1(s) = Rc_2.\frac{1+\Gamma_{L2}.e^{-2td_2 s}}{1-\Gamma_{L2}.e^{-2td_2 s}}$$

$$V_2(s) = \frac{[1+\Gamma_{L1}(s)].e^{-2td_1 s}}{1-\Gamma_{L1}(s).e^{-2td_1 s}}.V_3(s) \qquad \Gamma_{L1}(s) = \frac{X_2(s)-Rc_1}{X_2(s)+Rc_1}$$

$$X_2(s) = L_f\ s + X_1(s) \qquad X_3(s) = Rc_1.\frac{1+\Gamma_{L1}(s).e^{-2td_1 s}}{1-\Gamma_{L1}(s).e^{-2td_1 s}}$$

$$V_3(s) = X_3(s).I_L(s) \qquad I_L(s) = \frac{\frac{1}{C_T\ s}}{\frac{1}{C_T\ s}+L_s\ s+X_3(s)}\ I_\Phi(s).$$

i_Φ est le courant en sortie du générateur dans le domaine temporel alors que I_Φ est le courant en sortie du générateur dans l'espace des transformées de Laplace. h_v est la fonction de heaviside qui permet d'exprimer simplement i_Φ connaissant l'amplitude du courant à l'origine I_0 et le temps auquel il s'annule T_d (figure 3.16) :

$$i_\Phi(t) = I_0.\left(1-\frac{t}{T_d}\right)(h_v(t)-h_v(t-T_d))$$

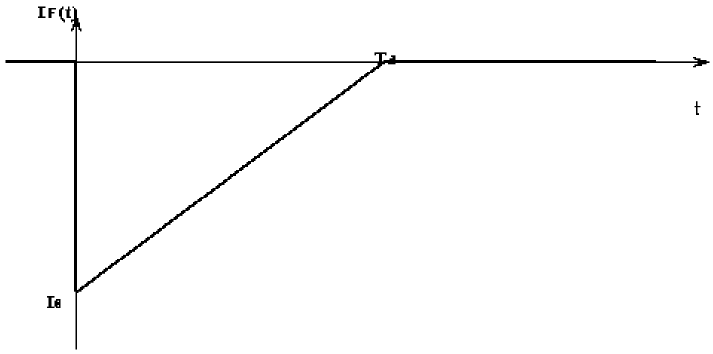


FIG. 3.16 – Forme du courant à l'origine du signal de physique

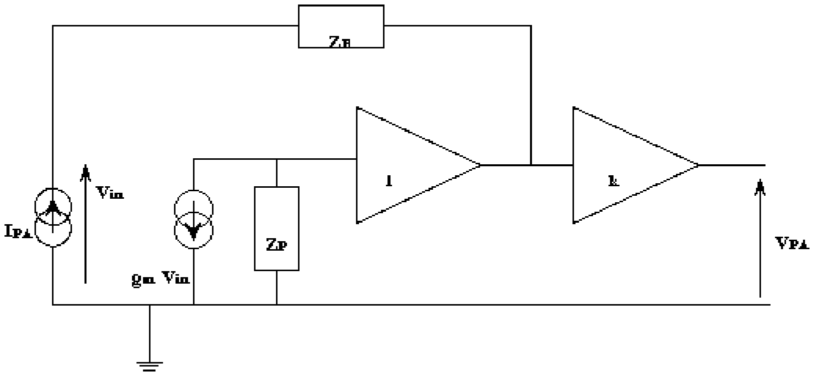


FIG. 3.17 – Schéma simplifié du préamplificateur utilisé dans la simulation

Une transformation de Laplace donne la forme de I_Φ :

$$I_\Phi(s) = \pounds\left[i_\Phi(t)\right](s) = I_0 \frac{T_d\,s - 1 + e^{-T_d\,s}}{T_d\,s^2}$$

La figure 3.17 présente un schéma simplifié du préamplificateur, la fonction de transfert qu'on en déduit, est donnée ci-dessous. I_{PA} est le courant d'entrée du préamplificateur. Le courant représenté par une source parallèle à Z_P sur le schéma 3.17 est simplement la tension V_{in} multipliée par un gain gm.

$$Z_{in}(s) = \frac{Z_f(s)}{1+gm\,Z_P(s)} \qquad Z_f(s) = r_f\ //\ (r_{f1} + \frac{1}{C_f\ s}) \qquad Z_P(s) = R_P\ //\ (r_P + \frac{1}{C_P\ s})$$

$$V_{PA}(s) = -k\ gm\ Z_P(s)\,V_{in}(s) = -k\ gm\ Z_P(s)\ Z_{in}(s)\ I_{PA}(s)$$

On connaît maintenant toutes les fonctions de transfert nécessaires mais on les connaît uniquement dans l'espace des transformées de Laplace (variable s). Pour passer à l'espace temporel, on utilise la transformée en Z. Il existe une équivalence simple entre les variables s et t dès que l'on choisit de discrétiser le signal :

on a $Z = e^{-T\,s} \approx \frac{1}{2}\frac{1+T\,s}{1-T\,s}$ (approximation bilinéaire) d'où $s \approx \frac{2}{T}\frac{1-Z}{1+Z}$

On choisira la période T sur laquelle est faite la simulation suffisamment petite devant toutes les constantes de temps de la fonction de transfert. Ainsi on ne fait pas d'erreur jusqu'à des fréquences deux fois plus faibles que la fréquence à laquelle on travaille.

L'effet de peau est la manifestation d'un champ électromagnétique haute fréquence dans un conducteur. Il tend à repousser les électrons à la surface du conducteur d'autant plus que la fréquence est élevée. Le résultat de ce phénomène est équivalent à une résistance que l'on peut approximer à hautes fréquences par la formule suivante (ici il est plus simple de travailler directement dans le domaine temporel et si l'on veut intégrer l'effet de peau aux fonctions de transfert précédentes, il faut passer par une transformée Laplace inverse pour se retrouver dans l'espace s) :

$$R_{peau}(s) = K\sqrt{s}$$

A partir de cela, il est possible de calculer la modification apportée par l'effet de peau à la réponse du câble par unité de longueur qui n'est plus un simple retard. On voit essentiellement la différence dans la fonction de propagation :

$$\gamma(s) = \sqrt{(K\sqrt{s} + Ls)\ Cs}$$

Ce qui va donner, au premier ordre (l est la longueur du câble) :

$$\gamma(s)l = \tau s + \tfrac{K\,l\sqrt{s}}{2\,Rc}$$

Le premier terme est simplement une constante de temps (le retard induit par le câble $\sqrt{LC}s$), la réponse du signal au second terme se calcule en prenant simplement la transformée inverse de Laplace :

$$h_{peau}(t) = \pounds^{-1}\left[e^{-\frac{K\,l\sqrt{s}}{2\,Rc}}\right](t) = \tfrac{1}{T_S\pi}\left(\tfrac{T_S}{t}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{Ts}{t}} \qquad Ts = \left(\tfrac{K\ l}{4\ Rc}\right)^2$$

Le paragraphe suivant donne des exemples de résultats obtenus lorsque l'on remet ensemble, toutes les formules précédentes et que l'on utilise les paramètres extraits des mesures. J'essaie aussi dans ce paragraphe de faire quelques tests de cohérence de la méthode.

3.2.2.2 Discussion des résultats

Il n'a pas été possible de vérifier les résultats de la procédure d'extraction sur le signal de physique. Il aurait fallu, en effet, enregistrer ce signal à l'oscilloscope directement sur une carte BLS pendant la prise de données, pour plusieurs cellules à différents endroits dans le calorimètre. En revanche le signal de calibration peut s'obtenir de deux manières différentes. De la même façon que le signal de physique, c'est-à-dire en injectant dans la simulation les différents paramètres extraits des mesures ou bien on peut l'obtenir en reprenant les mesures de réflectométrie. Pour ce faire, on remplace la fonction de transfert du signal de calibration jusqu'au préamplificateur directement par ces mesures que l'on convolue avec le switch, le préamplificateur ou encore le shaper c'est-à-dire les éléments de la chaîne manquant dans les mesures. Il faut simplement noter que pour comparer les deux signaux de calibration obtenus, on perd un degré de liberté de la simulation complète. La résistance de la carte de mesure de réflectométrie qui joue le rôle de l'impédance d'entrée du préamplificateur est connue et fixée à 30 Ω, c'est une valeur intrinsèquement liée à la carte de mesure et donc incluse dans les mesures. Dans la simulation complète du signal de calibration, c'est l'impédance du préamplificateur Z_{in}. La valeur de l'impédance d'entrée du préamplificateur doit être fixée à 30 Ω pour pouvoir comparer les deux méthodes d'obtention du signal de calibration. Mais on peut ainsi superposer mesure et simulation et évaluer la perte d'information due à la méthode d'extraction des paramètres.

Comme on ajoute les éléments de la chaîne d'électronique que parcourt le signal un par un, on a la possibilité de comparer les deux méthodes à différentes étapes. Par exemple, les figures 3.19 et 3.20 en haut, comparent les deux signaux de calibration avant le préamplificateur pour une voie connectée à un préamplificateur de type E et de type D. Un préamplificateur de type E a une capacité nominale de 403 pF et peuple surtout le troisième compartiment électromagnétique et un préamplificateur de type D a une capacité nominale de 4028 pF et peuple essentiellement les niveaux hadroniques. On donne une cartographie des types de préamplificateur en fonction du niveau occupé du calorimètre sur la figure 3.18. Les figures 3.19 et 3.20 en bas, superposent les deux signaux de calibration obtenus par les deux méthodes décrites précédemment juste à la sortie du préamplificateur, sur les figures du haut, et à la sortie du shaper, pour les figures du bas. A toutes les étapes présentées ici (figures 3.19 et 3.20), les deux signaux sont en accord. Les petites différences que l'on peut voir n'affectent pas le maximum du signal, point où les deux méthodes sont en excellent accord, et point de calibration a priori le plus intéressant.

La forme du signal de physique pour un exemple de préamplificateur de type E et de type D est également donnée sur les figures 3.21 en haut et en bas respectivement, d'abord à la sortie du préamplificateur et en dessous à la sortie du shaper. On constate comme cela avait déjà été souligné l'effet de la compensation de pôle des capacités, qui s'il permet d'avoir des signaux de physique semblables, donne des signaux de calibration de plus en plus perturbés avec l'importance de la valeur de la capacité à compenser.

Enfin la simulation est comparée aux données de calibration prises avec l'ensemble de la chaîne d'acquisition du calorimètre de DØ pour différents types de voies caractéristiques sur la figure 3.22. La simulation que l'on a choisie de superposer aux mesures sur cette figure est celle utilisant directement les mesures de réflectométrie et non celle utilisant la simulation complète basée sur les paramètres extraits des mesures. Les 6 premières figures représentent des voies connectées à des préamplificateurs de types E, la septième figure montre une voie connectée à un préamplificateur de type G. On voit dans tous les cas un très bon accord entre la simulation et la mesure. Les 4 dernières figures sont des voies connectées à des préamplificateurs de types D. L'accord est bien moins bon que précédemment. Il faut toutefois noter que la différence d'amplitude du

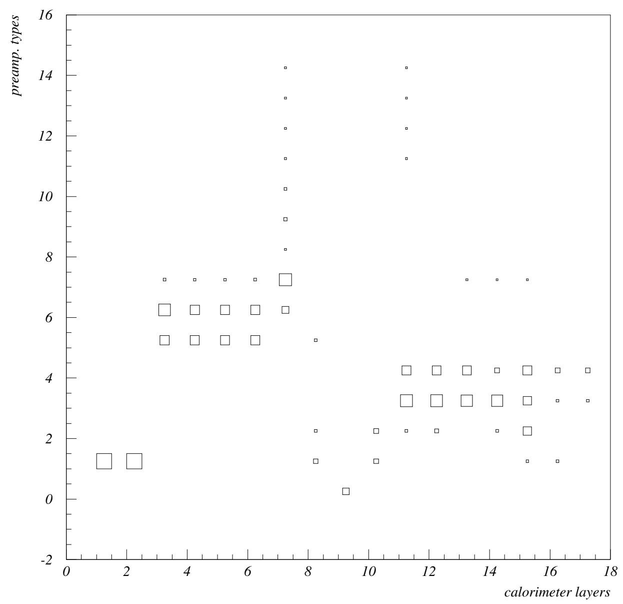


FIG. 3.18 – Répartition de chaque type de préamplificateurs (ordonnée) en fonction du compartiment calorimétrique où ils se trouvent (abscisse) (EM1, EM2, ... Le détail des compartiments a été vu au chapitre précédent).

second, plus petit pic qui est très net dans les 3 premières figures et moins sur la quatrième est due au fait que dans la simulation, l'impédance du préamplificateur est forcément 30 Ω comme cela a déjà été expliqué ci-dessus. Cette amplitude est totalement pilotée par la valeur de Z_{in}. L'exercice n'a pas été fait de rechercher la bonne valeur de Z_{in} qui permettrait d'avoir un accord entre mesure et simulation pour les 3 premières figures de voies connectées à des préamplificateurs de types D parce qu'il est nécessaire pour cela d'avoir une idée de l'amplitude totale du signal (on a besoin du rapport d'amplitude entres les deux pics). Or on ne la connaît pas car la mesure, dans la partie où le signal simulé trouve son maximum, a un comportement très différent de ce qui est prédit. Cette différence de comportement n'est, pour le moment, pas clairement comprise bien qu'il soit clair que c'est le modèle choisi pour simuler le préamplificateur qui soit en cause. Ce modèle, présenté figure 3.17, a sûrement été trop idéalisé.

On est maintenant en mesure de simuler pour toutes les voies du calorimètre, les signaux de physique et de calibration. On possède également une base de données des paramètres stables de chaque voie. Dans la partie suivante, je donne une exploitation possible de ces résultats. Cette nouvelle base de données et la simulation des signaux de physique et de calibration sont maintenant à la disposition du groupe calorimètre de DØ et un travail d'investigation des différences restantes entre la simulation et les mesures in situ est en cours.

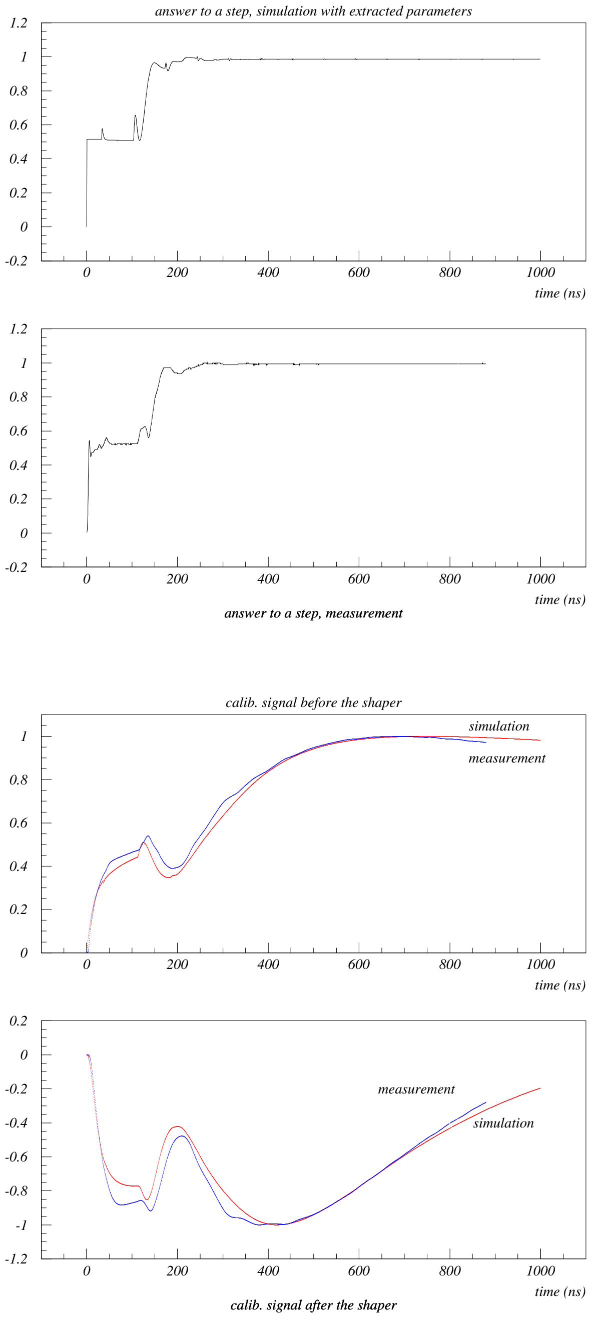


FIG. 3.19 – De haut en bas : simulation de la mesure de réflectométrie d'une voie connectée à un préamplificateur de type E basée sur les paramètres extraits, mesure de réflectométrie, superposition de la simulation du signal de calibration jusqu'à la sortie du préamplificateur à partir de deux signaux précédents, superposition de la simulation du signal de calibration jusqu'à la sortie du shaper à partir de deux signaux précédents

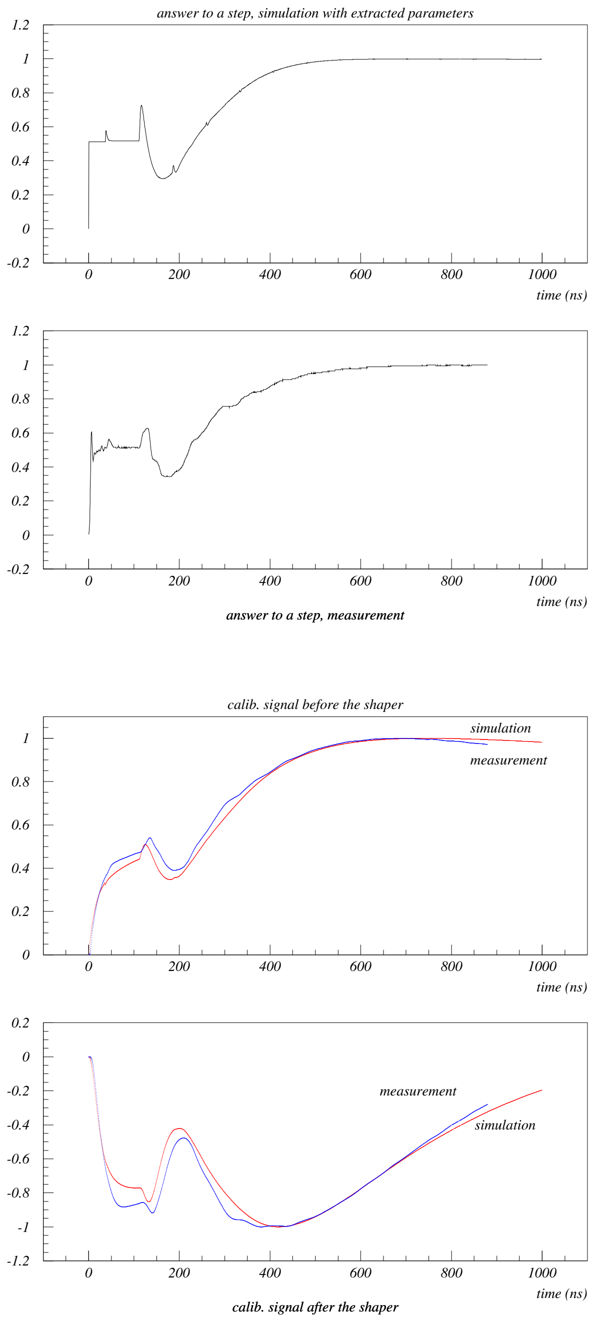


FIG. 3.20 – De haut en bas : simulation de la mesure de réflectométrie d'une voie connectée à un préamplificateur de type D basée sur les paramètres extraits, mesure de réflectométrie, superposition de la simulation du signal de calibration jusqu'à la sortie du préamplificateur à partir de deux signaux précédents, superposition de la simulation du signal de calibration jusqu'à la sortie du shaper à partir de deux signaux précédents

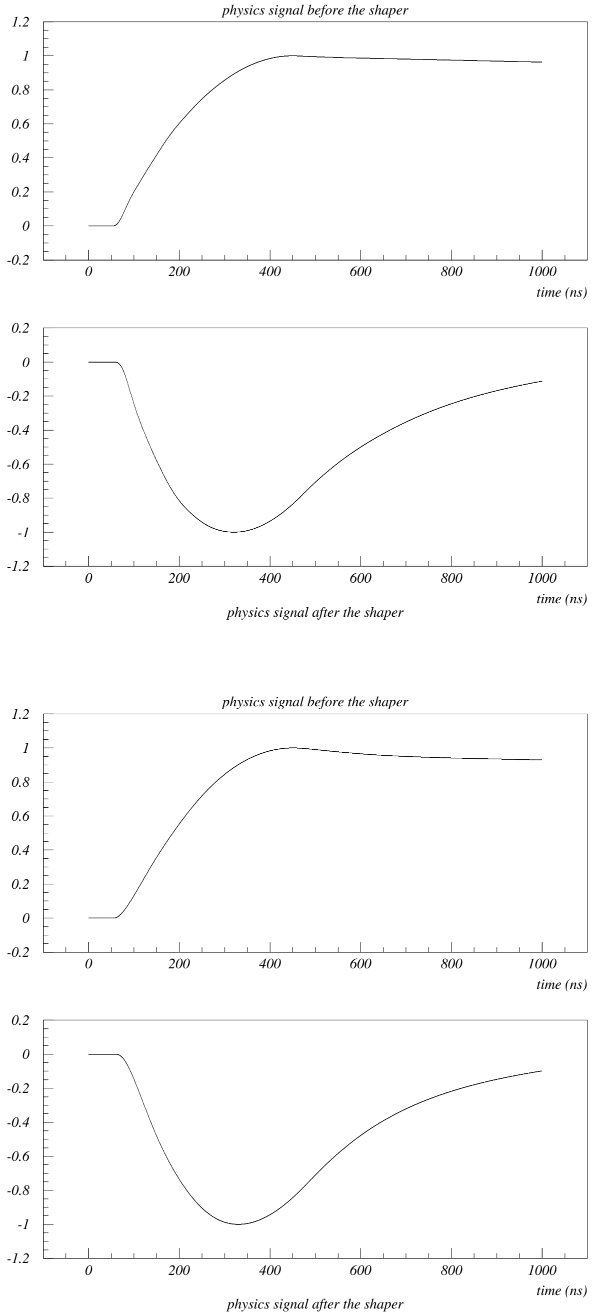


FIG. 3.21 – De haut en bas : signal de physique jusqu'à la sortie du préamplificateur pour une voie connectée à un préamplificateur de type E, signal de physique jusqu'à la sortie du shaper pour une voie connectée à un préamplificateur de type E, signal de physique jusqu'à la sortie du préamplificateur pour une voie connectée à un préamplificateur de type D, signal de physique jusqu'à la sortie du shaper pour une voie connectée à un préamplificateur de type D

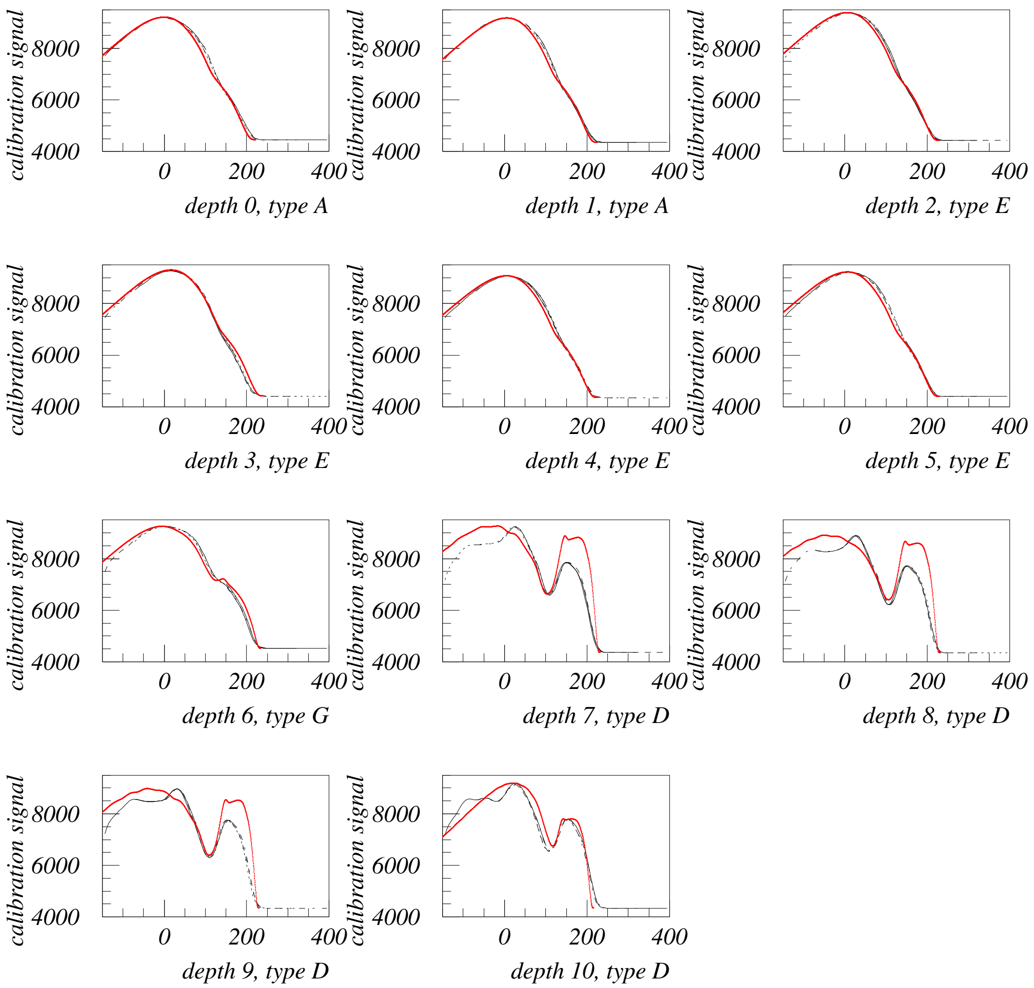


FIG. 3.22 – Comparaison pour 11 voies successivement connectées à un préamplificateur de type A, A, E, E, E, E, G, D, D, D et D du signal de calibration in situ et de la simulation du signal de calibration

3.3 Vers une méthode de calibration

Cette partie portera plus particulièrement sur l'étude des voies connectées à des préamplificateurs de type E qui équipent le troisième compartiment électromagnétique, où le développement de la gerbe électromagnétique est à son maximum. Une étude similaire a été également réalisée avec les voies connectées à des préamplificateurs de type F qui sont les équivalents des types E pour les calorimètres avants.

Dans la simulation des signaux de physique et de calibration décrite précédemment, il ne reste qu'un paramètre libre, l'impédance d'entrée du préamplificateur dont la valeur mal connue : elle évolue dans le temps, en fonction de la température notamment. Dans cette partie, une méthode de calibration des variations de cette impédance est proposée.

On présentera par la suite les résultats obtenus avec des voies connectées à des préamplificateurs de type D (niveaux hadroniques du calorimètre central) et C (niveaux hadroniques des calorimètres avants). Toutefois il ne faut pas oublier que ces résultats sont basés sur la simulation décrite plus haut et qu'elle ne semble pas reproduire correctement le comportement des voies hadroniques (typiquement préamplificateur de type D), notamment la position du maximum du signal.

On utilise dans la suite 521 voies connectées à des préamplificateurs de type E dont on a déterminé les 8 paramètres stables. La figure 3.23 présente les χ^2 normalisés de ces voies pour les ajustements permettant de déterminer R_1, R_2, L_s et C_d. On a aussi indiqué sur cette figure, la coupure appliquée sur les valeurs des χ^2. Après ces coupures, il reste 419 voies. La figure 3.24 présente les distributions obtenues pour les 4 paramètres R_1, R_2, L_s et C_d pour ces voies. Sur la figure 3.25, on voit 3 distributions de longueurs de câble pour ces même voies (la somme des deux câbles sur la vue du haut et le détail des distributions de longueurs du premier et du deuxième câble ensuite). La distribution de la somme des longueurs des deux câbles a une valeur moyenne de 56.3 ns et un RMS de 0.55 ns soit une variation dans la somme de la longueur des deux câbles de 1% ce qui démontre que le recâblage a permis d'uniformiser la longueur totale des câbles. Dans la suite, par souci de simplification, on prendra la valeur moyenne de chacun des paramètres extraits pour simuler une voie connectée à un préamplificateur de type E nominale. Il sera toujours possible de considérer les paramètres voies à voies pour une étude plus précise.

3.3.1 Réponse des signaux de physique et de calibration en fonction de Z_{in}

Ayant maintenant un modèle réaliste permettant de simuler le signal de physique comme le signal de calibration quelle que soit la valeur de l'impédance du préamplificateur Z_{in}, on va étudier les variations des ces deux signaux en fonction des variations de Z_{in}.

Z_{in} est fixé à 30 Ω qui est la valeur moyenne de Z_{in} (valeur où l'impédance est adap-

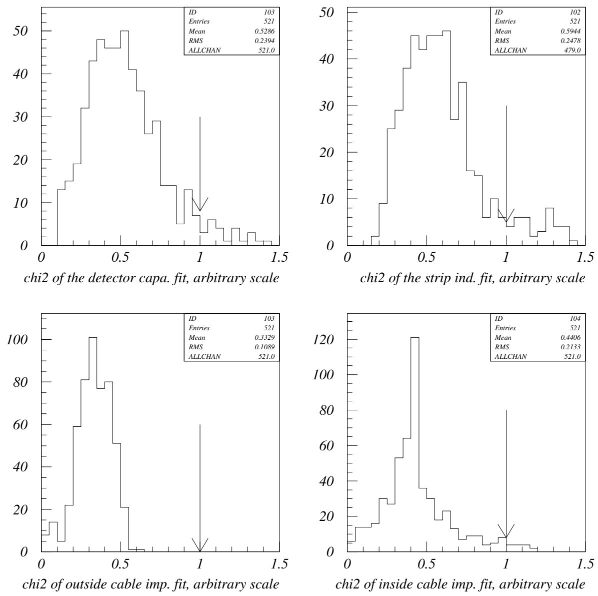


FIG. 3.23 – χ^2 normalisé des ajustements permettant de déduire les impédances des deux câbles, l'inductance de la piste et la capacité du détecteur de l'ensemble des voies connectées à un préamplificateur de type E mesurées. Les valeurs de χ^2 se trouvant au delà de la flèche sont exclues.

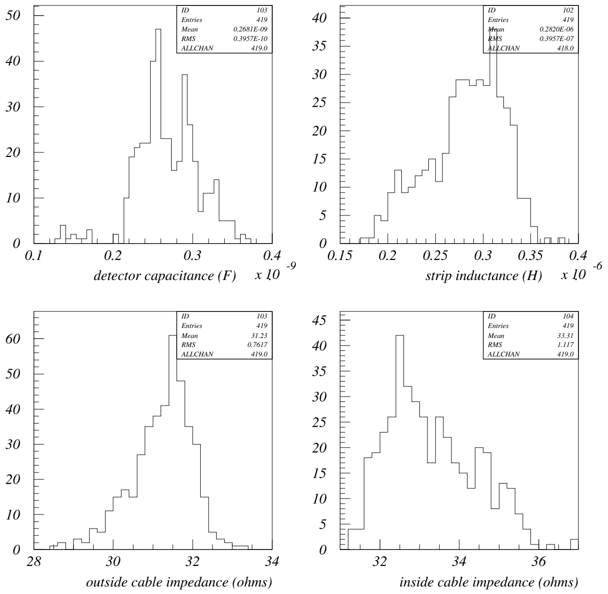


FIG. 3.24 – Distribution des valeurs extraites des impédances des deux câbles, de l'inductance de la piste et de la capacité du détecteur pour des voies connectées à un préamplificateur de type E, les mesures ayant satisfait le critère de qualité en χ^2

tée aux câbles). La valeur du signal de physique à son maximum correspond au temps t_{max}. Cette valeur au maximum est celle qui est digitisée dans les ADC, c'est pourquoi elle est choisie ici. Puis on fait varier la valeur de Z_{in} de -20% à $+20\%$ par pas de 5% par rapport à sa valeur initiale. Pour chacune de ces simulations, on compare la valeur du signal de physique à t_{max}, à la valeur de référence obtenue pour $Z_{in} = 30\,\Omega$. On forme ainsi la quantité $\Delta phys^{t_{max}}$.

Le signal de calibration n'a pas de point remarquable à première vue. En effet c'est lorsque l'on établit la procédure de calibration que l'on décide quel est le point ou quels sont les points, le cas échéant, le ou les plus intéressant(s) pour obtenir la meilleure correction possible du signal de physique. En particulier, du fait que le signal de physique et le signal de calibration n'ont pas le même comportement, rien ne permet de préférer le point où le signal est maximum à un autre. Par conséquent pour chaque variation de Z_{in}, on calculera la variation du signal de calibration par rapport au signal de référence ($Z_{in} = 30\,\Omega$) pour tous les temps t. On appelle cette quantité Δcal^t. La figure 3.26 montre la quantité $\frac{\Delta cal^t}{\Delta phys^{t_{max}}} - 1$ en fonction du temps.

Le point A semble, à première vue le plus intéressant parce qu'à ce point $\frac{\Delta cal^t}{\Delta phys^{t_{max}}} - 1 = 0$. Cela veut dire qu'en ce point bien particulier, les variations du signal de physique et celles du signal de calibration sont les mêmes. La calibration à ce point est alors un

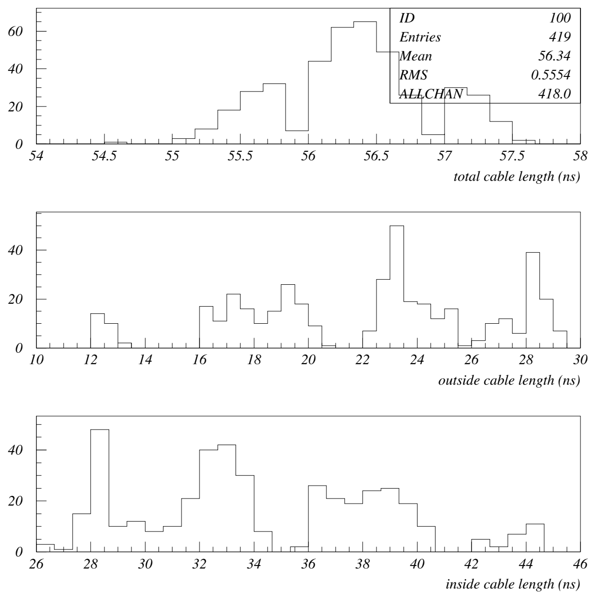


FIG. 3.25 – De haut en bas : distribution de la somme de la longueur des deux câbles, de la longueur du premier câble et de la longueur du deuxième câble des voies connectées à un préamplificateur de type E passant les coupures en χ^2

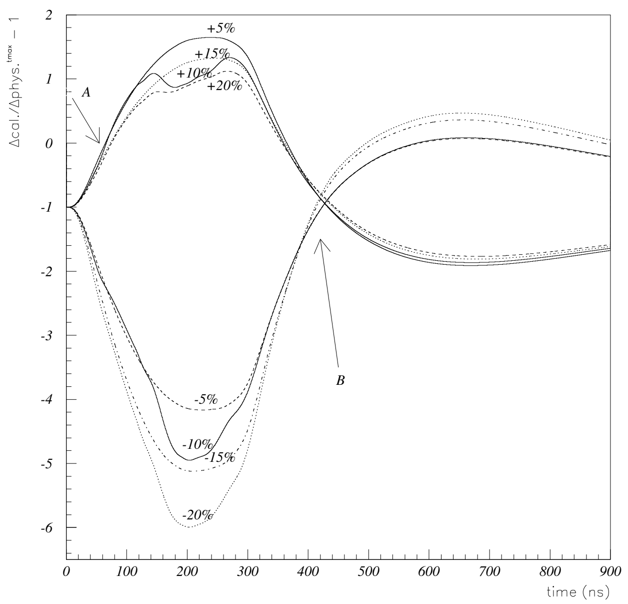


FIG. 3.26 – $\frac{\Delta cal^t}{\Delta phys^{tmax}} - 1$ pour des variations de Z_{in} de $\pm 5\%$, $\pm 10\%$, $\pm 15\%$ et $\pm 20\%$

simple coefficient correctif à appliquer puisque la variation notée sur le signal de calibration se retranscrit aussitôt sur le signal de physique. Le problème est que ce point n'est pas situé au même endroit selon la variation de Z_{in}. Par exemple, A n'est pas le bon point lors d'une variation négative de Z_{in}.

On peut alors s'intéresser à un second point : le point B sur la figure. Quelles que soient les variations de Z_{in}, chacune des courbes passe par ce point. On a donc un point où les variations des signaux de physique et de calibration sont indépendantes des variations de Z_{in}. Toutefois à cet endroit, $\frac{\Delta cal^t}{\Delta phys^{tmax}} - 1$ est très proche de -1, ce qui signifie que la corrélation entre une variation de la physique et une variation de la calibration est très faible. La calibration est insensible à ce point aux variations de Z_{in}. Ce point fixe est tout de même utile pour calibrer le chaîne d'électronique en aval du préamplificateur et du formeur (pipeline, BLS, ADC, ...). Le but de la simulation n'est pas l'étude de la chaîne complète d'électronique qui est réalisée par la calibration elle-même à travers la dépendance DAC versus ADC [67].

Nous proposons par la suite une méthode pour prendre en compte les variations de Z_{in} uniquement.

Toujours en se basant sur la figure 3.26, on peut maintenant s'intéresser au point $t = 200\,\text{ns}$ car c'est à cet instant que les amplitudes absolues de variations sont les plus importantes. Avec comme hypothèse réaliste une variation de Z_{in} n'excédant pas $\pm 20\%$ de sa valeur nominale $30\,\Omega$, alors la variation du signal de calibration permet par ajustement linéaire de déduire une variation de Z_{in} avec une précision de l'ordre de 1.5%

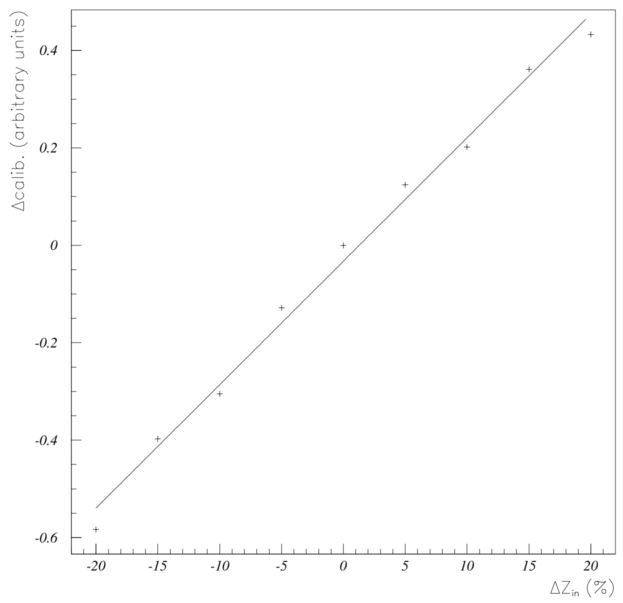


FIG. 3.27 – Résultat de l'ajustement linéaire de $\Delta cal(t = 200\,ns)$ en fonction de ΔZ_{in} (en %)

(voir figure 3.27). Ceci permet alors de prédire une variation de la physique à 0.2% près.

Il est alors intéressant de vérifier si la relation simple qui lie Δcal et ΔZ_{in} existe à un autre point que $t = 200$ ns. On préférera, en effet, calculer la variation du signal de calibration au maximum du signal plutôt que sur une pente, dans ce cas l'erreur en temps est négligeable. La même étude de Δcal en fonction de ΔZ_{in} est réalisée au point $t = 345$ ns. Le résultat est présenté figure 3.28. De la même façon, un ajustement linéaire reproduit bien la dépendance de Δcal en fonction de ΔZ_{in}. On présente également sur la figure 3.28 en bas, le résultat d'un fit polynomial d'ordre deux. L'erreur sur ΔZ_{in} est au plus de 1.5% lorsque l'on utilise un fit linéaire et passe à 0.4% avec un ajustement polynomial. Dans ce deuxième cas, l'erreur faite sur la variation de la physique est négligeable.

Notons que pour le moment les paramètres extraits des mesures de réflectométrie sont supposés sans erreur jusqu'ici. Il y a deux erreurs à prendre en compte : l'erreur due à la valeur moyenne des paramètres sur un ensemble de voies qu'il est toujours possible de réduire par un choix de sous-ensemble et qu'il est aussi possible de supprimer en considérant l'ajustement voie à voie. Le choix de tels sous-ensembles dépend de la précision désirée. Et l'erreur sur la détermination des paramètres, c'est-à-dire l'erreur due à la méthode d'extraction des paramètres.

Afin d'évaluer l'effet du choix de valeurs moyennes pour les paramètres de la voie

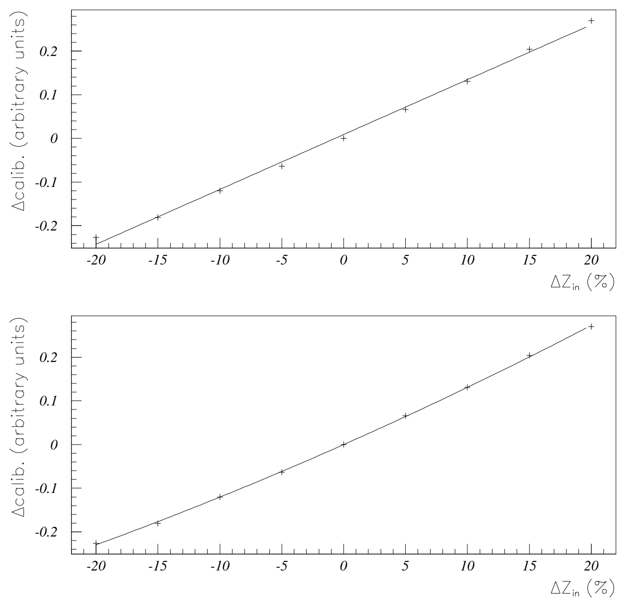


FIG. 3.28 – Résultat de l'ajustement linéaire en haut et polynomial du second ordre en bas de $\Delta cal(t = t^{cal}_{max})$ en fonction de ΔZ_{in} (en %)

connectée à un préamplificateur de type E nominale, on prend en compte les RMS des distributions des paramètres présentées figure 3.24. Le tableau 3.3 résume les erreurs faites sur la variation du signal de calibration et du signal de physique pour une variation des paramètres R_1, L_1, R_2, L_2, L_s et C_d de plus ou moins un écart standard (σ).

Si l'on refait l'exercice précédent en utilisant pour chaque voie, ses propres paramètres, les erreurs détaillées dans le tableau 3.3 n'ont plus lieu d'être.

Cependant, dans tous les cas, l'erreur due aux différents ajustements ne peut pas être ignorée. On évalue cette erreur en ayant recours à plusieurs mesures de réflec-

$\pm\sigma$ sur :	$\delta(\Delta^{t=345ns}_{cal})$	$\delta(\Delta^{t=t_{max}}_{phys})$
$L_1 + L_2$	0.08%	0.014%
R_1 ou R_2	0.18%	0.12%
L_s	0.004%	0.024%
C_d	0.1%	0.04%

TAB. 3.3 – Contributions à l'erreur sur la variation du signal de calibration et du signal de physique pour une variation de $\pm 1\sigma$ dans la distribution des différents paramètres stables (voies connectées à un préamplificateur de type E)

tométrie successives de la même voie. A chaque fois, on met en oeuvre la procédure d'extraction. Les différences de résultats obtenus pour une même voie permettent de connaître l'erreur sur l'ajustement. La figure 3.29 montre les voies qui ont été mesurées au moins deux fois. L'erreur venue du fit (%) pour chaque paramètre est présentée. Les erreurs dues à la détermination des deux impédances des câbles sont faibles (0.34% pour le câble extérieur et 0.21% pour le câble intérieur). L'erreur sur L_s est également petite, de l'ordre de 4%. Toutefois, il faut noter un pic dans la distribution de l'erreur due au fit pour le paramètre L_s, aux alentours de 25%. Cette erreur importante est le reflet du fait que l'ajustement pour déterminer cette inductance est fait sur très peu de points et est donc très sensible au point initial, c'est-à-dire au fait que le maximum du pic de la zone 4 sur la figure 3.9 est bien défini ou non. On voit le même genre de pic sur la distribution de l'erreur pour C_d. Comme on l'avait déjà signalé auparavant, L_s et C_d sont très fortement corrélées et ce sont les mêmes voies qui ont une large erreur pour L_s et C_d. On ne veut pas tenir compte du résultat de ces ajustements et les coupures sur le χ^2 illustrées figure 3.23 permettent de les supprimer.

Le tableau 3.4 montre que certaines voies ont été mesurées plusieurs fois. En face de chacune des 48 voies d'une boite de préamplificateur (la nomenclature est telle que le premier chiffre est le numéro de la tour et le deuxième chiffre celui de la profondeur de la voie), on indique le nombre de fois où elle a été mesurée. La carte de mesure avait un problème d'adressage responsable de cette redondance. On note aussi dans le tableau 3.4 que ce problème a également eu pour conséquence, l'absence totale de mesure de certaines voies. C'est pour cette raison qu'une autre campagne de mesures a eu lieu en octobre 2001. Une analyse reprenant celle exposée ici est en cours. Elle fournit les mêmes outils : base de données et simulation de chaque voie pour tout le calorimètre. Ces nouvelles mesures sont moins polluées par du bruit. Il a été plus simple pour l'extraction de l'inductance de la piste et de la capacité de faire converger un ajustement à deux paramètres libres. Le choix d'extraire l'inductance en forçant la capacité n'est plus nécessaire. La base de données extraite de ces nouvelles mesures a donc des inductances pour la piste et des capacités pour le détecteur plus en accord avec les valeurs réelles de ces paramètres (et non des valeurs utilisables uniquement dans le cadre du modèle ayant servi à l'ajustement).

3.3.2 Résumé des résultats

Des études similaires ont été réalisées pour différent type de préamplificateurs. Le type F qui est l'équivalent du type E pour les calorimètres avants mais aussi les types C et D qui peuplent des voies hadroniques respectivement dans les calorimètres avants et dans le calorimètre central. Un point fixe dans la distribution de $\frac{\Delta cal^t}{\Delta phys^{tmax}} - 1$ en fonction du temps apparaît à chaque fois. Les précisions que l'on obtient sur les corrections des variations du signal de physique en fonction de l'impédance d'entrée du préamplificateur sont résumées dans le tableau 3.8 dans deux cas de figure : la valeur moyenne des paramètres extraits des voies connectées à un même type de préamplificateurs ou les valeurs voie à voie. La deuxième solution donne évidemment de bien meilleurs résultats. Notons toutefois que pour les préamplificateurs de type C et F qui sont installés dans les calorimètres avants, on a déjà du faire deux familles distinctes en

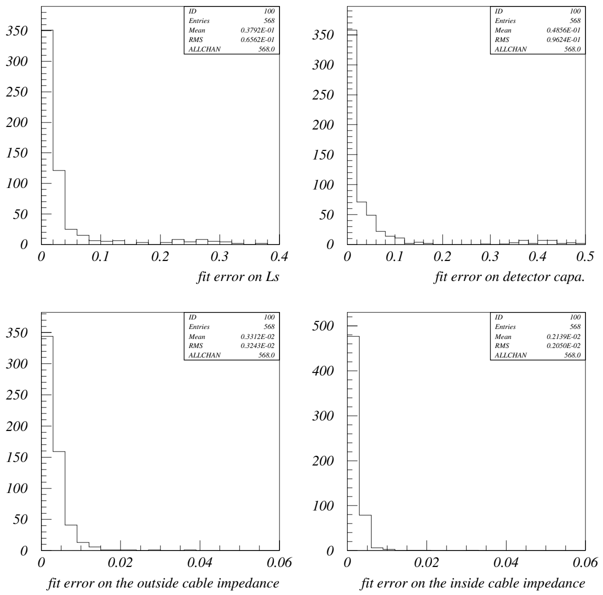


FIG. 3.29 – Distributions de l'erreur due aux différents ajustements déduits des voies mesurées plusieurs fois

T0-0	5	T1-0	0	T2-0	0	T3-0	0
T0-1	2	T1-1	1	T2-1	1	T3-1	0
T0-2	2	T1-2	1	T2-2	1	T3-2	0
T0-3	0	T1-3	2	T2-3	1	T3-3	0
T0-4	2	T1-4	2	T2-4	0	T3-4	0
T0-5	2	T1-5	1	T2-5	1	T3-5	1
T0-6	1	T1-6	0	T2-6	1	T3-6	1
T0-7	0	T1-7	1	T2-7	1	T3-7	1
T0-8	0	T1-8	1	T2-8	0	T3-8	0
T0-9	0	T1-9	0	T2-9	0	T3-9	1
T0-10	1	T1-10	1	T2-10	0	T3-10	1
T0-11	2	T1-11	1	T2-11	1	T3-11	1

TAB. 3.4 – Nombre de fois où chaque voie sur une carte de préamplificateur a été mesurées à cause d'un problème d'adressage de la carte de mesure

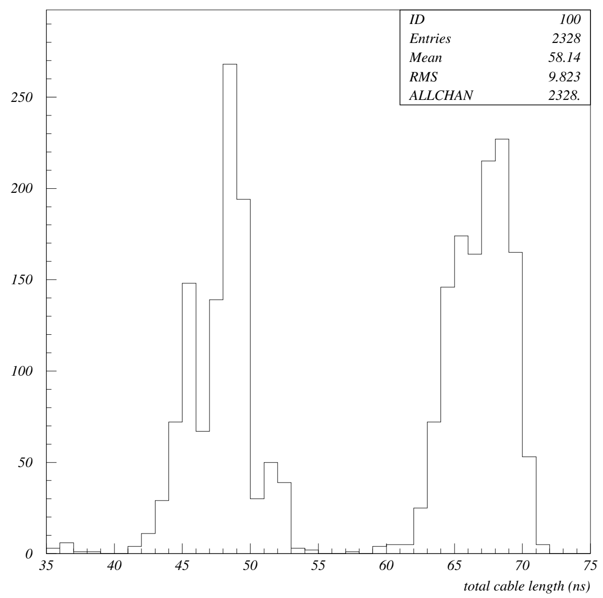


FIG. 3.30 – Somme de la longueur des deux câbles pour les voies connectées à un préamplificateur de type F. Les voies se regroupent en deux familles.

raison de l'apparition de deux populations dans les longueurs de câbles. Pour les types F, ceci est illustré par la figure 3.30. On ne pouvait considérer les deux populations en une seule fois sans introduire une très grande erreur due à la dispersion temporelle des câbles. Les résultats du tableau 3.8 sont donnés pour l'une des deux populations, l'autre donne des résultats comparables.

Pour chacun des 4 résultats du tableau 3.8 on s'est placé au maximum du signal de calibration, ce point diffère d'un type de préamplificateur à l'autre.

Les tableaux 3.5, 3.6 et 3.7 sont les équivalents du tableau 3.3 pour les préamplificateurs de type D, F et C respectivement. Ils permettent de se rendre compte que le relatif manque de précision obtenue lorsque l'on moyenne les valeurs des 8 paramètres pour les préamplificateurs de type D et C mais aussi dans une moindre mesure F est dû à la grande erreur sur L_s et C_d. On peut décider pour s'affranchir de ce problème, de calibrer ces voies une par une. Sans aller jusque là, l'inductance de la piste L_s dépend fortement de l'emplacement de la cellule dans le calorimètre. En effet, la piste est plus ou moins longue suivant que la voie est en bordure de module ou au centre. Les câbles transportant le signal de physique vers la chaîne de lecture s'arrêtent aux bords des modules et les pistes prennent ensuite le relais pour acheminer les signaux des voies aux câbles, la distance à parcourir dépend de l'emplacement de la cellule. On peut donc espérer qu'un découpage des voies connectées à ces préamplificateurs en zones en η réduira considérablement la dispersion sur la valeur de L_s et donc l'incertitude qui y est

$\pm\sigma$ sur :	$\delta(\Delta_{cal}^{t=t_{max}})$	$\delta(\Delta_{phys}^{t=t_{max}})$
$L_1 + L_2$	0.4%	0.02%
R_{c1} ou R_{c2}	0.1%	0.4%
L_s	0.1%	0.9%
C_d	2.5%	2.1%

TAB. 3.5 – Contributions à l'erreur sur la variation du signal de calibration et du signal de physique pour une variation de $\pm 1\sigma$ dans la distribution des différents paramètres stables (voies connectées à un préamplificateur de type D)

$\pm\sigma$ sur :	$\delta(\Delta_{cal}^{t=t_{max}})$	$\delta(\Delta_{phys}^{t=t_{max}})$
$L_1 + L_2$	0.3%	0.07%
R_{c1} ou R_{c2}	0.3%	0.5%
L_s	0.01%	0.04%
C_d	1.1%	0.1%

TAB. 3.6 – Contributions à l'erreur sur la variation du signal de calibration et du signal de physique pour une variation de $\pm 1\sigma$ dans la distribution des différents paramètres stables (voies connectées à un préamplificateur de type F)

liée. De plus comme L_s et C_d sont fortement corrélées, on s'attend à ce que ces mêmes zones en η réduisent également la dispersion sur la valeur de C_d. Les tableaux 3.5, 3.6 et 3.7 montrent que l'erreur sur C_d est aussi très importante. Les figures 3.31 illustrent la corrélation de L_s et η et de L_s et C_d pour des préamplificateurs de type D.

Il est donc possible de calibrer les variations de l'impédance d'entrée du préamplificateur avec une précision de l'ordre du 1% si l'on choisit de le faire voie par voie. Une calibration par famille de préamplificateur mène à une précision autour de 3.5% mais on peut réduire ce chiffre en ayant recours à des sous ensembles en η par exemple à l'intérieur d'une même famille. La même étude a également été faite pour les voies connectées à des préamplificateurs de type H. Ils sont peu nombreux, c'est pourquoi on ne les a pas considérés dans un premier temps. Ce sont des préamplificateurs qui équipent des voies électromagnétiques et qui compensent une très grande valeur de

$\pm\sigma$ sur :	$\delta(\Delta_{cal}^{t=t_{max}})$	$\delta(\Delta_{phys}^{t=t_{max}})$
$L_1 + L_2$	0.4%	0.02%
R_{c1} ou R_{c2}	0.2%	0.6%
L_s	0.3%	1.%
C_d	3.%	1.%

TAB. 3.7 – Contributions à l'erreur sur la variation du signal de calibration et du signal de physique pour une variation de $\pm 1\sigma$ dans la distribution des différents paramètres stables (voies connectées à un préamplificateur de type C)

type de préamp.	$\delta(\Delta_{phys}^{t=t_{max}})$ paramètres voie par voie	$\delta(\Delta_{phys}^{t=t_{max}})$ valeur moyenne des paramètres
E (central em.)	0.2%	0.4%
D (central had.)	0.2%	3.5%
F (endcap em.)	0.1%	1.3%
C (endcap had.)	0.4%	3.5%

TAB. 3.8 – Erreurs finales sur la variation du signal de physique lorsque seule la valeur moyenne est retenue pour les paramètres de la simulation ou lorsque les paramètres sont ceux de chaque voie

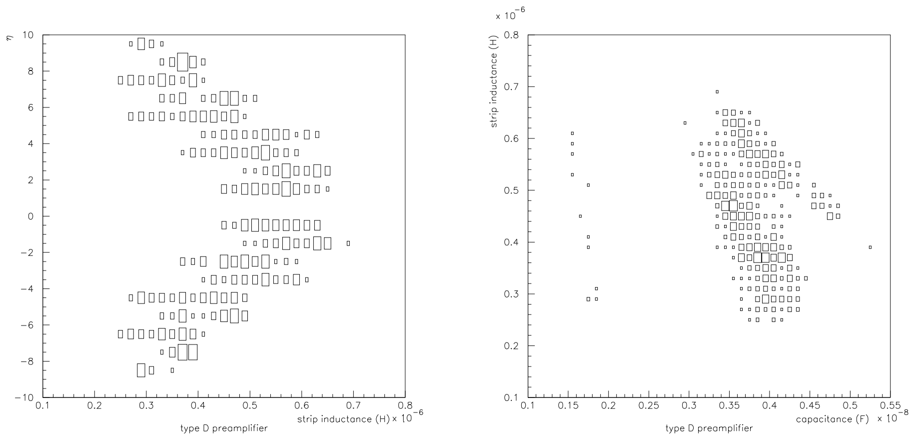


FIG. 3.31 – De gauche à droite : corrélation entre la valeur extraite de l'inductance de la piste et η et entre la valeur extraite de l'inductance de la piste et de la capacité détecteur pour des voies connectées à un préamplificateur de type D

capacité. Les résultats obtenus pour les types H sont donc les pires résultats attendus pour des voies du calorimètre électromagnétique. Lorsque l'on choisit la valeur moyenne des paramètres pour l'étude, l'erreur finale à laquelle on arrive sur la variation du signal de physique est de 2.4% et de 0.4% lorsque l'on fait l'exercice voie par voie.

En conclusion, il existe pour chaque voie du calorimètre, une mesure de réflectométrie dont on peut directement déduire le signal de calibration et une série de 8 paramètres extraits de cette mesure qui permet de simuler les signaux de physique et de calibration. Les paramètres extraits forment également une base de données complète permettant des études systématiques indépendantes de la simulation pour laquelle elle a été conçue. La simulation a été confrontée aux mesures de calibration in situ et est en bon accord avec elles dans la partie électromagnétique du calorimètre. Les mesures de réflectométrie ont également permis un travail systématique de repérages des voies déconnectées, cassées ou en court circuit sur l'ensemble du calorimètre soit environ 55 000 voies.

La simulation permet également de vérifier l'ajustement fin du temps auquel le signal de physique est échantillonné. Lors de la prise de données, le calorimètre n'est lu qu'une fois, au maximum du signal de physique. Pour s'assurer que l'on est bien au maximum, on a la possibilité de lire trois fois le calorimètre pour un même événement : une fois à l'instant que l'on pense être le maximum du signal, une fois 132 ns avant et une fois 132 ns après. On peut ajuster ces trois points sur la simulation du signal de physique pour vérifier à quel point, l'échantillonnage en temps est bien réalisé, et éventuellement corriger, si l'on met en évidence un mauvais temps d'échantillonnage.

Chapitre 4

Un algorithme utilisant l'information cellulaire du calorimètre : cellNN

J'ai développé un algorithme, connu sous le nom de cellNN[1] dans la collaboration DØ. Il permet la reconstruction d'amas d'énergie (ou clusters, souvent préféré dans la suite) dont la brique constitutive est la cellule et non la tour. Le calorimètre de DØ compte 55000 voies de lecture environ. On espère, en se basant sur la cellule, être en mesure de reconstruire chaque gerbe développée par le passage d'une particule dans le calorimètre. Comme ce ne sera pas toujours le cas, l'algorithme est donc un compromis entre un découpage fin afin d'identifier les amas dus à une particule et un découpage suffisamment large pour ne pas créer artificiellement des clusters à partir d'une gerbe unique. Mais on ne pourra pas atteindre un pouvoir séparateur tel que l'on puisse reconstruire un π^0 en deux γ, par exemple à cause de la granularité du calorimètre.

L'approche développée dans cellNN est une nouveauté pour DØ[2] : comme on l'a vu dans le chapitre 2, les algorithmes calorimétriques sont des algorithmes de jets ne tenant pas compte de l'information en profondeur. On justifiera les choix qui ont été faits dans le développement comme dans l'optimisation. Puis il sera expliqué comment, sur des événements Monte Carlo, on ramène les résultats bruts basés sur les énergies mesurées par le calorimètre à la véritable échelle d'énergie. Un ensemble de résultats représentatifs sera donné par la suite.

CellNN a été développé dans le but d'en faire l'élément de base, indispensable, d'un autre algorithme, l'"energy flow" que l'on décrira en détail dans le chapitre suivant et dont un aperçu est donné ci-dessous. Toutefois cellNN s'est révélé être un projet important en lui-même et a trouvé sa propre place indépendamment de l'"energy flow". Les exemples d'utilisation de cellNN, déjà implémentés dans DØ ou envisagés, mais autres que l'energy flow seront exposés en fin de chapitre. Il s'agit d'une liste non exhaustive.

L'energy flow impose des contraintes qui expliquent les orientations prises dans le

[1] *cell Nearest Neighbours*

[2] Au Run I, il existait un algorithme basé sur les cellules nommé Ctool d'utilisation extrêmement marginale. Il ne traitait pas EM3 spécialement comme le fait cellNN [70].

développement de cellNN. L'energy flow a pour but d'améliorer la résolution en énergie sur chaque événement en tirant parti des mesures différentes et complémentaires de chacun des sous-détecteurs. En particulier, même si le calorimètre de DØ a une très bonne résolution, il a des points faibles comme la région intercryostat. La résolution sur une quantité globale comme l'énergie transverse manquante peut être améliorée si l'on ne se contente pas de sa seule mesure calorimétrique : par exemple, l'acceptance du détecteur de traces couvrent la région ICD du calorimètre.

D'autre part, le détecteur de trace mesure plus précisément que le calorimètre les particules de basse énergie. Par conséquent, si le dépôt d'énergie que laisse chaque trace chargée de moins de $\sim 20\,\mathrm{GeV}$ dans le calorimètre est clairement identifié, on peut remplacer la mesure calorimétrique par la mesure de l'impulsion de la trace. Chacune de ces opérations améliore la résolution sur l'énergie totale à la condition express que le dépôt d'énergie de la trace chargée dans le calorimètre soit correctement identifié, c'est-à-dire séparé des dépôts voisins laissés par des particules neutres. En effet, dans ce cas, les alternatives sont "d'oublier" l'énergie neutre (et donc dégrader la résolution) ou "d'oublier" l'énergie chargée (et on ne gagne plus en résolution). C'est pourquoi l'objectif de cellNN est d'être le plus granulaire possible. Toutefois, le calorimètre n'est pas suffisamment granulaire pour la compréhension en détails des gerbes qui s'y développent. CellNN se base donc sur le cas particulier d'EM3 où la granularité est la meilleure et ne traite donc pas le calorimètre globalement.

De plus, on choisit de restreindre la définition de voisinage d'une cellule le plus possible (définition de la façon dont sont regroupées les cellules en cluster). Ainsi, on s'autorise à créer un maximum de clusters mais cela entraîne la formation de clusters satellites dus aux fluctuations de gerbes pour lesquelles il faudra introduire un traitement spécifique. Ce problème est particulièrement difficile dans le calorimètre hadronique. Pourtant, il n'y a que peu de hadrons neutres et on pourrait imaginer que toute la résolution hadronique viendra du détecteur de traces, donc qu'il n'est pas nécessaire de reconstituer le dépôt d'énergie de chaque trace chargée. Cependant, comme la reconstruction de traces n'est pas 100% efficace, cela implique que même dans le calorimètre hadronique l'accent doit être mis sur la granularité de l'algorithme. Le chapitre sur l'energy flow justifiera la nécessité de ces choix dans le développement de cellNN.

4.1 Les développements de gerbes

4.1.1 Les gerbes électromagnétiques

Les électrons et les photons interagissent avec la matière sous forme de cascades dont l'importance dépend de leur énergie. Elles sont constituées de photons et d'électrons. Il y a deux processus dominant la formation des cascades. Au-dessus de l'énergie critique, E_c, les photons donnent des paires e^-e^+ et les électrons perdent de l'énergie par bremsstrahlung[3]. En dessous de E_c, l'ionisation prend le dessus. L'énergie critique dépend du numéro atomique du matériau que la particule traverse. Des diffusions ou

[3]Bremsstrahlung ou rayonnement de freinage : émission des photons à l'approche des noyaux atomiques du matériau traversé.

des annihilations peuvent aussi avoir lieu et donneront des γ ou des $e^{\pm}$.

La longueur de la gerbe s'exprime en unité d'X_0 qui est la distance après laquelle la particule a perdu 63% de son énergie incidente par Bremsstrahlung. La définition d'X_0 se réfère donc aux électrons. Les photons parcourent en moyenne 30% de plus sans interagir. En général, la position du maximum de la gerbe se trouve avant $10X_0$ et 98% de celle-ci sont contenus dans $25X_0$. Ces chiffres permettent d'établir la profondeur du calorimètre électromagnétique qui doit contenir toute la gerbe d'un électron et, pour DØ, fixent l'emplacement de EM3 de telle sorte que la quadruple granularité coïncide avec le maximum du développement de la gerbe. Au Run I, EM3 s'étendait de $4X_0$ à $11X_0$. Au Run II, l'ajout du solénoïde et du détecteur de pieds de gerbe fait que EM3 s'étend maintenant de $6X_0$ à $13X_0$ et qu'à la fin de EM3, le maximum de la gerbe est largement dépassé.

La dimension transverse de la gerbe est caractérisée par le rayon de Molière qui dépend de l'énergie critique et de la longueur de radiation. Le développement transverse de la gerbe vient essentiellement des électrons produits en début de gerbe et qui peuvent voyager longtemps avant d'émettre un photon ainsi que des photons de faible énergie produits en fin de développement de la gerbe. Le rayon de Molière permet de choisir la taille des cellules du calorimètre électromagnétique. En effet 90% d'une gerbe électromagnétique sont compris dans $2R_M$. Il faut aller bien au delà pour récupérer la totalité de l'énergie déposée. Pour l'uranium, le rayon de Molière est de l'ordre de 1 cm. La taille des cellules du calorimètre varie en fonction de la profondeur et de η. Dans le calorimètre central, dans EM3, les cellules mesurent 4.5 cm en ϕ et 4.6 cm suivant la direction z à $\eta = 0$ contre 7.5 cm à $\eta = 1$. Une cellule contient donc l'essentiel de la gerbe d'un électron dans EM3 dans le calorimètre central. Dans les calorimètres avants, la taille des cellules décroît très rapidement avec η. La figure 4.1 donne la taille d'une tour en ϕ et en η en cm en fonction de la position de la tour en η.

La taille importante des cellules ne permet pas d'analyser finement la forme des gerbes, en particulier pour des particules non isolées. Cela va compliquer la reconstruction. Il est donc vital de se reposer sur la granularité de EM3, quatre fois meilleure.

4.1.2 Les gerbes hadroniques

Le développement des gerbes hadroniques est plus complexe car les phénomènes qui en sont responsables sont beaucoup plus nombreux. Trois types d'interactions au moins interviennent et leur importance dépend de l'énergie incidente de la particule.

D'abord il y a la création de la composante électromagnétique de la gerbe par production de π^0, η, ... Elle varie beaucoup en fonction des premières interactions et rend la composition des jets plus difficiles à prévoir ce qui les rend plus complexes à identifier par rapport à un électron. La fraction d'énergie qu'emportent les π^0 dépend logarithmiquement de l'énergie incidente de la particule (formule empirique).

Puis, il y a la désintégration des $\pi^{\pm}$ et des $K^{\pm}$ en ν et μ dont l'énergie est perdue pour le calorimètre. La fraction d'énergie perdue ainsi est de l'ordre du % et dépend peu de l'énergie incidente. Les interactions nucléaires avec les noyaux du matériau sont responsables du reste de la perte d'énergie de la particule. La spallation ou la fission des atomes qui peut avoir lieu alors, produit des neutrons lents et qui peuvent beaucoup

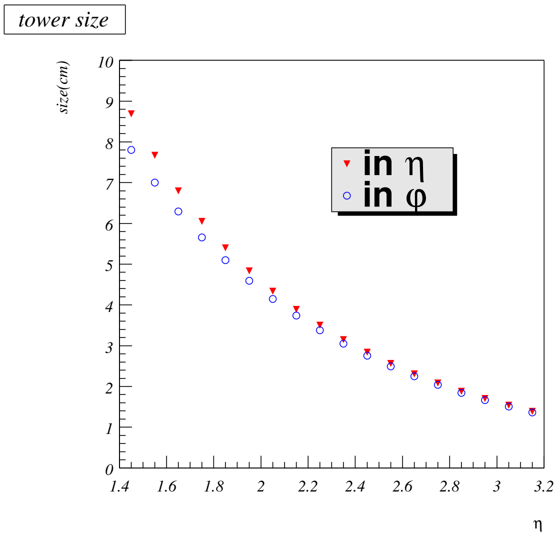


FIG. 4.1 – Evolution de la taille des cellules en cm dans les calorimètres avants en fonction de la tour à laquelle elles appartiennent. La taille est donnée suivant ϕ et η.

voyager ($1\,\mu$s). Ils sont difficiles à détecter. Toutefois, on pense qu'ils sont à l'origine de l'effet de compensation du calorimètre parce qu'ils produisent des interactions nucléaires avec l'uranium dont l'énergie est détectable et contribuent de cette façon à augmenter la fraction d'énergie détectée de la gerbe hadronique [68].

On ne sait pas encore si la compensation est aussi bonne avec les temps de mise en forme courts de l'électronique du calorimètre au Run II.

La longueur de la gerbe est caractérisée par la dimension λ_A qui est la longueur d'interaction ou la distance moyenne que peut parcourir une particule dans le matériau sans interagir. Il faut de l'ordre de $8\lambda_A$ pour contenir une gerbe hadronique dont les dimensions n'ont rien à voir avec celle d'une gerbe électromagnétique, ce qui explique pourquoi les calorimètres hadroniques sont bien plus longs que les calorimètres électromagnétiques. De plus au bout d'un λ_A, seuls $\approx 30\%$ de l'énergie de la particule ont été déposés, la particule perd donc la majorité de son énergie après le calorimètre électromagnétique. 95% de l'énergie de la particule incidente sont contenus dans un cylindre dont le rayon mesure un λ_A. Les gerbes hadroniques sont nettement plus larges que les gerbes électromagnétiques.

Dans le calorimètre central, dans FH1 (respectivement CH1), les cellules font 11.7 cm (respectivement 19 cm) en ϕ, 11.9 cm (respectivement 19.5 cm) suivant z à $\eta = 0$ et 16.5 cm (respectivement 21.5 cm) à $\eta = 0.8$ (respectivement $\eta = 0.4$)[4].

Par leur nature, les gerbes hadroniques connaissent des fluctuations importantes et peuvent s'étendre assez loin latéralement. Il va donc être difficile de construire un algorithme permettant de reconstruire complètement les gerbes tout en permettant de séparer les gerbes de hadrons proches.

[4] $\lambda_A^U = 10\,\mathrm{cm}$ et $\lambda_A^{Cu} = 15\,\mathrm{cm}$

Les paragraphes précédents décrivent la formation des gerbes dans l'absorbeur, la présence des couches d'argon à tendance à élargir les gerbes (sa faible densité permet à des particules de voyager assez loin latéralement).

L'algorithme cellNN utilise les différences entre les gerbes électromagnétiques et hadroniques afin de séparer les $e^{\pm}$ et les γ des hadrons.

4.2 L'algorithme

Aucun des algorithmes calorimétriques de DØ[5] n'utilise l'information longitudinale du calorimètre. Les 8 (respectivement 10) cellules des 8 (respectivement 10) couches successives se trouvant sur une droite issue du centre du détecteur forment une tour. Le chiffre 8 (respectivement 10) n'est pas générique, il dépend de la valeur de η mais est un bon résumé : 4 couches électromagnétiques, 3 (respectivement 4) couches hadroniques fines et 1 (respectivement 2) couche(s) hadronique(s) plus grossière(s), le détail des nombres de couches en fonction de η est donné dans la figure 4.2). L'objet de base qu'utilisent les algorithmes calorimétriques est la tour dont l'énergie est la somme des énergies des cellules de la tour.

CellNN est le résultat d'une approche très différente. CellNN est inspiré de l'algorithme GAMPEX développé dans ALEPH pour reconstruire les photons et les π^0 c'est-à-dire des particules, et non des jets, qui sont un ensemble de particules [69]. Si GAMPEX a donné la ligne directrice, les calorimètres de DØ et ALEPH sont différents, il faut donc tenir compte des particularités de DØ. L'objectif est le suivant :

- séparer les gerbes individuelles de particules même dans les jets
- ne pas subdiviser la gerbe d'une même particule en plusieurs clusters
- mettre tous les moyens possibles au service des deux points précédents, même au détriment de la résolution en énergie

C'est toujours dans le but de se rapprocher le plus possible de cet objectif que les différentes fonctionnalités ont été ajoutées au fur et à mesure du développement et de l'identification des problèmes.

L'algorithme s'articule autour de deux points qui sont détaillés dans les deux paragraphes qui suivent : fabriquer des clusters dans chaque couche indépendamment, puis les réunir en clusters globaux que l'on souhaite pouvoir identifier à des gerbes individuelles de particules. Le point de départ, qui tranche avec les descriptions d'algorithmes de jets précédentes, est la cellule, on oublie toute notion de tours. C'est indispensable pour avoir une chance d'atteindre l'objectif fixé, ne serait-ce que parce que l'on souhaite avoir accès à l'information longitudinale pour ne pas réunir dans un même cluster un π^0 et un $\pi^{\pm}$ superposés. L'algorithme dépend d'un certain nombre de paramètres dont les valeurs retenues pour le programme de reconstruction (valeurs par défaut) sont données.

[5] voir chapitre 2

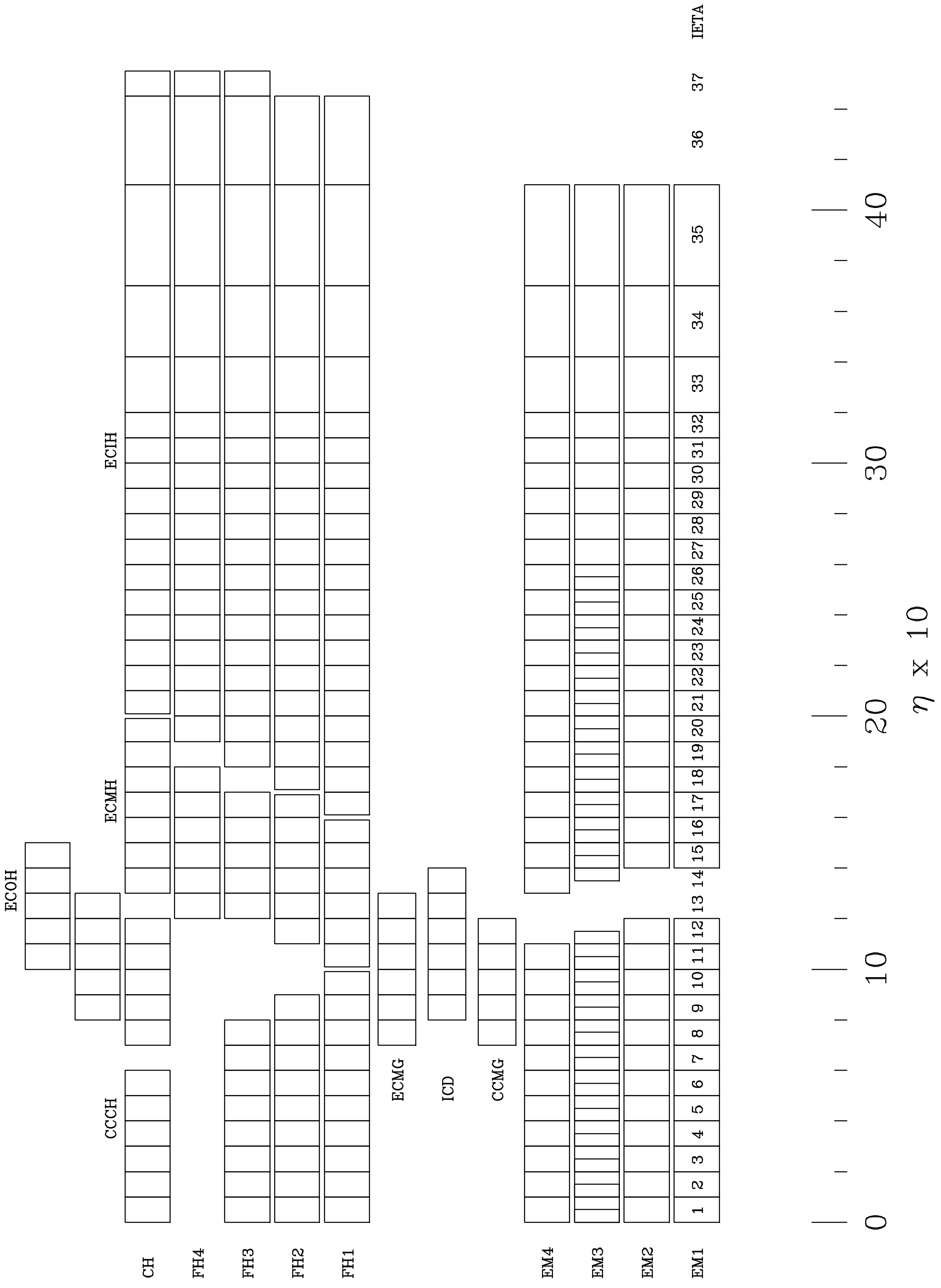


FIG. 4.2 – Vue des tours d'un demi calorimètre. Les niveaux sont indiqués ainsi que leur emplacement en terme de $\eta_{dét} \times 10$.

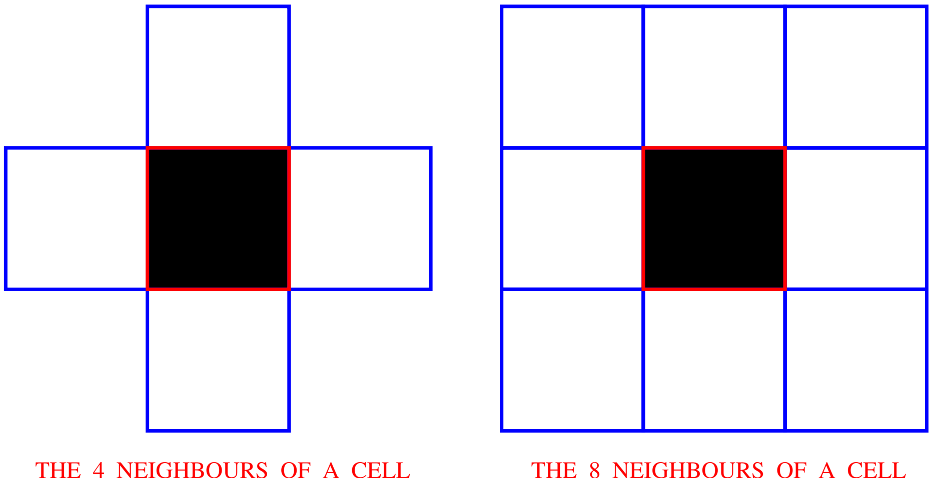


FIG. 4.3 – Définitions de voisinage pour une cellule électromagnétique à gauche et une cellule hadronique à droite

4.2.1 A chaque niveau

Cette étape de l'algorithme ne concerne pas les niveaux CCMG, ECMG, ICD, CH2 et CH3 qui sont des niveaux présents uniquement à des valeurs de η bien particuliers comme en témoigne la figure 4.2. J'ai tenté de les traiter comme les autres niveaux, mais leur comportement est trop spécifique pour leur permettre d'être à l'origine de clusters comme pourront l'être les autres (voir paragraphe suivant). En particulier les niveaux entre les calorimètres sont sujets à de très grandes fluctuations, on choisira plutôt d'utiliser les informations qu'ils fournissent uniquement en plus de celles fournies par les autres niveaux, à des fins de corrections par exemple.

Les algorithmes de "plus proches voisins" comme cellNN reposent sur une définition du voisinage : schématiquement, les cellules seraient associées au cluster de leur voisin le plus énergétique. Pour aboutir à une reconstruction la plus fine possible, il est important que la notion de voisinage soit la plus restrictive possible, tout en restant compatible avec les formes des gerbes de particules dans le calorimètre. On définit les voisins d'une cellule de deux façons différentes. Pour les niveaux électromagnétiques, une cellule possède quatre voisins, les cellules qui ont une face en commun avec elle. Pour les niveaux hadroniques, une cellule possède huit voisins, les cellules qui ont une face ou un coin en commun avec elle, ou plus simplement toutes les cellules qui l'entourent. La figure 4.3 illustre ces deux définitions de voisinages électromagnétiques et hadroniques.

L'idée initiale était de ne définir que quatre voisins à une cellule, dans l'électromagnétique comme dans l'hadronique. Mais les fluctuations de gerbes hadroniques sont telles que cette solution multipliait le nombre de faux clusters de manière inacceptable. Même avec le choix de huit voisins, il reste difficile de ne pas créer de faux clusters car lorsque le pion incident est très énergétique, les fluctuations de gerbes sont importantes. On verra dans la suite un moyen mis en oeuvre pour y remédier.

Dans la suite, on emploie la notion de voisins au sens large, elle recouvre l'une ou l'autre des définitions suivant le niveau en cours de traitement. L'algorithme est exactement le même, ce point étant mis de côté. On différenciera à nouveau les niveaux électromagnétiques et hadroniques dans les manières de tenir compte des fluctuations de gerbe. Elles ne sont évidemment pas du même type dans chacun des deux cas.

Chaque cellule dont l'énergie dépasse un seuil prédéfini (200 MeV par défaut) et dont tous les voisins ont une énergie plus faible, commence un cluster (en fait dès qu'une cellule est un maximum local suffisamment significatif). On autorise des cellules se touchant par un coin, dans l'électromagnétique, à débuter deux clusters différents, ce qui permet de profiter au mieux de la granularité du calorimètre. Les autres cellules sont classées par ordre d'énergie décroissante jusqu'à un seuil de 25 MeV par défaut. On ajoute chacune de ces cellules à l'amas auquel appartient sa voisine la plus énergétique. A ce stade, chaque cellule est attribuée à un seul cluster.

Les cellules à la frontière de deux clusters reçoivent des contributions des deux gerbes correspondantes. Pour éviter de biaiser la reconstruction de l'énergie, on distribue l'énergie de ces cellules entre les clusters voisins. On décide de la fraction d'énergie qu'emporte chaque cluster à l'aide d'une paramétrisation transverse de la gerbe que l'on nomme f et de la distance de la cellule au centre de chacun des clusters, en unité de rayon de Molière, r par la formule : $\frac{E_{Cluster} \times f(r)}{\sum E_{Cluster}}$. Le centre d'un cluster est calculé comme la somme pondérée des positions de cellules appartenant au cluster. Le poids donné à chaque position est $\log \frac{E_{cell}}{E_{Floor}}$. Des poids logarithmiques donnent de meilleurs résultats que des poids linéaires : du fait de la taille des cellules, celles qui entourent la cellule la plus énergique et qui contiennent l'information en position ont peu d'énergie. On applique au résultat de ce calcul, des corrections en position mises au point par le groupe *identification de l'électron* dans les niveaux électromagnétiques pour obtenir la position finale du centre du cluster [71]. La paramétrisation transverse de la gerbe suit la formule suivante [72] : $f(r) = \frac{2rR^2}{(r^2+R^2)^2}$. Normalement, R devrait dépendre du logarithme de l'énergie incidente de la particule dont on reconstruit la gerbe mais à ce point de l'algorithme, on ne connaît pas cette quantité. On choisit donc de prendre $R = 0.15$, validé pour des particules de basses énergies typiques de celles trouvées dans les jets. Si la fraction d'énergie attribuée à un cluster est inférieure à 2% de l'énergie de la cellule (par défaut), on oublie la contribution de cette cellule à ce cluster pour ne distribuer son énergie qu'entre les autres amas candidats.

Il s'est avéré que les clusters que l'on obtient alors sont encore pollués par de faux clusters construits sur des fluctuations de gerbe. Cet effet est bien plus important pour les niveaux hadroniques que pour les niveaux électromagnétiques mais aussi bien plus difficiles à traiter. Les deux paragraphes suivants décrivent les choix faits, d'abord en matière de lutte contre les fluctuations électromagnétiques, puis hadroniques.

Les gerbes électromagnétiques sont très compactes et les cellules relativement grosses par rapport au rayon de Molière : seule la possibilité de commencer deux clusters avec deux cellules se touchant par un coin peut mener à la création d'un faux cluster. Pour identifier les zones pathologiques, on examine la distribution locale de dépôt d'éner-

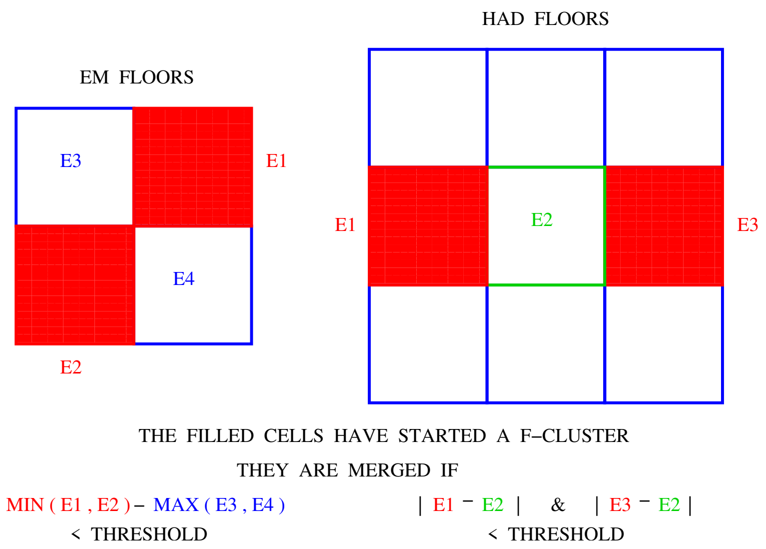


FIG. 4.4 – Critères de détection d'une fluctuation de gerbe dans les niveaux électromagnétiques à gauche et dans les niveaux hadroniques à droite. Les carrés noirs représentent les cellules ayant initialement débutées des clusters qui sont réunis en un seul cluster s'ils satisfont à ces critères.

gie : si elle est très uniforme, il est probable qu'un des clusters est dû à la fluctuation de la gerbe. On cherche donc à estimer la "hauteur" du maximum local par rapport aux "vallées" qui l'entourent. L'estimateur utilisé est la différence entre le minimum des énergies des deux cellules ayant commencé les clusters et le maximum des énergies des deux cellules qui complètent le carré débuté par les deux autres. La figure 4.4, à gauche, illustre la méthode utilisée. Si la différence est inférieure à 150 MeV, par défaut, on réunit les deux clusters en un seul.

Il est plus difficile de traiter systématiquement les fluctuations des gerbes hadroniques. Tout d'abord le problème est quasi insoluble en totalité mais ensuite il faut éviter le plus possible de multiplier les traitements particuliers, tant pour des problèmes de temps de calcul que pour limiter les effets systématiques possibles. Ainsi j'ai décidé de ne m'intéresser qu'aux cas où les deux cellules ayant débuté les deux clusters ne se trouvent séparées que par une cellule. Comme dans le cas électromagnétique, on cherche à estimer la profondeur de la "vallée" qui sépare les deux pics. On compare les énergies des cellules responsables du démarrage des clusters à l'énergie de la cellule du milieu. Si les deux différences sont inférieures à 350 MeV (par défaut), on ne fera qu'un des deux clusters. Une illustration est donnée sur la figure 4.4 à droite.

L'étape suivante consiste à réunir les clusters formés à chaque niveau de calorimètre pour reconstituer les gerbes des particules.

4.2.2 Globalement

La granularité étant la meilleure dans EM3, on veut donc, autant que possible, conserver cette information dans les clusters globaux. Tous les amas reconstruits dans EM3 commencent donc un cluster global. On ajoute à un cluster de EM3 des clusters de EM4 si le centre de ces clusters se trouve dans un cône dont la direction est définie par le centre de l'amas de EM3 et le vertex primaire. Le rayon du cône est choisi de façon à ce qu'il fasse 7 cm au milieu de EM3 par défaut.

On procède ensuite exactement de la même manière en remplaçant EM3 par EM4 et EM4 par FH1 et ainsi de suite jusqu'à CH1. Toutefois dès que l'on traite des niveaux hadroniques, on choisit le rayon du cône de manière à ce qu'il fasse 25 cm au milieu de FH1 par défaut. Puis on revient à EM3. De la même façon que décrite précédemment, on ajoute les amas de EM2 à EM3, puis ceux de EM1 à EM2. Cette façon de procéder ne fonctionne que si EM3 n'est pas vide. Si c'est le cas, on remplace EM3 par EM4 et ainsi de suite jusqu'à ce qu'on rencontre un niveau où des clusters ont été formés.

Ainsi lorsque l'on recherche les candidats de EM4, par exemple, que l'on pourrait ajouter à un cluster de EM3, on peut se retrouver devant trois possibilités (le raisonnement est le même pour les autres niveaux) :

- L'un des clusters de EM4 ne satisfait pas les critères d'association quel que soit le cluster de EM3 que l'on essaie. Alors ce cluster commencera un nouveau cluster global qui n'aura pas d'énergie dans EM3.
  Pour tenir compte de la géométrie, on autorise dans certaines régions bien définies en η qu'un cluster global ne soit pas constitué de cluster venant de niveaux successifs. On tient compte, en permettant ainsi de sauter par-dessus un niveau, de trous dans le calorimètre. On les voit très clairement sur la figure 4.2.

- Un cluster de EM4 ne satisfait les critères d'association que pour un unique cluster de EM3. C'est le cas le plus simple, on ajoute simplement ce cluster à celui de EM3.

- Un même cluster de EM4 satisfait les critères d'association pour plusieurs clusters de EM3. Ce cas se présente souvent car EM3 est plus granulaire que EM4 et on réunit souvent deux gerbes dans le même cluster dans EM4 alors qu'on les aura séparées dans EM3. Dans ce cas là, chacune des cellules du cluster de EM4 voit son énergie partagée entre les différents candidats de EM3. On propage ainsi la granularité de EM3 à EM4 et ainsi de suite puisque la même méthode s'applique entre les niveaux suivants.
  Comme pour le partage d'énergie entre plusieurs clusters lors de la construction de clusters dans un même niveau, on attribue une fraction de l'énergie de chaque cellule à chaque cluster global. Cette fraction se calcule également à l'aide d'une paramétrisation transverse de la gerbe et du centre du cluster. Ce dernier est calculé en donnant des poids logarithmiques à l'énergie de chaque cellule et des corrections de positions dans les niveaux électromagnétiques comme précédemment. Si la fraction d'énergie d'une cellule attribuée à un cluster est trop faible

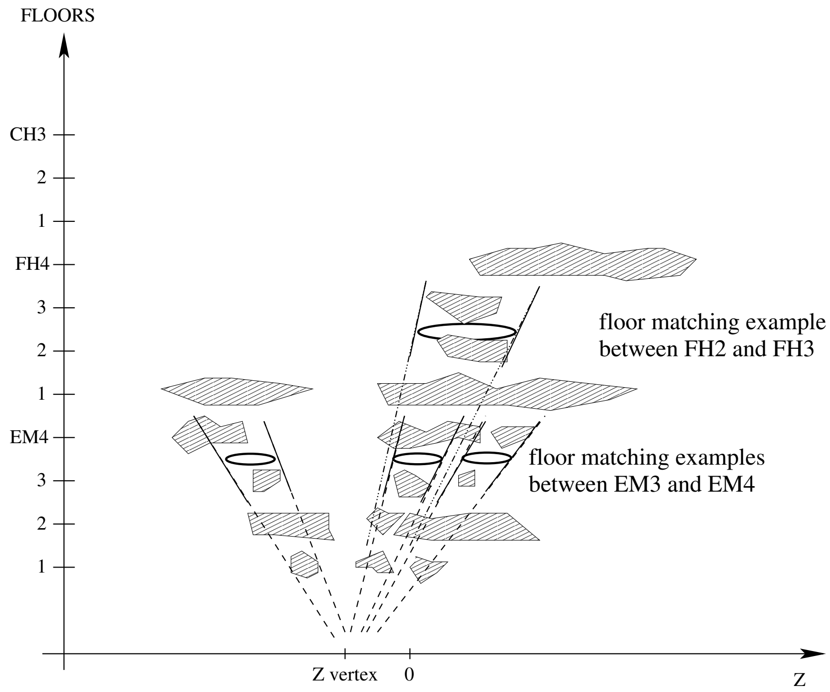


FIG. 4.5 – Schéma de la formation de clusters globaux à partir de clusters fabriqués dans chaque couche du calorimètre.

(en dessous de 2% par défaut), toute l'énergie de la cellule est distribuée aux autres clusters en jeu.

La figure 4.5 illustre les différents cas possibles d'association entre les niveaux.

C'est après la formation des clusters globaux que l'on vient de décrire que les cellules appartenant à CCMG, ECMG, ICD, CH2 et CH3 sont prises en compte. Si une cellule de CCMG, ECMG, IDC, CH2 ou de CH3 appartient à la même tour qu'une cellule attribuée à un cluster global, on ajoute cette cellule au cluster. On demande en plus que ce cluster ait des cellules d'un niveau voisin de CCMG, ECMG, ICD, CH2 ou de CH3. Par exemple, pour ajouter une cellule des niveaux ICD ou MG à un cluster, il faut qu'il ait des cellules dans les niveaux EM4 ou FH1 et pour ajouter une cellule des niveaux CH2 ou CH3, il faut qu'il ait des cellules de CH1.

L'étape suivante consiste à regarder les profils longitudinaux des clusters que l'on a fabriqués. En effet, pour le moment, on a associé géométriquement les clusters mais rien ne dit que les clusters fabriqués dans les niveaux et associés ainsi viennent de la même gerbe. Il se peut très bien que l'on ait associé de l'énergie venant de deux particules superposées comme un π^0 et un $\pi^\pm$. Dans ce cas, la distribution longitudinale de l'énergie du cluster global aura un minimum vers les niveaux EM4 ou FH1 au lieu de croître régulièrement pour décroître ensuite. On découpe donc un cluster en deux si un minimum significatif apparaît dans EM4 ou dans FH1. On demande que la quantité :

– $\frac{E_{EM4}}{min(E_{EM3},E_{FH1})}$ si le minimum est dans EM4

– $\frac{E_{FH1}}{min(E_{EM4},E_{FH2})}$ si le minimum est dans FH1

soit plus petite que 0.5 par défaut. Cette quantité est d'autant plus petite que le minimum est prononcé. On divise l'énergie des cellules du niveau où le minimum a été trouvé en deux. La fraction attribuée à chaque cluster dépend proportionnellement du rapport des énergies des deux nouveaux clusters (énergie totale contenue dans les niveaux avant le minimum et après le minimum).

Il ne reste plus qu'à corriger un biais introduit par la procédure décrite jusqu'à présent : le découpage en plusieurs clusters des gerbes hadroniques. Par exemple, si un pion vient se superposer à plusieurs photons, chacune des gerbes de photons sera reconstruite dans EM3 et chacune commencera un cluster global. La gerbe du pion qui se trouve par-dessus sera reconstruite dans les niveaux FH1 et FH2 par exemple mais comme elle est large, il y a de grande chance qu'elle soit associée à plusieurs des photons. Dans un tel cas, on découpera donc les clusters de FH1 et FH2 entre les différentes gerbes de photons. Mais comme il s'agit d'une superposition de photons et d'un pion, pour chacun des clusters globaux ayant démarré grâce à un photon, on découpera le cluster dans EM4 ou FH1 car un minimum dans la distribution longitudinale des clusters apparaîtra. A la fin, on reconstruira donc bien plusieurs photons, mais également plusieurs gerbes hadroniques faites des mêmes cellules puisque ce sont les mêmes clusters de FH1 et FH2 qui auront été découpés. On recombine ces clusters hadroniques redondant en comparant les cellules qui les composent. Si elles sont toutes identiques (on ne tient pas compte des cellules du niveau où le cluster a été découpé), on ajoute les clusters pour n'avoir bien au final qu'un seul pion.

Enfin, on ne garde que les clusters globaux dont l'énergie dépasse 1 GeV (par défaut).

DØ, dans son programme de reconstruction, met en oeuvre un nombre très important d'algorithmes calorimétriques (cône de différentes tailles et k_T pour différentes distances comme cela a été expliqué précédemment). CellNN fait également parti du programme de reconstruction mais il était, pour cela, indispensable que le temps de calcul nécessaire ne dépasse pas celui des autres algorithmes. L'optimisation du code n'a pas suffi à atteindre ce but bien qu'un gain d'un facteur 3 ait été obtenu. On peut aborder le problème autrement en remarquant que le nombre de particules et l'énergie déposée très à l'avant sont très importants. CellNN passe beaucoup de temps à découper puis reréunir des cellules dans cette région du calorimètre. On a donc décidé que par défaut, cellNN ne serait utilisé que pour $|\eta| < 3.2$. On voit sur la figure 4.2 la réduction d'acceptance que cela entraîne mais à partir de $|\eta| \geq 3.2$, la granularité du calorimètre se dégrade (elle est divisée par 4) et utiliser un algorithme granulaire comme cellNN n'a plus tout à fait de sens. De plus, il n'y a pas de traces reconstruites dans cette partie du détecteur, la granularité atteinte par cellNN à cet endroit ne servira pas à l'energy flow (mis à part pour la calibration de cellNN, voir 4.4). En lieu et place de cellNN, pour les cellules très à l'avant, on choisit donc d'utiliser un autre algorithme dont les clusters seront ajoutés à la liste fournie par cellNN dans l'acceptance $|\eta| < 3.2$. C'est un algorithme basé sur les tours du calorimètre et appelé TowerNN. Il servait pour l'identification d'électron au Run I. Après avoir trouvé les tours les plus énergétiques qui débuteront des clusters, on y ajoute leurs voisines. Une tour possède 8 voisines. Par rapport au Run I, on a supprimé l'obligation d'avoir une fraction électromagnétique importante puisque l'on ne recherche pas exclusivement des électrons. Ces clusters, comme les autres, ne sont gardés que si leur énergie dépasse le minimum de 1 GeV requis par défaut.

L'énergie d'un cluster est la somme des énergies des cellules qui le composent ou des fractions d'énergie pour les cellules que l'on a découpées. Le quadri-vecteur du cluster est calculé grâce à cette énergie et à la position du cluster. La position du cluster est donnée par les cellules de EM3 quand la fraction d'énergie dans ce niveau est suffisante (on demande une fraction d'énergie électromagnétique supérieure à 80% et une fraction d'énergie dans EM3 supérieure à 40%) pour profiter de la meilleure granularité de EM3. Quand ce n'est pas possible, la position du cluster est la moyenne des positions des centres des clusters de chaque couche, pondérée par leur énergie. Enfin, η et ϕ se déduisent de ce calcul de position et de la position du vertex primaire fourni par le programme de reconstruction. Si aucun vertex n'a été trouvé, on l'assimile à $(0, 0, 0)$

4.3 Optimisation

Dans la partie précédente, on a donné à chaque fois les paramètres par défaut de cellNN. Ces paramètres sont nombreux car l'algorithme est complexe. Les plus significatifs sont :

- l'énergie minimum d'une cellule pouvant débuter un cluster
- les critères déterminant si deux clusters résultent d'une fluctuation de gerbe ou non et s'il faut les réunir en un seul
- les tailles de cône lors de l'association longitudinale des clusters
- le paramètre d'identification d'un minimum dans un développement longitudinale de gerbe
- l'énergie minimum que doit avoir un cluster pour qu'on le garde

Les valeurs de tous ces paramètres ont été choisies à partir d'événements Monte Carlo. Comme on l'a vu, on cherche avant tout à reconstruire des gerbes distinctes développées par des particules proches même au détriment de la résolution en énergie. Mais on veut également éviter de découper la gerbe d'une même particule en plusieurs clusters. J'ai fait le choix ici de déterminer la valeur des différents paramètres sur des événements simples même s'ils sont non physiques car ils ont le mérite de permettre de bien comprendre comment se comporte l'algorithme. Le paragraphe présentant les résultats se base sur du Monte Carlo d'événement de physique. On se concentrera donc dans cette partie sur des événements avec une seule particule ($\pi^{\pm}$, $e^{\pm}$ et γ) ou avec deux particules proches (π-π, e-π ou e-e par exemple) sur un domaine large en énergie.

La figure 4.6 montre le nombre de clusters reconstruits par cellNN pour des événements comprenant uniquement un pion, un électron ou un photon. On remarque que

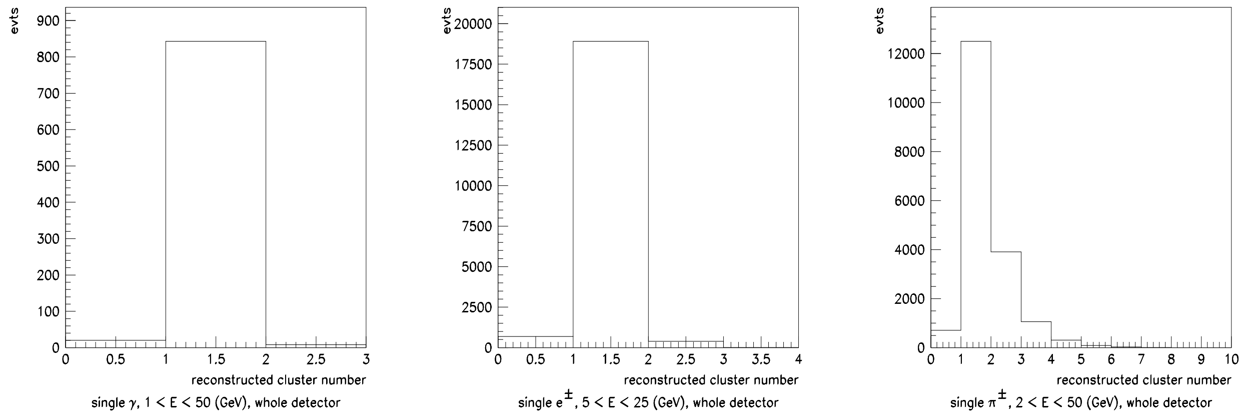


FIG. 4.6 – Distributions du nombre de clusters reconstruits à partir d'événements faits de particules uniques (des photons à gauche, des électrons au milieu et des pions à droite)

	efficacité de reconstruction d'un seul cluster
$e^{\pm}$, $5 < E < 25$	94.6%
γ, $1 < E < 50$	84.3%
$\pi^{\pm}$, $2 < E < 50$	67.2%

TAB. 4.1 – Efficacité de reconstruction d'événements faits de particules uniques.

lorsque la particule générée est un photon, cellNN reconstruit, la plupart du temps, un seul cluster. Il arrive que des photons soient perdus pour plusieurs raisons. Le cluster reconstruit peut avoir trop peu d'énergie pour être gardé ou le photon peut être passé par un crack du calorimètre central électromagnétique. Mais le plus souvent, c'est lorsque le photon dépose son énergie dans les niveaux ICD, CCMG ou ECMG. Les cellules de ces niveaux ne sont utilisées qu'a posteriori et il faut que de l'énergie soit déposée ailleurs pour débuter un cluster. La figure 4.7 illustre ce point. Lorsque la particule seule est un électron, les résultats sont très similaires. La probabilité de reconstruire deux clusters et non pas un, est plus élevée à cause du bremsstrahlung. Lors que l'on s'intéresse au pion, on voit tout de suite que l'algorithme ne s'affranchit pas totalement des fluctuations de gerbes hadroniques et que l'on reconstruit parfois deux clusters voire plus alors qu'il n'y avait qu'un pion à l'origine. On résume les efficacités de reconstruction de particule seule en un seul cluster illustrées par la figure 4.6 dans le tableau 4.1.

Comme il a été déjà souligné, on désire que le pouvoir séparateur de l'algorithme soit le plus important possible. On a utilisé des événements ne contenant que deux particules venant d'un même vertex et séparées d'un petit angle pour optimiser ce trait de l'algorithme. Sur la figure 4.8, on montre l'efficacité pour reconstruire exactement deux clusters, ou au moins deux en fonction de l'angle entre les deux particules et cela pour des intervalles d'énergie différents, les clusters supplémentaires sont d'énergie inférieure

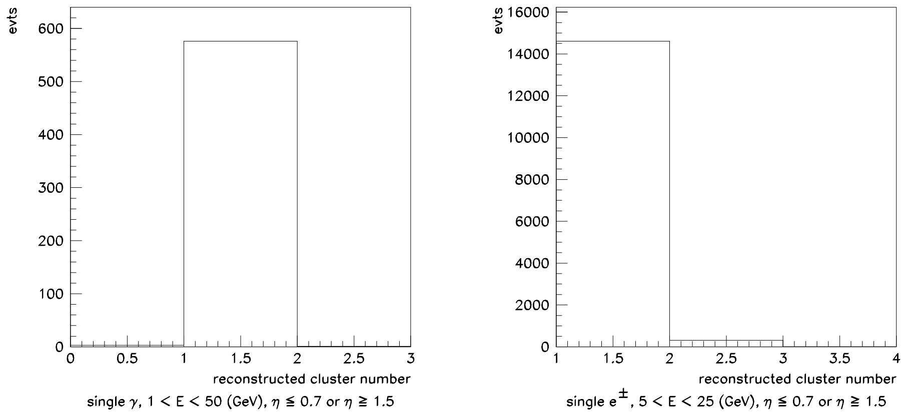


FIG. 4.7 – Distributions du nombre de clusters reconstruits à partir d'événements faits de particules uniques n'ayant pas rencontré la région ICD (des photons à gauche, des électrons à droite). On ne voit plus d'événement où aucun cluster ne soit reconstruit, noter l'influence du bremsstrahlung pour les électrons.

au seuil indiqué sur la figure. Une gerbe hadronique étant latéralement plus étendue qu'une gerbe électromagnétique, il est plus difficile de séparer deux pions proches que deux photons proches. De plus, pour un pion, dans bien des cas, l'énergie déposée dans EM3 est trop faible pour démarrer un cluster par suite la granularité sur laquelle repose le pouvoir séparateur de l'algorithme est celle du calorimètre hadronique. Cela peut être observé sur la figure 4.8. L'efficacité non nulle de reconstruire exactement deux clusters pour deux pions qui se superposent parfaitement est due à la création de faux clusters, provenant des fluctuations de la gerbe. En revanche, dès qu'un électron est présent, la granularité de EM3 joue à plein et le pouvoir séparateur n'en est que meilleur. Dans environ 40% des cas, on reconstruit deux clusters alors que le pion et le photon sont complètement superposés. Cette efficacité est le résultat du découpage longitudinal des clusters.

Il est également possible d'imaginer une procédure d'optimisation se basant sur les impacts laissés par chaque particule dans le calorimètre. Cela mène à une compréhension plus profonde de l'algorithme puisque cette méthode permet de savoir comment sont répartis, au sein de chaque cluster, les dépôts d'énergie de chacune des particules Monte Carlo. Toutefois ce n'est pas ainsi que cellNN a été optimisé jusqu'à présent car l'idée de remonter jusqu'aux impacts des particules Monte Carlo n'a été exploitée que très récemment et très partiellement. Une optimisation future pourra s'inspirer des résultats préliminaires présentés dans le paragraphe suivant.

Les événements utilisés sont toujours des événements simples. Il s'agit de deux photons séparés de moins de 0.2 rad dont l'énergie varie de 2 à 20 GeV. Chacun des impacts laissés par les particules Monte Carlo est attribué à un cluster, ainsi on en déduit la contribution de chaque trace Monte Carlo à l'énergie d'un cluster. Malheureusement cette façon de faire ne lève pas toutes les ambiguïtés. En effet certaines cellules sont partagées entre plusieurs clusters et un impact de particule Monte Carlo dans cette

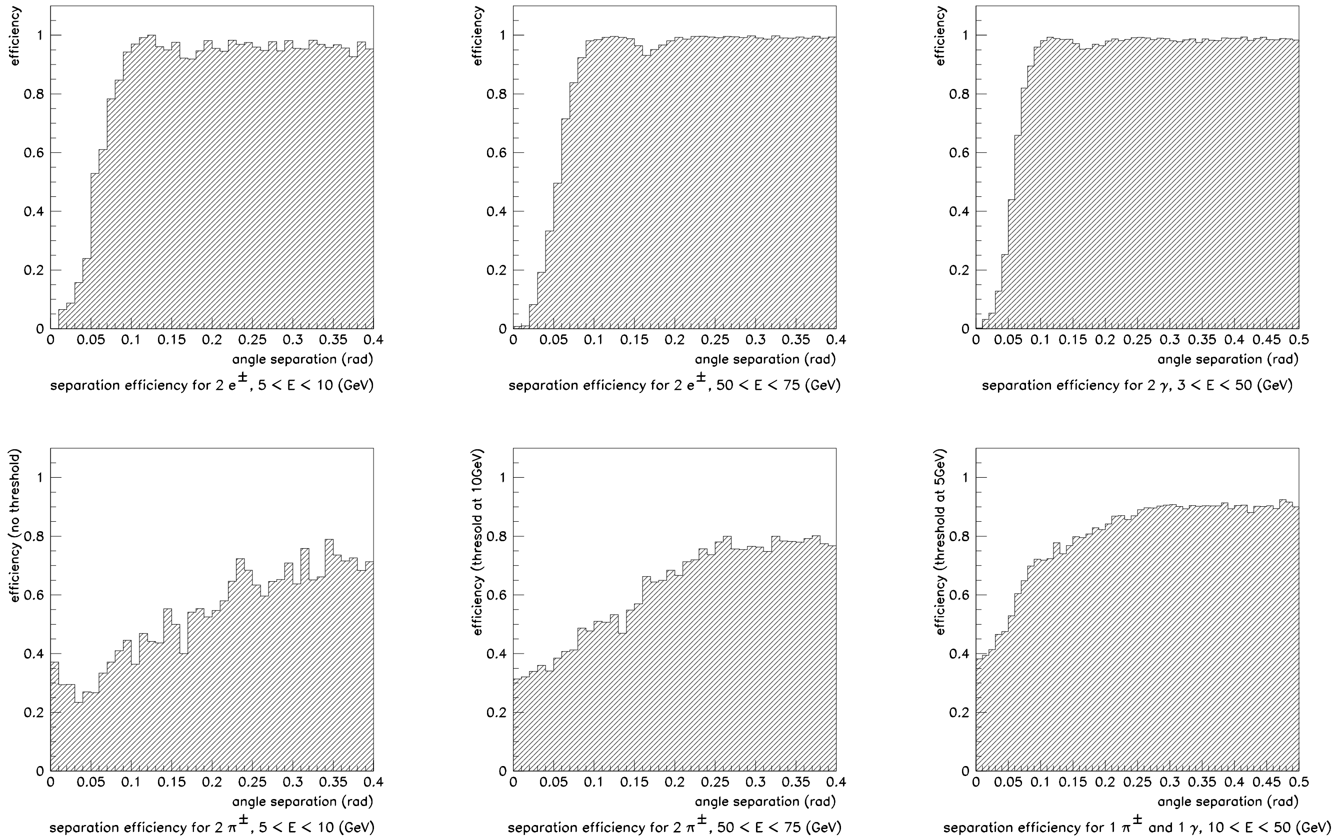


FIG. 4.8 – Efficacité de reconstruction de deux clusters en fonction de l'angle généré (en rad) entre les deux particules.

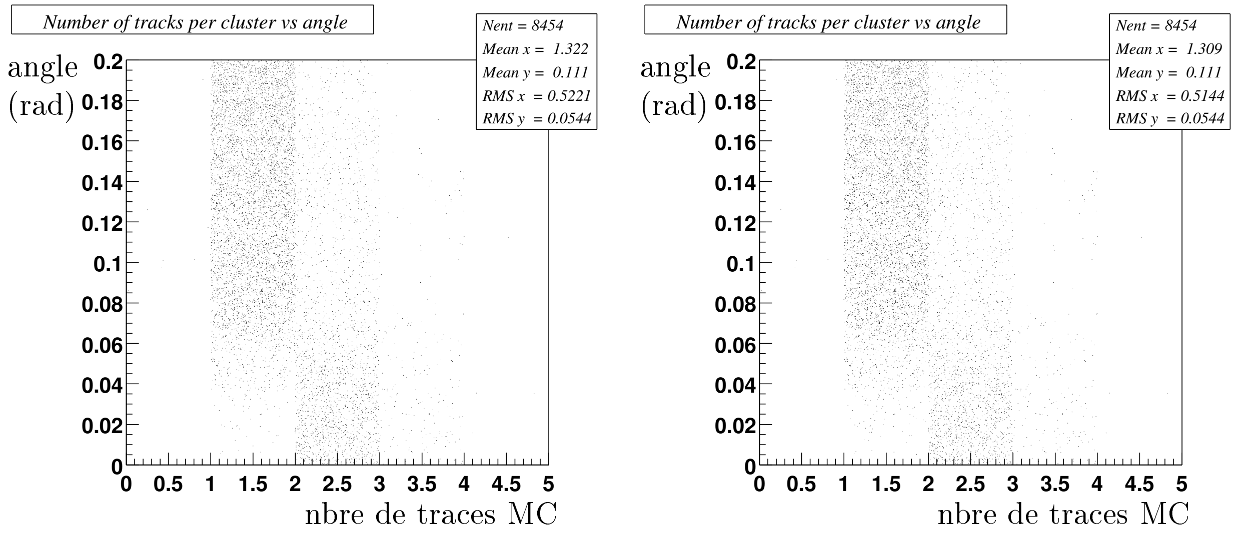


FIG. 4.9 – Nombre de traces Monte Carlo contribuant à au moins 5% de l'énergie du cluster en fonction de l'angle entre des deux traces. A gauche, les impacts ambigus sont oubliés et à droite tous les impacts sont pris en compte.

cellule, n'a pas de raison d'être attribué à un cluster en particulier. Le choix fait pour s'affranchir de ce problème biaise forcément le résultat. Deux solutions sont adoptées :

- ignorer les impacts de particules Monte Carlo dans ces cellules (mais alors il est possible d'"oublier" une importante part de l'énergie d'un cluster quand deux traces Monte Carlo sont très proches)
- attribuer les impacts de particules Monte Carlo dans ces cellules au cluster auquel la particule Monte Carlo a le plus contribué

La figure 4.9 montre le nombre de particules Monte Carlo ayant au moins contribué à 5% de l'énergie du cluster en fonction de l'angle entre les deux traces (dans la grande majorité des cas, les deux traces sont les deux photons). Le comportement de cellNN est le même que celui déjà constaté sur la figure 4.8 c'est-à-dire une transition abrupte de un à deux clusters vers 0.05 rad ce qui correspond à la granularité de EM3.

La fraction d'énergie que le cluster emporte de la trace Monte Carlo qui a le plus contribuée à ce cluster est donnée figure 4.10 et la fraction d'énergie de la trace dont la contribution est la deuxième plus importante est donnée figure 4.11. Dans la majorité des cas, l'énergie d'une trace est reconstruite comme un cluster. La façon dont cellNN découpe les cellules entre clusters n'est donc pas trop brutale. De plus les choix d'attribution des impacts des cellules ambiguës dont on a signalé précédemment la possibilité qu'ils biaisent les résultats, ne semblent pas avoir de conséquences trop importantes puisque les deux choix extrêmes donnent des résultats très similaires (figures de gauche et de droite).

On applique le même traitement à des événements plus complexes. Seule l'information des impacts des traces Monte Carlo peut permettre de mesurer la granularité de cellNN. Les figures 4.12, 4.13 et 4.14 présentent les mêmes distributions que précédemment pour des événements QCD d'impulsion transverse de plus de 40 GeV. Seule

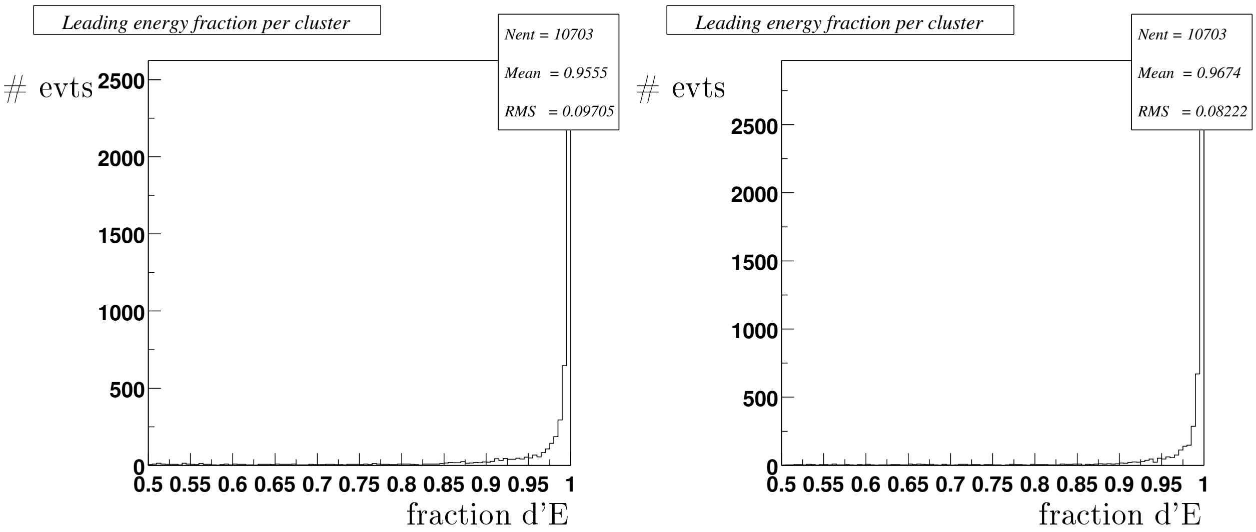


Fig. 4.10 – Fraction d'énergie que le cluster emporte de la trace Monte Carlo qui a le plus contribuée à ce cluster. A gauche, les impacts ambigus sont oubliés et à droite tous les impacts sont pris en compte.

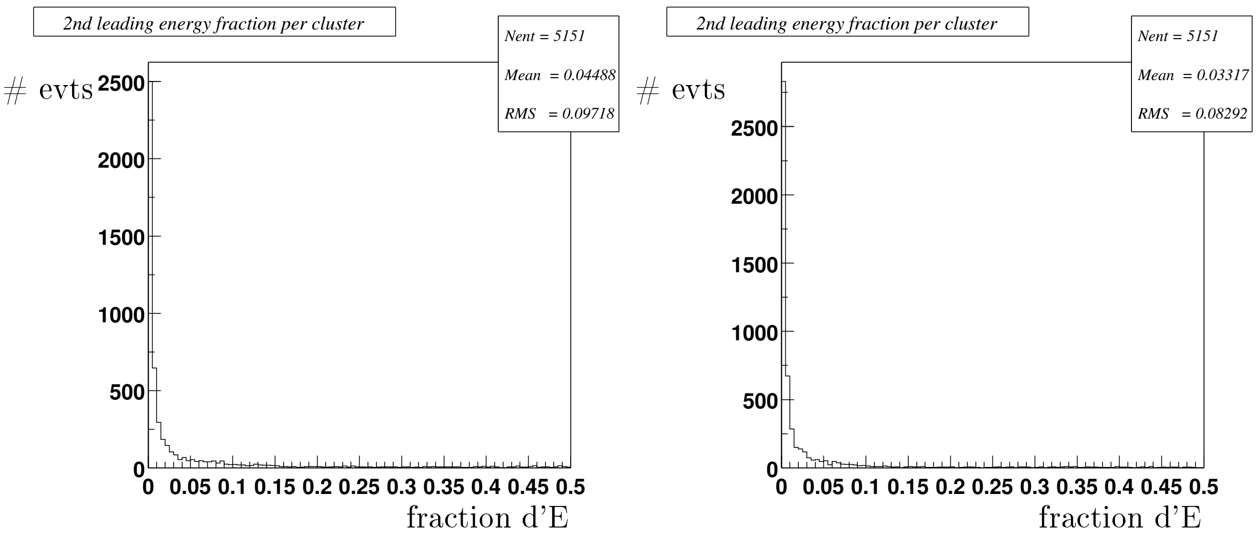


Fig. 4.11 – Fraction d'énergie que le cluster emporte de la trace Monte Carlo qui a la deuxième plus importante contribution à ce cluster. A gauche, les impacts ambigus sont oubliés et à droite tous les impacts sont pris en compte.

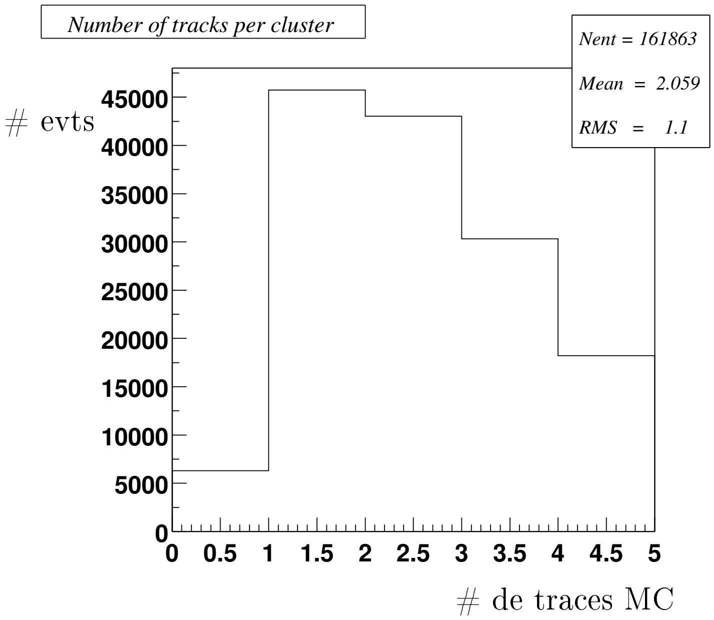


FIG. 4.12 – Nombre de particules Monte Carlo contribuant au moins à 5% de l'énergie du cluster.

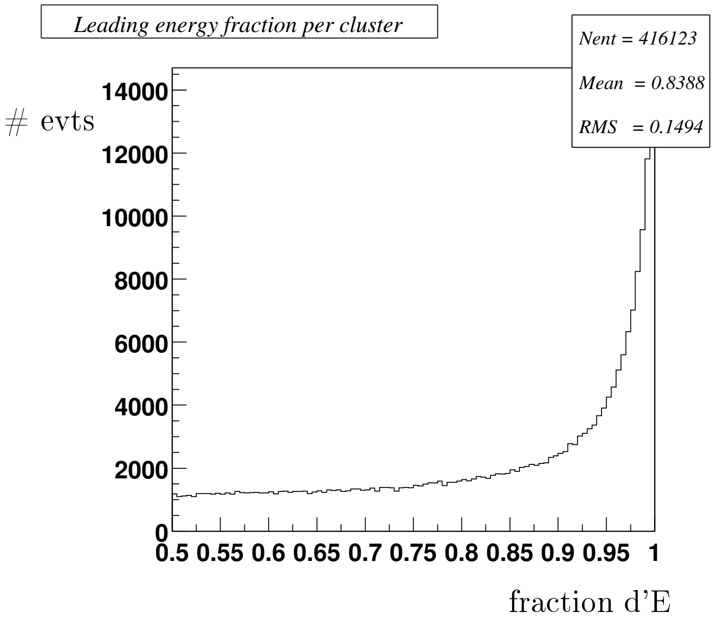


FIG. 4.13 – Fraction d'énergie que le cluster emporte de la trace Monte Carlo qui a le plus contribué à ce cluster.

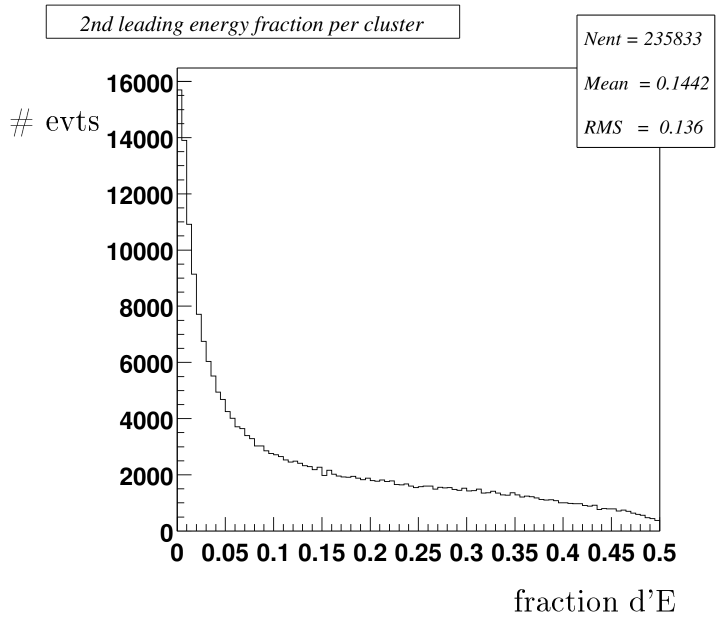


FIG. 4.14 – Fraction d'énergie que le cluster emporte de la trace Monte Carlo qui a la deuxième plus importante contribution à ce cluster.

l'option d'attribuer tous les impacts même ceux venant des cellules partagées entre plusieurs clusters a été gardée. On voit tout de suite que plus d'une trace contribue à l'énergie d'un cluster. Il faut ajouter que cellNN ne prétend pas séparer un π^0 en deux γ et que rien n'a été fait ici pour ne faire qu'une seule trace Monte Carlo des deux photons. Cela doit contribuer à une grande partie de l'effet vu sur la figure 4.12. De plus de la même façon que précédemment, l'énergie d'une trace est emportée par un seul cluster. Cependant, en plus s'ajoute une longue queue de distribution plate que cette méthode des impacts Monte Carlo permettra d'investiguer.

4.4 Calibration

L'énergie reconstruite des clusters est sous-évaluée. En effet une partie seulement de l'énergie d'une particule incidente est déposée dans le calorimètre. De plus l'algorithme ne tient pas compte de toute l'énergie déposée, du fait des différents seuils pour prendre en considération une cellule ou pour débuter un cluster par exemple. Ce paragraphe explique comment on peut calibrer les clusters cellNN à la fois pour recaler globalement l'énergie, et pour corriger des non-linéarités ou de l'énergie perdue dans les cracks.

La calibration de la réponse de cellNN est réalisée à partir d'événements Monte Carlo à particules uniques comme des électrons (ou photons) et des pions. On choisit, de plus, les événements où un seul cluster est reconstruit. Comme cellNN est fait pour reconstruire des gerbes individuelles de particules même dans des événements chargés (avec des jets), ces corrections doivent s'appliquer aussi bien à des événements plus complexes. La procédure de calibration pourra être refaite à partir d'électrons ou pions isolés dans les données, la mesure de l'impulsion donnant une estimation de l'énergie au vertex (sous réserve qu'il n'y ait pas eu de bremsstrahlung), mais cela n'est valable qu'à relativement basse énergie (en dessous de 20 GeV).

La correction de l'énergie perdue dans les cracks est effectuée seulement dans le calorimètre central électromagnétique car aucun effet n'a été vu pour les clusters hadroniques centraux. En principe, il pourrait y avoir des régions dans les calorimètres avants où la réponse est dégradée près des supports des modules, mais elles ne sont pas simulées dans le Monte Carlo. Regarder l'effet des zones mortes dans les calorimètres avants ne pourra être fait que sur les données.

La procédure de calibration conduit à des corrections très différentes selon que l'on corrige des non linéarités, des cracks ou qu'il s'agisse d'une particule électromagnétique ou hadronique. Avant d'appliquer une correction à un cluster quelconque, on le qualifiera d'abord comme électromagnétique ou hadronique puis s'il est électromagnétique, on déterminera s'il est dans un crack ou non. Cette phase d'identification est décrite en fin de paragraphe.

4.4.1 Calibration des clusters électromagnétiques

Comme le montre la figure 4.15, la réponse en énergie de cellNN à des électrons uniques est corrélée à l'angle azimutal entre le cluster et le crack. Le traitement des clusters à moins de 14 milliradians d'un crack est différent du traitement des autres clusters.

4.4.1.1 Electrons dans les cracks

La véritable énergie d'un électron qui traverse un crack est corrélée à l'énergie qu'il dépose de chaque côté du crack. Même si en principe, il serait plus logique d'utiliser la position donnée par la trace de l'électron pour calculer la distance de ce dernier au crack, on préfère n'utiliser que l'information calorimétrique comme cela a toujours été le cas pour cet algorithme et ne pas faire dépendre les corrections des performances du détecteur de traces. De plus cette option permet d'utiliser également ces corrections pour les photons.

On met en évidence la corrélation entre la distance au crack et l'énergie perdue en regroupant toutes les cellules d'un cluster en “tours en ϕ”, c'est-à-dire que l'on ajoute l'énergie de toutes les cellules du cluster ayant le même ϕ. La figure 4.16 montre la fraction d'énergie d'un cluster laissée dans la tour en ϕ ayant la plus grande énergie en fonction du rapport entre l'énergie du cluster et l'énergie vraie de l'électron. On y voit une forte corrélation. On peut constater le même comportement lorsque l'on s'intéresse à la deuxième tour en ϕ la plus énergétique. Ces deux tours en ϕ sont de part et d'autre du crack. La correction que l'on applique aux clusters électromagnétiques dans les cracks est simplement le résultat d'un ajustement en fonction des fractions d'énergies

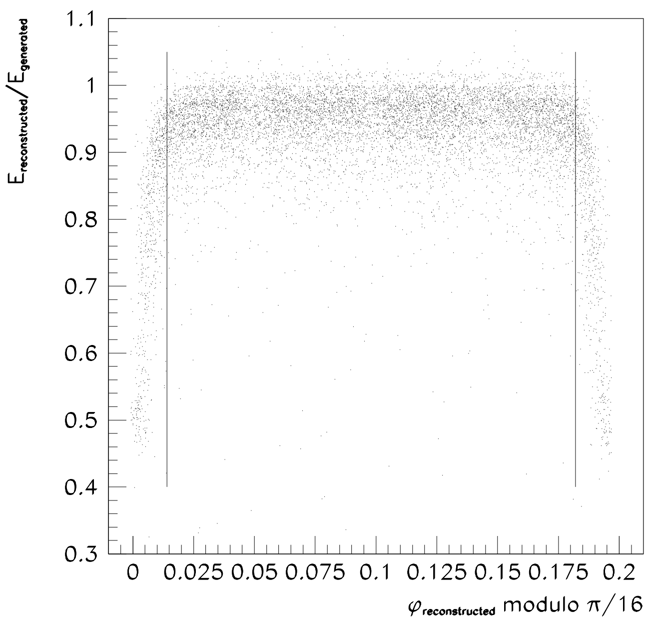


FIG. 4.15 – Distribution de l'énergie reconstruite divisée par l'énergie générée en fonction de la distance à un crack du calorimètre électromagnétique central pour des électrons seuls.

laissées dans les deux tours en ϕ les plus énergétiques. La figure 4.17 montre l'effet de l'application de cette correction, les queues de distribution sont considérablement réduites.

4.4.1.2 Electrons loin des cracks

La procédure que l'on applique à ces clusters est bien plus simple à mettre en oeuvre, en effet on veut corriger, ici, tout à la fois : l'échelle d'énergie trop basse et les non linéarités. Pour cela, on ajuste la fraction d'énergie perdue, $\Delta E_{rel.} = (E_{reco} - E_{vraie})/E_{vraie}$, en fonction de la véritable énergie de l'électron à l'aide d'un polynôme du second degré dans la zone d'énergie la plus basse et du premier degré à haute énergie. Pour les hautes énergies on peut ainsi extrapoler la correction pour des énergies supérieures à celles des particules Monte Carlo utilisées sans risquer de divergence incontrôlée.

L'ajustement ne se fait pas en une seule fois sur toute la gamme d'énergie. On ajuste les paramètres du polynôme dans la zone des plus hautes énergies, là où la réponse de l'algorithme est la plus linéaire. On applique la correction trouvée à toute la gamme d'énergie. Puis on réitère l'opération (ajustement) sur la gamme d'énergie inférieure où la première correction n'a pas été suffisante.

Pour appliquer les corrections aux clusters, on inverse la formule que l'on a obtenue pour avoir maintenant la véritable énergie en fonction de l'énergie reconstruite. Cette procédure a été choisie car l'ajustement inverse était instable. La figure 4.18 montre la réponse brute de cellNN en fonction de l'énergie générée ainsi que la réponse obtenue

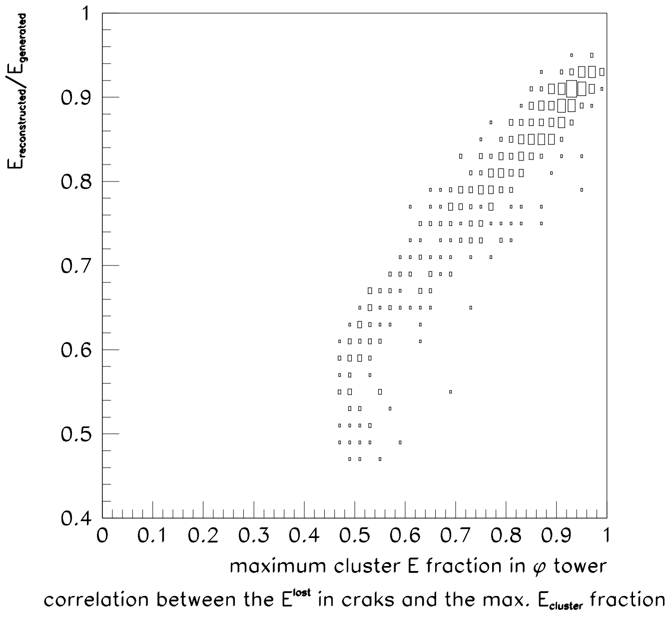


FIG. 4.16 – Energie perdue en fonction de la fraction d'énergie emportée par la tour en ϕ la plus énergétique.

après corrections pour différentes régions en η.

4.4.2 Calibration des clusters hadroniques

La technique utilisée pour les pions est exactement la même que celle mise au point pour les électrons éloignés des cracks. Toutefois pour les pions, il faut plus que les deux ajustements successifs utilisés pour les électrons. En effet la zone de basse énergie est plus difficile à corriger. On utilise quatre ajustements successifs et les résultats de l'application de ces corrections, pour différentes régions en η, sont illustrés sur la figure 4.19 ainsi que la réponse de cellNN avant toutes corrections.

4.4.3 Identification

Les corrections dépendent de la nature électromagnétique ou hadronique du cluster. S'il est électromagnétique, on a vu qu'on le traite comme ayant perdu de l'énergie ou non dans un crack en fonction de sa distance au crack le plus proche. Si cette distance est inférieure à 14 milliradians, on applique les corrections déduites des électrons dans les cracks. Il est indispensable de réduire les erreurs d'identification car les corrections pour les électrons et les pions, surtout, à basse énergie, sont très différentes et une erreur peut entraîner un biais important dans la reconstruction de l'énergie totale de l'événement. Ainsi, en plus de la fraction électromagnétique, variable classique d'identification d'électrons, on utilise les fractions d'énergie dans les niveaux EM3 et EM4. Les différentes valeurs des fractions d'énergie dans les 5 premiers niveaux du calorimètre,

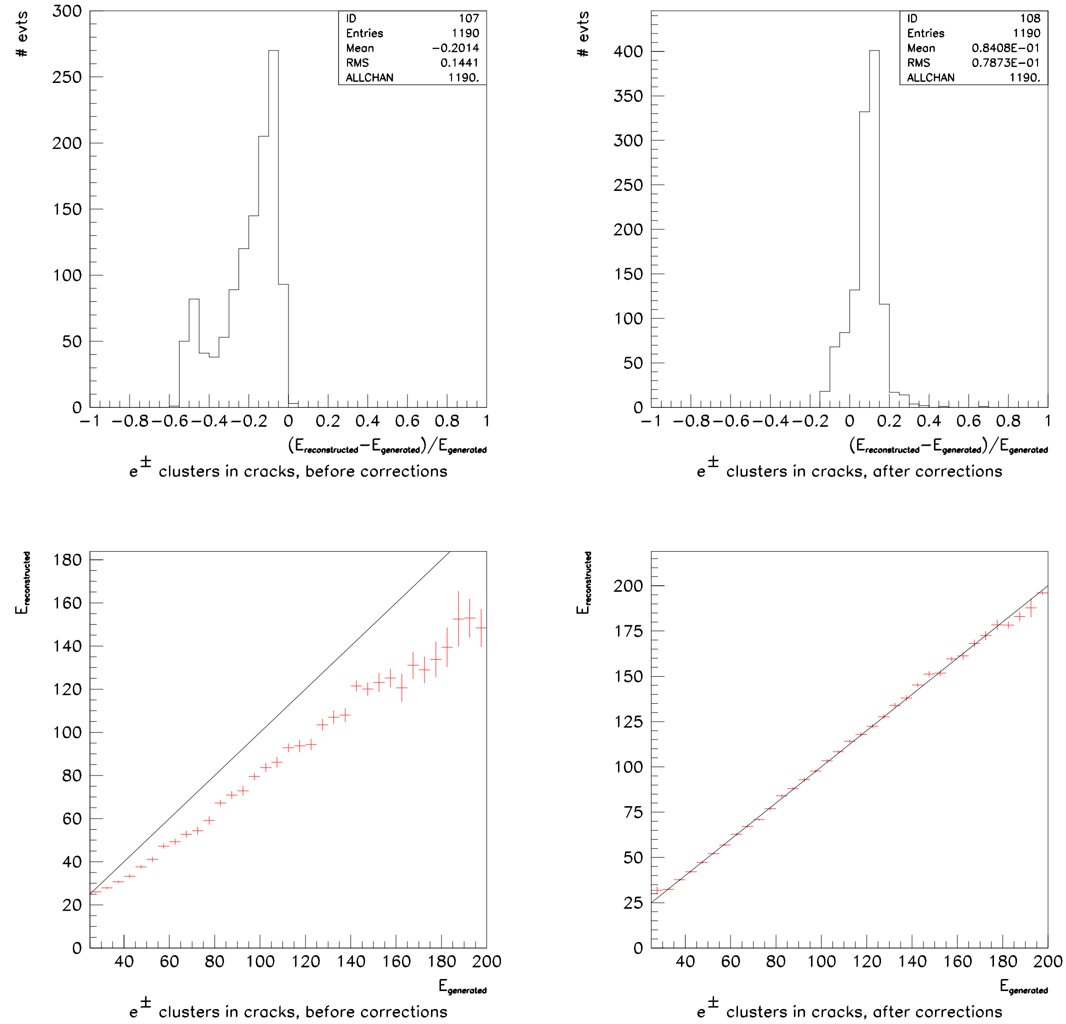


FIG. 4.17 – Fraction d'énergie perdue lors de la reconstruction avant et après les corrections (en haut). Energie reconstruite en fonction de l'énergie générée avant et après corrections (en bas).

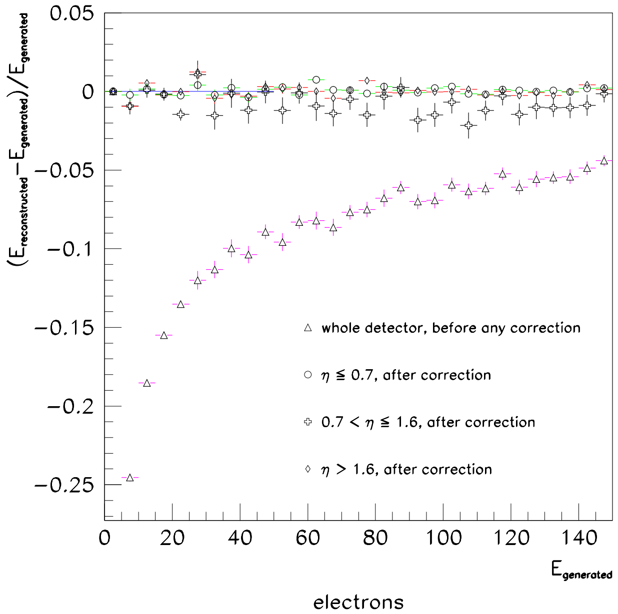


FIG. 4.18 – $\Delta E_{rel.}$ en fonction de l'énergie générée des électrons avant et après les corrections pour différentes régions en η.

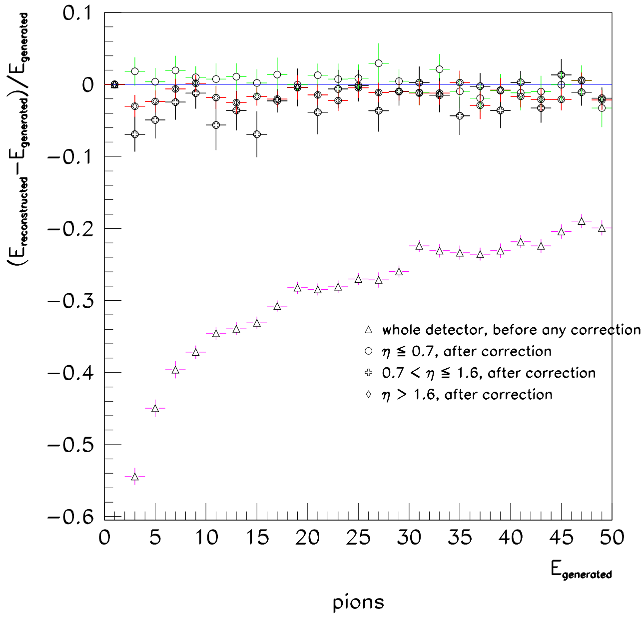


FIG. 4.19 – $\Delta E_{rel.}$ en fonction de l'énergie générée des pions avant et après les corrections pour différentes régions en η.

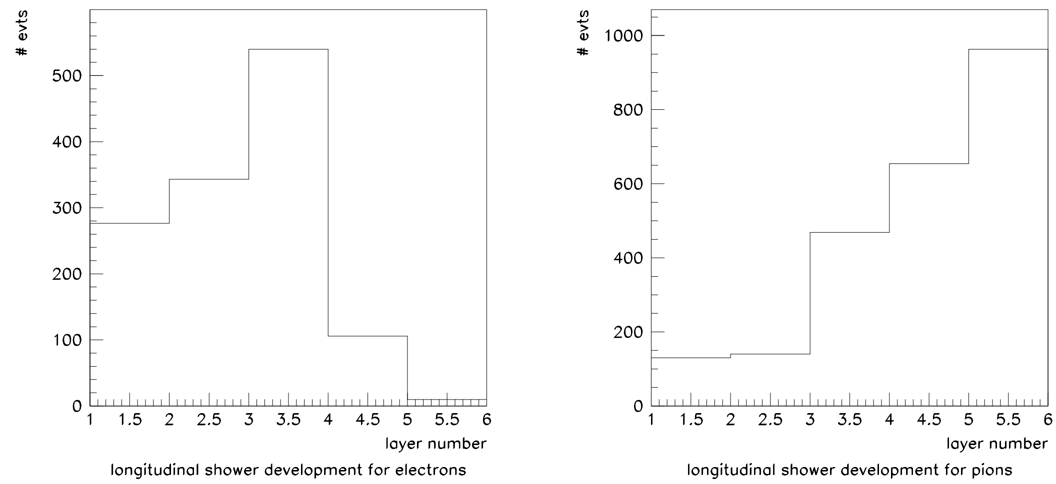


FIG. 4.20 – Développement longitudinal d'une gerbe d'électrons à gauche et de pions à droite.

pour des électrons et des pions sont illustrées sur la figure 4.20. Si un cluster satisfait :

1. fraction EM $>$ 90%
2. $E_3/(E_3 + E_4) > 0.6$, où E_3 (respectivement E_4) est l'énergie dans EM3 (respectivement EM4)

il est électromagnétique, sinon, il est hadronique.

La figure 4.21 montre l'emplacement de ces coupures pour des électrons et des pions dans le plan rapport $E_3/(E_3 + E_4)$, fraction électromagnétique. L'effet des corrections appliquées après identification, et non plus directement comme sur les figures 4.18 et 4.19, est illustré sur les figures 4.22 et 4.23 pour des événements où des particules seules ont été générées. Il s'agit d'électrons ou de pions, à basse et à haute énergie. Que ce soit pour les électrons ou pour les pions à basse énergie, le résultat après correction n'est pas à la hauteur de ce que pouvaient laisser attendre les figures 4.18 et 4.19. Les queues de distribution sont plus larges même s'il y en avait déjà lorsque les corrections étaient appliquées sans passer par une étape d'identification au préalable. A haute énergie, l'application des corrections se rapproche bien plus de ce que l'on pouvait attendre. La comparaison des figures 4.18 et 4.19 et 4.22 et 4.23 met en évidence l'effet de l'identification des clusters comme électromagnétique ou hadronique. Le tableau 4.2 résume les performances de l'identification choisie.

4.5 Présentation des résultats

Les résultats présentés dans ce paragraphe sont produits à partir d'événements QCD de $p_T > 20\,\mathrm{GeV}$ dans l'interaction dure, générés avec PYTHIA. Il n'y a pas d'événements de biais minimum ajoutés car il est alors impossible de démêler l'événement dur

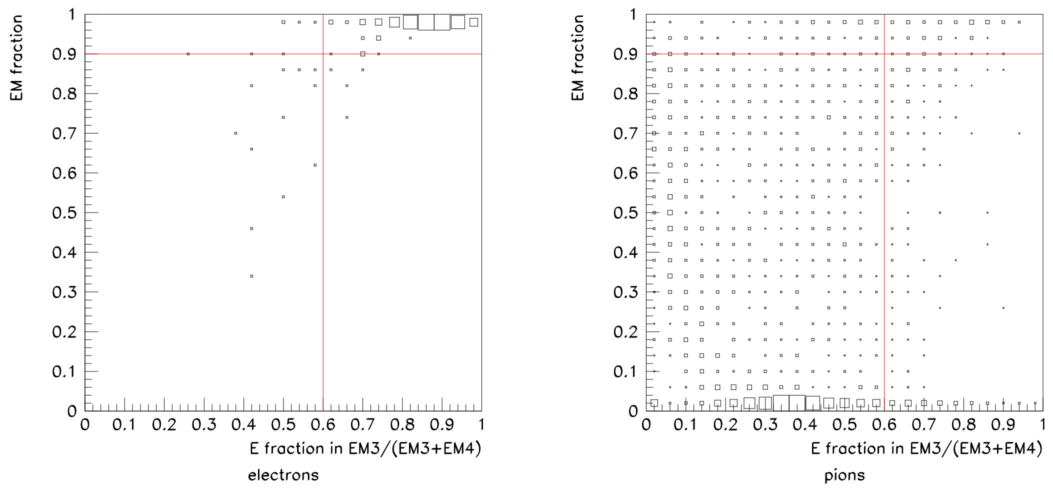


FIG. 4.21 – Résultats des critères d'identifications des clusters comme électromagnétiques ou hadroniques pour des électrons à gauche et pour des pions à droite.

	électrons	pions
efficacité d'identification	96.1%	92.3%
pourcentage de mauvaise identification	3.9%	7.7%

TAB. 4.2 – Efficacités et taux de mauvaise identification en % des critères d'identifications des clusters électromagnétiques et hadroniques.

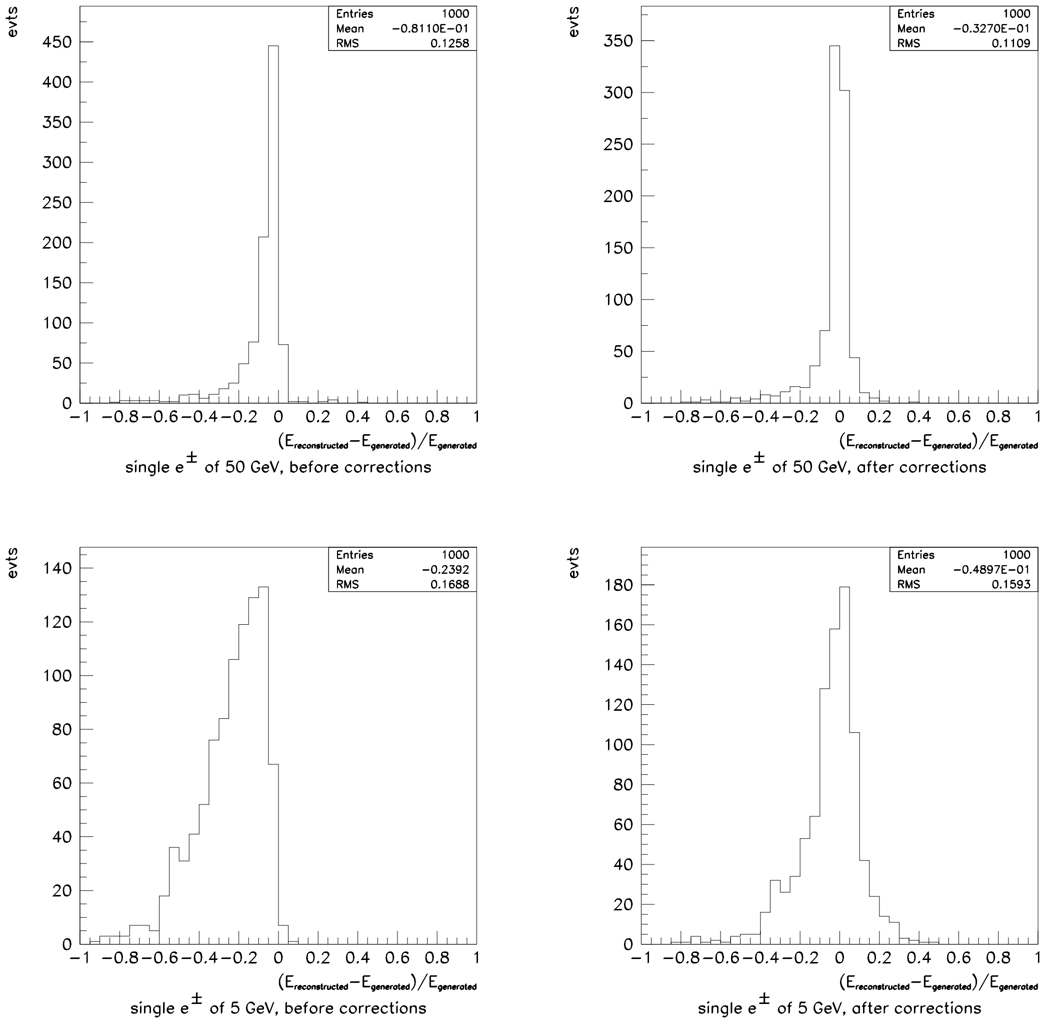


FIG. 4.22 – De haut en bas, distributions de $\Delta E_{rel.}$ pour des électrons de hautes et basses énergies. Les distributions de gauche représentent $\Delta E_{rel.}$ des clusters cellNN avant corrections et celles de droite, $\Delta E_{rel.}$ des clusters cellNN après corrections (les critères d'identification sont appliqués avant les corrections).

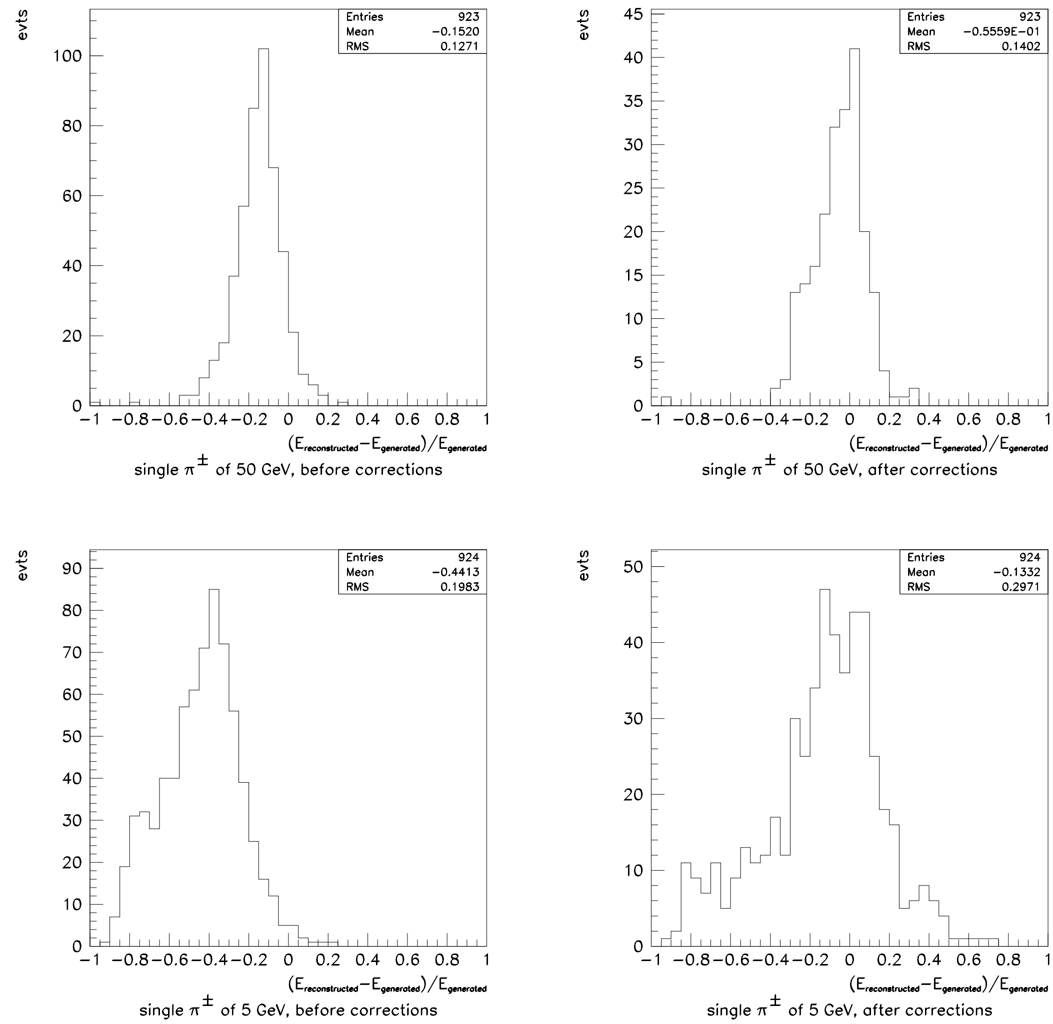


FIG. 4.23 – De haut en bas, distributions de $\Delta E_{rel.}$ pour des pions de hautes et basses énergies. Les distributions de gauche représentent $\Delta E_{rel.}$ des clusters cellNN avant corrections et celles de droite, $\Delta E_{rel.}$ des clusters cellNN après corrections (les critères d'identification sont appliqués avant les corrections).

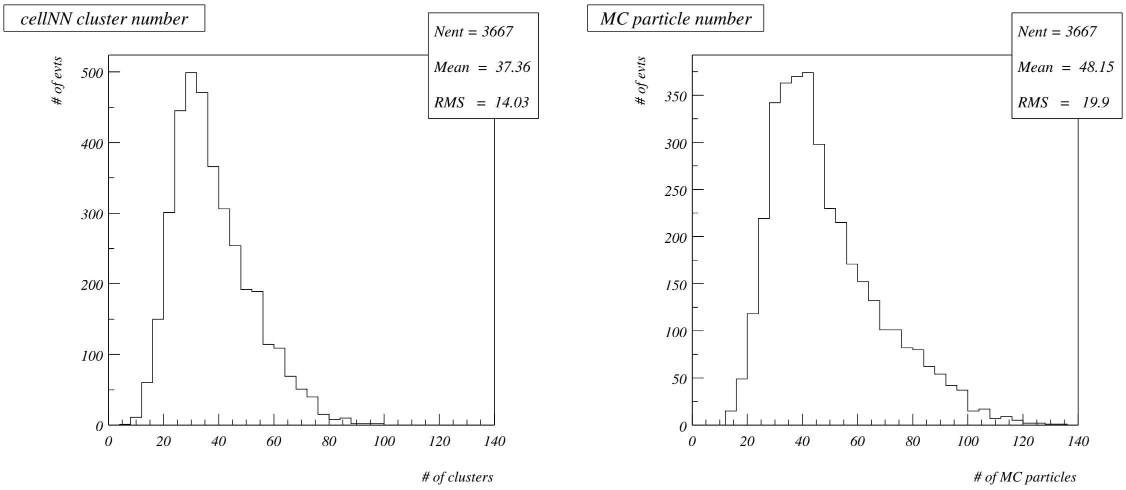


FIG. 4.24 – A gauche : nombre de clusters cellNN reconstruits dans l'acceptance $|\eta_{dét}| < 3.5$. On rappelle qu'un cluster n'est conservé que s'il atteint au moins l'énergie de 1 GeV. A droite : nombre de particules Monte Carlo générées dans l'acceptance $|\eta_{dét}| < 3.5$ et dont l'énergie dépasse 2 GeV. On tient ainsi compte de la réponse du calorimètre et de la coupure dans l'algorithme (les muons et les neutrinos ont été supprimés).

de l'événement de biais minimum et on ne peut plus comparer les résultats de l'algorithme à ce qui a été généré. La première indication du degré de réussite de cellNN (reconstruire les gerbes individuelles de particules) est obtenue en examinant les distributions du nombre de clusters reconstruits et du nombre de particules générées. Ces deux distributions sont données par la figure 4.24. Les formes des deux distributions sont très similaires. Il ne faut pas oublier que cellNN n'est pas 100% efficace dans la reconstruction de gerbe individuelle de particules, notamment à cause des différents seuils en énergie qui gouvernent l'algorithme mais aussi parce que certaines gerbes sont réunies en un seul cluster comme pour les π^0 par exemple.

La figure 4.25 présente les distributions en η des clusters et des particules générées pondérées par leur énergie respective. On choisit plutôt de présenter des distributions en η pondérées car cellNN ne reconstruit pas des gerbes individuelles à grand η, d'une part parce que dans cette région la densité de particules est très élevée, et d'autre part parce que dès que $|\eta| \geq 3.2$, ce n'est plus cellNN que l'on utilise mais towerNN dont le design n'est pas fait pour la reconstruction de gerbes individuelles. Les deux distributions ont un comportement très semblable. On présente aussi les distributions en ϕ et p_T des clusters.

Après s'être assuré que les clusters reconstruits sur les événements QCD ont un comportement général en accord avec le Monte Carlo, on peut regarder l'effet de la calibration des clusters sur ces événements physiques (la calibration a été réalisée en se basant sur les événements ne comportant qu'une seule particule générée). La figure 4.26 montre quatre distributions d'énergie totale dans l'acceptance $|\eta_{dét}| < 3.4$. $\eta_{dét}$ correspond au η de l'objet considéré calculé par rapport au centre du détecteur. On voit

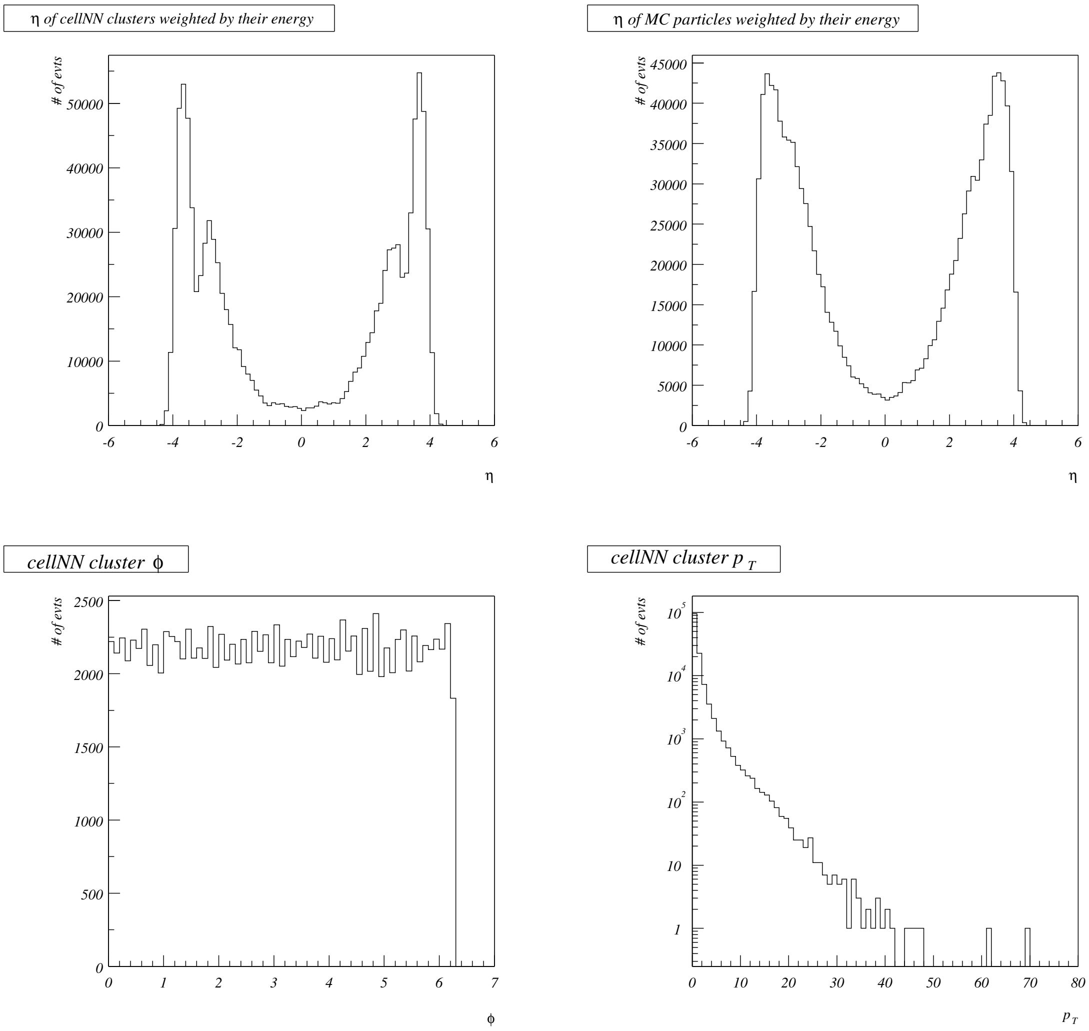


FIG. 4.25 – Distribution de η des clusters cellNN pondérés par leur énergie dans l'acceptance $|\eta_{dét}| < 3.5$ (en haut à gauche). Le double pique que l'on distingue vers $\eta = 3$ est dû à la transition entre l'algorithme cellNN et l'algorithme TowerNN. Distribution de η des particules générées, pondérées par leur énergie dans l'acceptance $|\eta_{dét}| < 3.5$ (en haut à droite). Distribution en ϕ des clusters cellNN dans l'acceptance $|\eta_{dét}| < 3.5$ (en bas à gauche). Distribution en P_T des clusters cellNN dans l'acceptance $|\eta_{dét}| < 3.5$ (en bas à droite)

d'abord l'énergie totale des particules Monte Carlo, puis l'énergie totale reconstruite avec un algorithme de cône de 0.7. Il n'y a aucune correction sur l'échelle d'énergie appliquée à ces jets. Et on peut voir qu'une fraction importante de l'énergie déposée dans le calorimètre n'est pas reconstruite par l'algorithme de cône. Les deux autres distributions sont l'énergie totale reconstruite à partir des clusters cellNN, puis à partir des clusters cellNN calibrés. La forme des distributions obtenues à partir des clusters cellNN se rapproche plus de la distribution d'énergie totale générée. De plus, après calibration, la valeur moyenne de l'énergie totale reconstruite avec les clusters est de 385 GeV alors que la valeur moyenne que l'on obtient à partir des particules Monte Carlo est de 416 GeV. La calibration ne suffit pas à retrouver toute l'énergie générée en particulier à cause des pertes dans la région entre les calorimètres. Mais l'énergie moyenne que l'on reconstruit à partir des jets de cône est de 140 GeV.

La calibration permet donc bien de se rapprocher de l'énergie générée mais il faut encore vérifier que son effet n'est pas identique à un simple facteur multiplicatif. Comme les corrections sont faites cluster par cluster, elles ne doivent pas dégrader la résolution. Au contraire, on peut espérer l'améliorer car on tient compte des cracks et des non linéarités. Pour le vérifier, on peut regarder la figure 4.27 qui donne trois distributions de signification de l'énergie transverse manquante ($= \not{P}_T/\sqrt{E_T}$) dans la même acceptance que précédemment et sur les mêmes événements QCD. La première figure est faite à partir des clusters cellNN, puis à partir des clusters cellNN après calibration et enfin à partir de jets de cône de 0.7. On calcule l'énergie manquante comme la somme vectorielle des clusters ou des jets. En comparant les trois distributions, on remarque que la valeur moyenne et le RMS obtenus à partir des clusters cellNN sont plus petits que ceux obtenus à partir des jets de cône ce qui est préférable car les événements QCD n'ont pas d'énergie manquante. Mais ce que l'on voulait surtout vérifier, c'est que la valeur moyenne et le RMS de la distribution utilisant des clusters cellNN calibrés gardent les mêmes valeurs que pour la distribution utilisant les clusters cellNN simples. Pour chacune des figures, le pourcentage d'événements passant les coupures 2 et 3 en signification de l'énergie transverse manquante est donné. Ces chiffres indiquent bien que la calibration de cellNN n'a pas augmenté les queues de distributions. Cela veut dire que la procédure que l'on a employée pour corriger les clusters cellNN ne dégrade pas la signification d'énergie transverse manquante ce qui aurait été différent si l'on s'était contenté d'un facteur global de correction.

4.6 Utilisations effective et possible

L'algorithme cellNN a été construit dans le but d'une utilisation précise et les choix qui privilégient la granularité de la reconstruction et non la résolution en énergie ont été motivés par la perspective de cet emploi. CellNN est en fait l'algorithme de reconstruction d'amas calorimétriques qui sert de base à la construction de l' "energy flow". Les détails de l'algorithme d'energy flow ainsi que ses performances sont donnés dans le chapitre suivant. Rappelons juste ici le principe. Il s'agit de reconstruire le flux d'énergie dans un événement en associant clusters et traces. Comme le détecteur de traces mesure mieux l'énergie des particules de basse énergie que le calorimètre, on espère

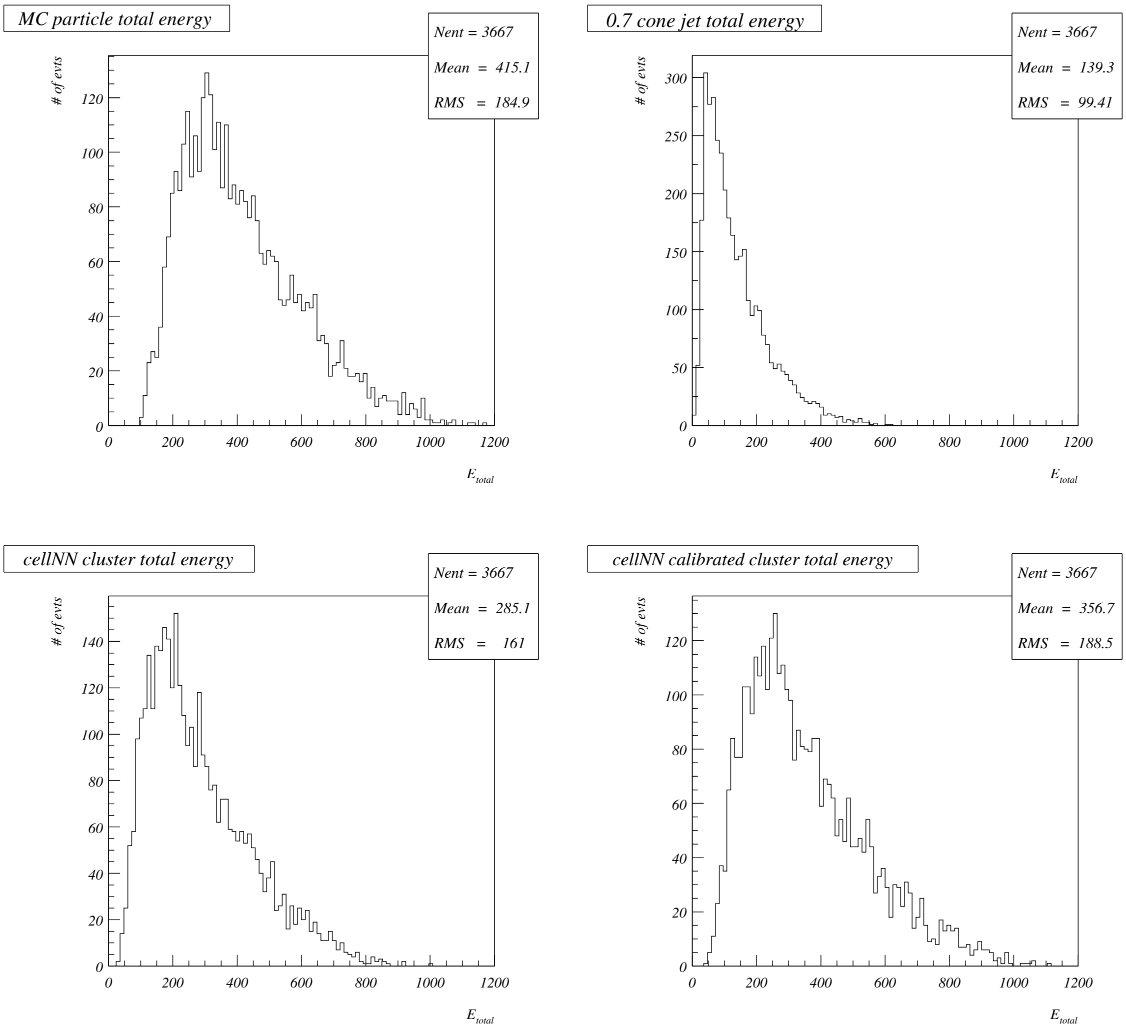


FIG. 4.26 – Distribution d'énergie totale dans l'acceptance $|\eta_{dét}| < 3.5$ des particules Monte Carlo (en haut à gauche), des jets de cône de 0.7 (en haut à droite), des clusters cellNN (en bas à gauche) et des clusters cellNN après calibration (en bas à droite).

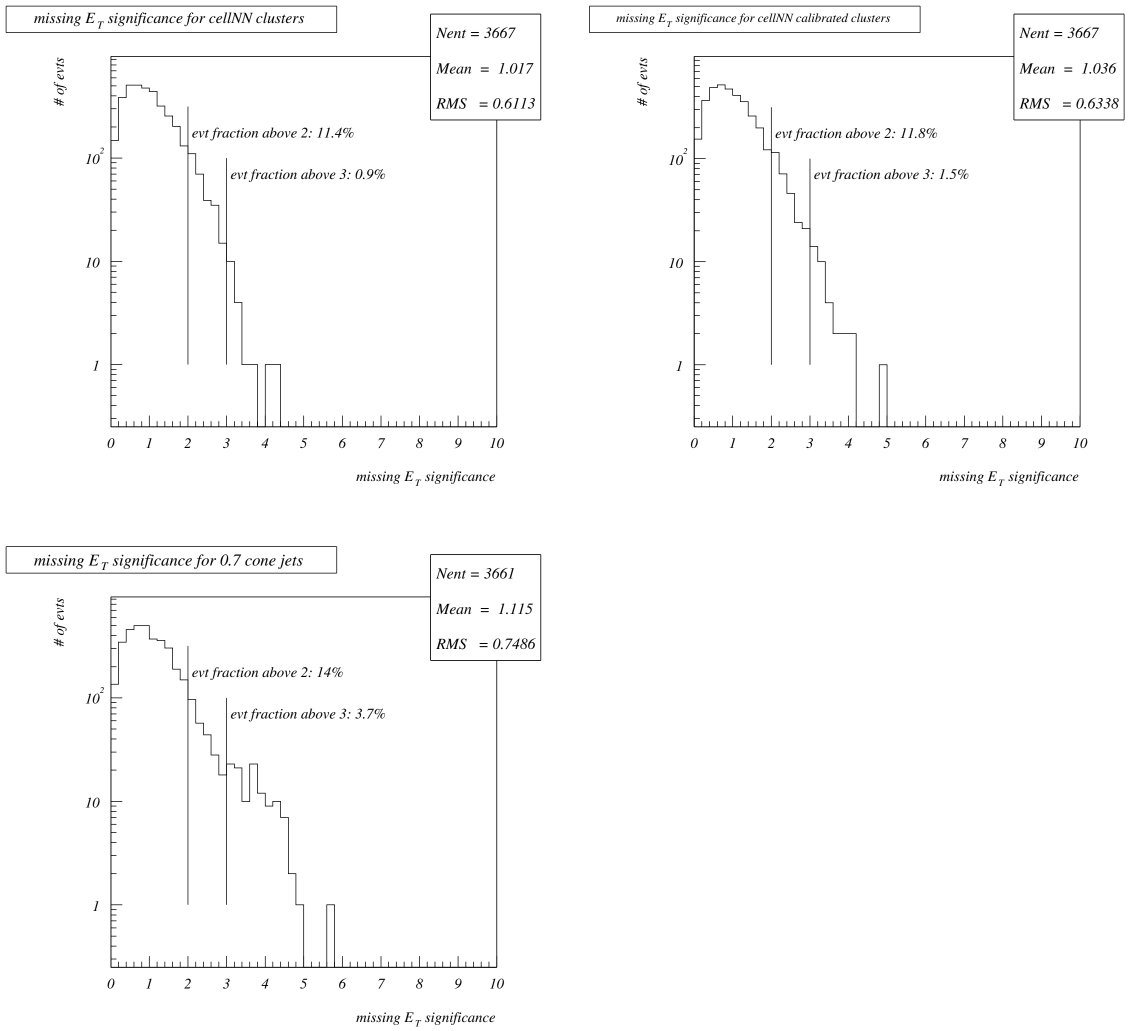


FIG. 4.27 – De gauche à droite et de haut en bas : distributions de signification d'énergie transverse manquante pour les clusters cellNN, les clusters cellNN calibrés et les jets de cône de 0.7 dans l'acceptance $|\eta_{dét}| < 3.5$. La fraction des événements au-dessus de 2 et 3 en signification d'énergie transverse manquante est donnée dans chacun des cas.

améliorer la résolution en énergie en remplaçant chaque fois que c'est possible, l'énergie d'un cluster par l'énergie de la trace dont il est issu. Et c'est à partir des nouvelles particules energy flow faites de cluster cellNN seul, de trace seule ou d'une combinaison des deux que l'on applique les algorithmes de reconstruction de jets standards de DØ. Les jets que l'on obtient alors, prennent en compte l'information de deux détecteurs et non plus du calorimètre uniquement et doivent être mieux mesurés, de même que d'autres propriétés de l'événement comme son énergie transverse manquante.

Cependant cellNN a été utilisé à d'autres fins dans DØ comme l'identification des électrons et des photons et la détermination de l'échelle d'énergie des jets.

4.6.1 Identification d'électrons et de photons

L'identification des électrons ou des photons dans DØ suit la procédure déjà décrite au chapitre 2 : un algorithme de jets de cône de 0.7 permet de déterminer les tours les plus énergétiques du calorimètre. Si ces jets ont une fraction électromagnétique suffisante et sont suffisamment isolés, on construit un candidat électron dans une fenêtre fixe autour du centre du jet. La probabilité qu'un tel candidat soit effectivement un électron augmente dès lors que l'on arrive à associer à l'amas calorimétrique, un dépôt d'énergie dans le détecteur de pied de gerbes, et une trace. De plus, on utilise la matrice de covariance inversée (Matrice H) qui combinent les informations calorimétriques, comme la fraction d'énergie dans chaque niveau ainsi que l'information des détecteurs de pied de gerbe. En général, on ne gardera que les électrons dont le critère de qualité est supérieur à un certain seuil. L'identification de photons est tout à fait similaire sauf qu'on ne requiert pas de trace associée au dépôt d'énergie du calorimètre. Cette méthode est tout à fait efficace pour des électrons de grande énergie et isolés. Dès que l'environnement devient un peu plus complexe, on perd en efficacité à cause de la coupure sur l'isolation de l'électron ou tout simplement à cause de la contrainte d'avoir une fraction électromagnétique suffisante, ce qui n'est pas forcément le cas dans un jet si l'on considère des tours.

Le principe même de cellNN en fait un algorithme efficace pour identifier les électrons et les photons non isolés, dans un jet par exemple. Les candidats électrons obtenus avec cellNN sont tous des clusters construits par l'algorithme et passant une certaine coupure de fraction électromagnétique. Par la suite les mêmes demandes sur l'association avec une trace ou avec un dépôt d'énergie dans le détecteur de pied de gerbes peuvent aider à purifier le lot de candidats. Il est plus difficile de savoir quelle est la validité d'une coupure en Matrice H. En effet ce type d'estimateur de qualité doit être entraîné à reconnaître le signal, or toutes les Matrices H dans DØ n'ont été entraînées que sur les candidats électrons obtenus par l'algorithme de cône. Les clusters cellNN et la construction d'une fenêtre autour d'un jet étant deux façons de procéder assez différentes, mêmes si une coupure en estimateur Matrice-H sur les candidats électrons sélectionnés par cellNN aide à purifier le lot d'électrons, on ne peut pas s'attendre à ce qu'elle soit aussi efficace que pour l'algorithme sur lequel elle a été entraînée.

Les deux algorithmes sont appliqués par le programme de reconstruction de DØ et des études comparant leurs performances sur plusieurs signatures comprenant des électrons ou des photons ont été réalisées.

Les figures 4.28 et 4.29 présentent les efficacités de reconstructions pour des électrons reconstruits avec l'algorithme de cône et avec cellNN respectivement. Il s'agit de 1000 événements SUGRA générés au point $m_0 = 100\,\mathrm{GeV}$, $m_{1/2} = 175\,\mathrm{GeV}$, $A_0 = 0$, $\tan\beta = 5$ et $\mu > 0$ avec ISAJET et filtrés tels que ce soit tous des événements di-électrons. Les trois efficacités représentées de gauche à droite sur chacune des figures portent sur :

- la reconstruction d'un électron avec l'information du calorimètre seule
- l'association d'un candidat avec une trace reconstruite
- l'association d'un candidat avec un cluster du détecteur de pied de gerbe

En haut, on présente les efficacités dans le détecteur central ($|\eta| < 1$) et en bas dans les détecteurs à l'avant ($1.7 < |\eta| < 2.5$). A 10 GeV, l'efficacité de reconstruction (cluster calorimétrique + cluster des détecteurs de pieds de gerbe + trace) des électrons est de $55.7 \pm 6.1\%$ dans le central pour l'algorithme de cône contre $69.1 \pm 6.8\%$ pour cellNN. A l'avant, les efficacités sont similaires. Le gain en efficacité de cellNN pour des électrons de 10 GeV est de 13%. Les efficacités à plusieurs étapes de l'identification et sur une plus grande gamme d'énergie sont données sur les figures 4.28 et 4.29. Les électrons de ces événements ne sont pas produits de façon corrélée avec les jets mais, du fait de la grande multiplicité en jets, la probabilité qu'un électron soit proche d'un jet est non négligeable. C'est dans ces cas que l'algorithme cellNN est plus efficace que l'algorithme d'identification d'électron standard.

L'identification d'électrons à l'aide de cellNN a également fait ses preuves sur les données. La figure 4.30 met en évidence la résonance du J/ψ obtenue, notamment, grâce à la capacité de reconstruction des électrons de basse énergie de cellNN. La dernière des trois figures présente le résultat combiné des deux premières analyses. Toutes les deux demandent au moins deux objets électromagnétiques répondant à un certain nombre de critères de qualité ainsi qu'au moins deux traces. En effet pour obtenir une résonance de J/ψ, il faut faire la masse invariante d'un électron et d'un positron, c'est-à-dire deux objets électromagnétiques de signe opposé. Le signe est donné par le détecteur de traces. Dans la première analyse, les traces reconstruites avec le CFT sont utilisées mais cela implique une très faible acceptance. Seuls des prototypes de l'électronique de lecture équipaient le détecteur et sur $\sim 30°$ uniquement. Le TeVatron s'est ensuite arrêté pour plus d'un mois et la deuxième analyse utilise les données collectées après cette période. Pendant l'interruption du TeVatron, une bonne partie de l'électronique de lecture du CFT a été installée et les premières données enregistrées juste après cette installation ont été utilisées pour la compréhension du CFT et de son électronique. Les données du CFT étant enregistrées indépendamment du reste, les traces du CFT n'apparaissent donc plus dans la reconstruction globale de DØ, la lecture du détecteur étant un peu chaotique au départ. La deuxième analyse tire donc le signe des particules, des traces reconstruites à partir du SMT ce qui rend le travail plus complexe. De plus les critères de qualité sur les clusters calorimétriques sont assez sophistiqués, pour tenir compte de l'état du calorimètre pendant les deux périodes (pas de calibration en ligne, ...). Les détails sur les différentes conditions de prises de données dans DØ sont donnés dans des chapitres suivants.

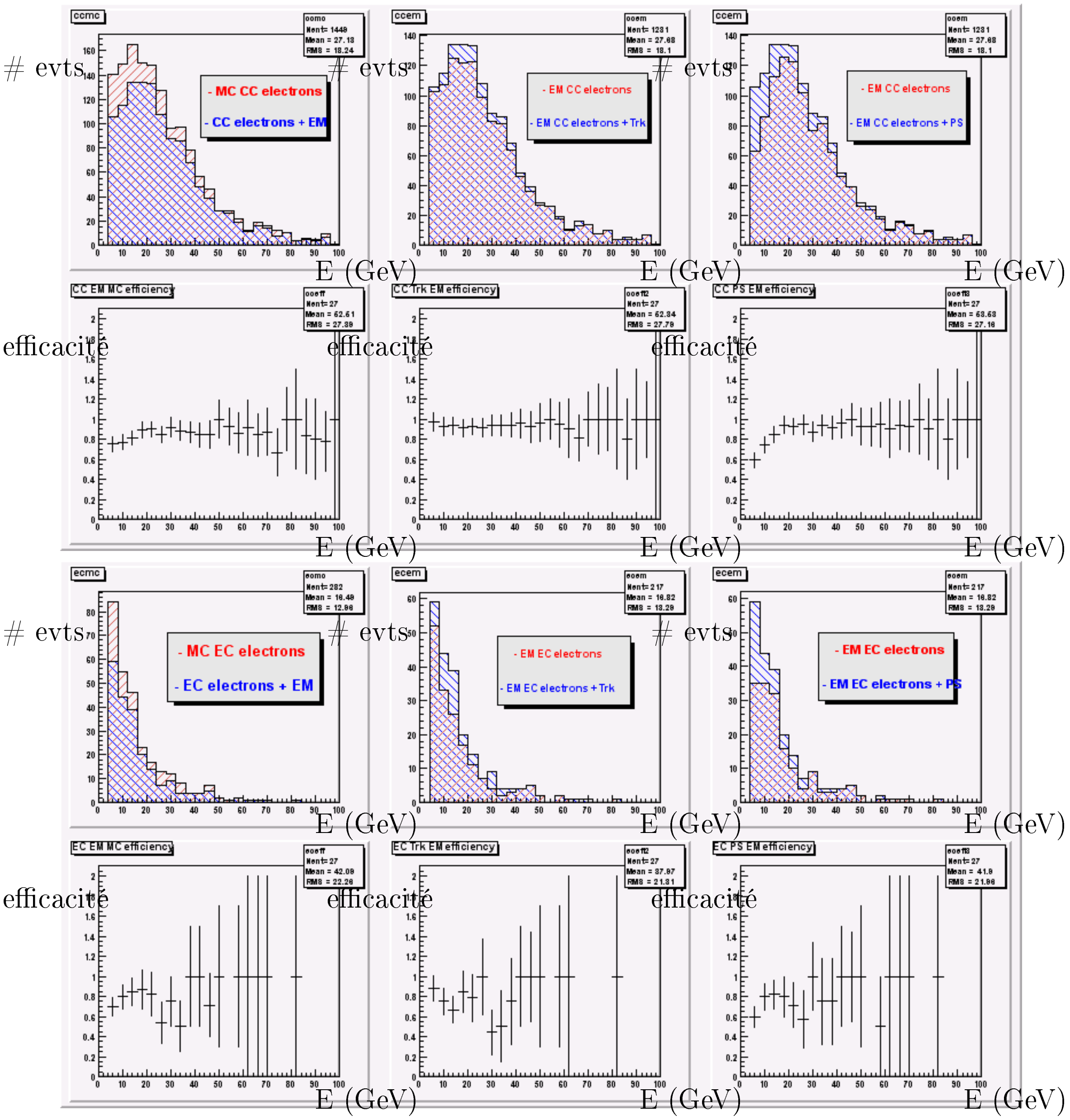


FIG. 4.28 – Les 6 premières distributions correspondent à des événements centraux et les 6 dernières à des événements à l'avant. Les distributions de gauche représentent la superposition des énergies des électrons générés et reconstruits avec l'algorithme de cône dont on déduit, directement en dessous, l'efficacité de reconstruction en fonction de l'énergie. Les distributions du milieu représentent la superposition des énergies des électrons reconstruits avec l'algorithme de cône et associés à une trace. L'efficacité d'association entre le candidat et la trace en fonction de l'énergie est représentée en dessous. Les distributions de droite représentent la superposition des énergies des électrons reconstruits avec l'algorithme de cône et associés à un dépôt d'énergie dans le détecteur de pieds de gerbe. L'efficacité d'association d'un candidat électron avec un dépôt d'énergie dans le détecteur de pied de gerbe en fonction de l'énergie se trouve directement en dessous.

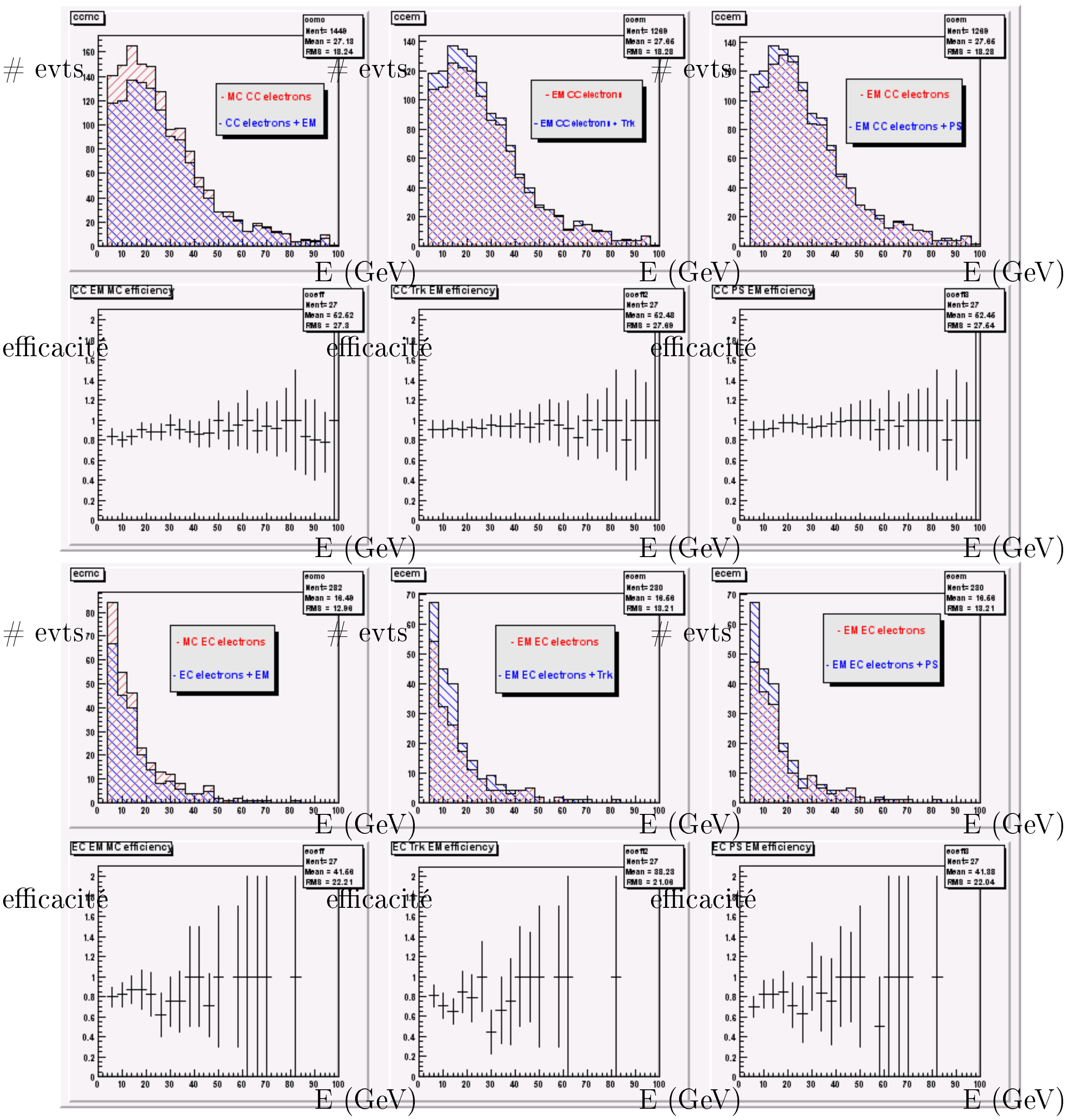


FIG. 4.29 – Les 6 premières distributions correspondent à des événements centraux et les 6 dernières à des événements à l'avant. Les distributions de gauche représentent la superposition des énergies des électrons générés et reconstruits avec l'algorithme de cellNN dont on déduit, directement en dessous, l'efficacité de reconstruction en fonction de l'énergie. Les distributions du milieu représentent la superposition des énergies des électrons reconstruits avec l'algorithme cellNN et associés à une trace. L'efficacité d'association entre le candidat et la trace en fonction de l'énergie est présentée en dessous. Les distributions de droite représentent la superposition des énergies des électrons reconstruits avec l'algorithme cellNN et associés à un dépôt d'énergie dans le détecteur de pieds de gerbe. L'efficacité d'association d'un candidat électron avec un dépôt d'énergie dans le détecteur de pied de gerbe en fonction de l'énergie se trouve directement en dessous.

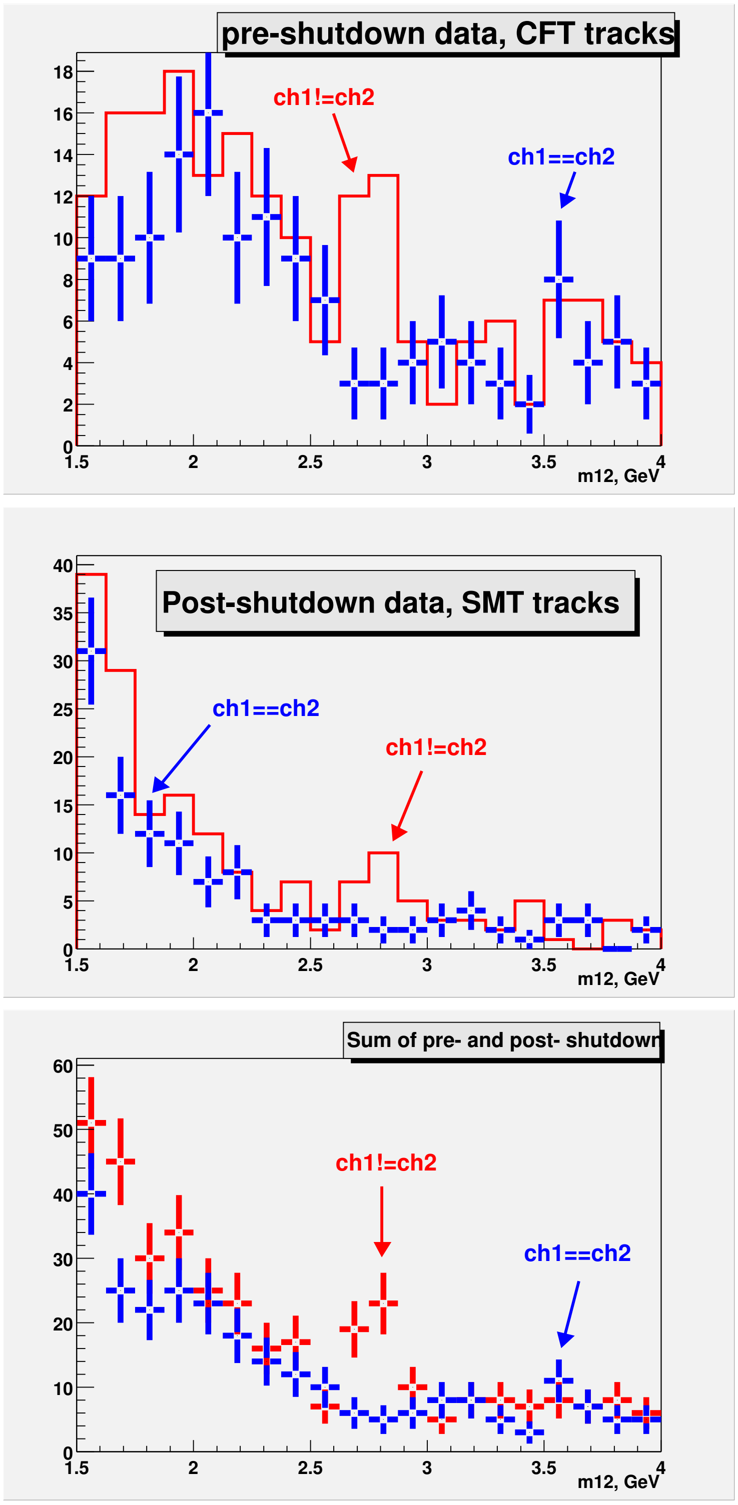


FIG. 4.30 – De haut en bas : résonance du J/ψ sur les données enregistrées avant l'arrêt prolongé du TeVatron fin octobre et début décembre 2001, après cet arrêt et la combinaison des lots de données. Avant l'arrêt, on demande une trace CFT pour identifier les électrons, ce qui limite fortement l'acceptance. Après l'arrêt, on demande une trace SMT pour identifier les électrons.

4.6.2 Echelle d'énergie

Un travail important a été fait pour calibrer les clusters cellNN. En effet si l'on veut pouvoir plus aisément comparer l'énergie des clusters à l'énergie des traces qui leur sont associées dans l'energy flow, il faut que l'échelle d'énergie calorimétrique, c'est-à-dire des clusters soit correcte. Cependant la calibration des clusters cellNN n'a pas consisté à la multiplication par un facteur correctif global ou l'ajout d'une composante continue à l'énergie. Les corrections apportées aux clusters prennent en compte les non-linéarité ainsi que l'énergie perdue au niveau des cracks.

Le groupe en charge de l'ajustement de l'échelle d'énergie pour chaque algorithme de jets s'est naturellement intéressé à ce travail. J'essaie de donner ici un aperçu des pistes possibles d'utilisation de cellNN et de sa calibration dans le cadre de ce groupe. Avant cela, on rappelle brièvement la méthode de restauration de l'échelle d'énergie utilisée au Run I et mise en oeuvre actuellement pour le Run II [73].

4.6.2.1 La méthode actuelle

On déduit la véritable énergie du jet de particule dont est issu un jet reconstruit avec un algorithme de cône basé sur les tours en appliquant la formule suivante :

$$E_{jet}^{vraie} = \frac{E_{jet}^{mesur\acute{e}e} - E_o(R,\eta,L)}{R_{jet}(R,\eta,L)R_{c\hat{o}ne}(R,\eta,L)}$$

où

- $E_o(R, \eta, L)$ représente une composante continue de l'énergie dont les responsables sont les interactions secondaires, le bruit lié à la radioactivité de l'uranium dans le calorimètre, l'empilement des réponses des événements précédents, etc ...
- $R_{jet}(R, \eta, L)$ représente la réponse du calorimètre
- $R_{c\hat{o}ne}(R, \eta, L)$ représente une correction de l'énergie du jet déduite des particules générées, pour tenir compte des particules Monte Carlo qui ne sont pas incluses dans le jet calorimétrique (elles ont pu être émises hors du cône ou leur gerbe a pu s'étendre hors du cône).

Le premier facteur à déterminer et sans doute le plus important est R_{jet}. Pour cela, il faut d'abord que l'échelle d'énergie électromagnétique absolue soit déterminée par exemple avec un grand nombre d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$. La connaissance de la masse du Z permet de corriger les énergies des deux électrons.

On en déduit la réponse du calorimètre au jet pour différentes régions en η et en fonction de l'énergie à l'aide d'événements photon + jet. En effet, dans ce type d'événement, les deux jets (le photon est un jet électromagnétique) doivent avoir des impulsions transverses balancées. Seuls des effets instrumentaux sont responsables de différences de mesure entre les impulsions transverses du jet et du photon. L'échelle absolue d'énergie électromagnétique a été fixée lors de l'étape précédente. La différence de P_T mesurée pour le photon et pour le jet permet donc de connaître la réponse du calorimètre au jet.

Cette méthode a fait ses preuves au Run I [45] et a permis de déduire l'échelle d'énergie pour différents algorithmes de reconstruction de jets. Notons simplement que cette méthode consiste essentiellement à multiplier l'énergie reconstruite par un facteur correctif selon l'impulsion transverse (à une composante continue près). Cette correction globale des non-linéarités ne tient pas compte de la composition du jet. La méthode s'emploie donc à restaurer l'échelle absolue d'énergie mais ne cherche pas à améliorer la résolution en énergie ou même tout simplement à ne pas la dégrader. En effet la multiplication par un facteur global des énergies augmente les queues de distribution.

4.6.2.2 Les possibilités

Il y a plusieurs façons possibles d'utiliser les clusters cellNN et leur calibration pour restaurer l'échelle d'énergie des algorithmes de jets sans dégrader leur résolution [74]. En effet comme on l'a vu lors de la partie précédente, la calibration des clusters, parce qu'elle corrige particule par particule et qu'elle essaie de tenir compte des non linéarités ou des cracks, ramène en partie les clusters à la véritable échelle d'énergie mais surtout ne dégrade pas la résolution. Trois possibilités sont décrites :

1. Si, pour des raisons historiques, on ne souhaite pas modifier les jets calorimétriques, les clusters cellNN peuvent être fabriqués avec les cellules du jet uniquement.
   - La calibration améliorera la résolution avec le petit danger des gerbes découpées par la limite du jet.
   - Les cellules non incluses dans un cluster peuvent donner une idée plus précise de E_o.
   - $R_{cône}$ reste inchangé.
2. On associe les clusters aux jets reconstruits de façon standard (à partir des tours) de telle sorte que pour chaque jet, on connaisse la liste des clusters dont les coordonnées font que son énergie appartient majoritairement au jet.
   - La calibration améliorera la résolution.
   - Les cellules non incluses dans un cluster peuvent donner une idée plus précise de E_o.
   - $R_{cône}$ est a priori plus faible, on réduit les incertitudes car on tient compte des gerbes à cheval sur la limite du cône.
3. On fabrique les jets à partir des clusters corrigés et non plus des tours du calorimètre. Dans cette nouvelle optique, les clusters sont inclus ou non dans le cône et la frontière du jet devient celle des clusters dont il est fabriqué. On se débarrasse totalement de la forme de cône ce ne sont donc plus les mêmes jets.
   - La calibration améliorera la résolution.
   - Moins de contributions du bruit, de l'empilement ou de l'événement sous-jacent sont incluses aux jets car ils ont moins de chance de donner des clusters. Les corrections sont donc moins grandes et on réduit l'incertitude mais en contre partie, la partie des jets donnant des cellules de très basse énergie assez isolées a été oubliée (photons, $\pi^{\pm}$ mous, fluctuations de gerbe hadronique). Cela donne lieu à une correction supplémentaire et augmente donc l'incertitude.
   - $R_{cône}$ est a priori plus faible, on réduit les incertitudes.

Chapitre 5

Reconstruction du flux d'énergie des événements : un algorithme combinant cellNN et les traces centrales reconstruites

L'idée à la base d'un algorithme de reconstruction du flux d'énergie ou "energy flow" est de mettre en commun les informations provenant de plusieurs sous-détecteurs. En les combinant, on obtient une mesure plus précise que celle fournie par un sous-détecteur unique. En effet chaque sous-détecteur ne possède pas la même couverture en acceptance, mesure mieux les basses énergies ou les plus hautes, a des zones mortes à des endroits différents. Pourtant le plus souvent seule une information est prise en compte. Pour la reconstruction de jets, par exemple, seul le calorimètre est utilisé comme on l'a vu au chapitre 2. On parle de reconstruction de flux d'énergie car l'algorithme tente de reconstruire les particules constituant l'événement, intermédiaire entre une lecture brute des détecteurs et les objets standards d'analyse. Il fournit donc à l'utilisateur une liste de particules reconstruites et les algorithmes de reconstruction standard sont utilisés ensuite pour recombiner ces particules et fabriquer les objets usuels tels que les jets ou mesurer l'énergie manquante transverse. Il essaie de tenir compte de tout ce qui est arrivé au cours de l'interaction et non de rechercher en particulier les électrons ou les jets ce qui peut constituer un inconvénient puisque le résultat de l'energy flow n'est pas directement utilisable pour l'analyse et demande une deuxième étape de reconstruction à sa suite. Cependant l'avantage majeur est que si la combinaison des mesures d'énergie des différents sous-détecteurs est bien faite, la résolution sur la mesure de l'énergie est améliorée.

L'algorithme discuté ici est une première approche. Il utilise essentiellement la combinaison des traces du détecteur central avec les clusters calorimétriques cellNN. En effet le détecteur de traces mesure plus précisément les plus petites impulsions transverses alors que le calorimètre est plus performant pour les grandes énergies. La transition se fait autour de 20 GeV pour les électrons (à $\eta = 0$). De plus cette transition

dépend de l'angle[1] et de la nature des particules. Le détecteur de muon est aussi utilisé. En revanche les détecteurs de pieds de gerbe ne sont pas employés dans cette première étude. Les particules reconstruites par l'energy flow sont des trois types :
- des particules chargées c'est-à-dire des traces auxquelles des clusters peuvent être associés
- des particules neutres électromagnétiques faites uniquement de clusters appelées dans la suite photons par abus de langage car cette appellation recouvre également les π^0
- des particules neutres hadroniques faites uniquement de clusters

L'objectif que l'on se fixe lors de la construction de ces particules par rapport à la référence qu'est la mesure calorimétrique est double :
- améliorer la résolution sur la mesure globale de l'énergie en combinant les informations des différents sous-détecteurs
- restaurer le plus possible l'échelle absolue d'énergie de l'événement en tenant compte de l'énergie qui n'est vue que par un seul des sous-détecteurs

La mesure de l'impulsion n'étant pas possible par le détecteur de traces centrales au Run I, DØ n'avait pas d'algorithme d'energy flow jusqu'à présent. Son élaboration s'est donc inspirée de ce qui s'était fait ailleurs : ALEPH [69] pour les excellents résultats de l'algorithme et CDF [75] pour avoir un exemple d'energy flow dans un environnement hadronique. Notons que la combinaison des mesures d'énergie du détecteur de traces et du calorimètre est aussi utilisée par les collaborations H1 et ZEUS. Un aperçu des algorithmes développés dans le cadre d'une machine $e-p$ est donné ci-dessous, cependant plus de détails peuvent être trouvés dans [57] pour H1 et [58] pour ZEUS.

Pour H1 et ZEUS, l'association trace-cluster contribue à améliorer la détermination de l'énergie transverse des jets. ZEUS construit des particules energy flow. Le choix de conserver la mesure du détecteur de traces ou celle du calorimètre lorsqu'une trace a été associée à un cluster se base sur la résolution de chacun des détecteurs et sur le rapport des deux mesures d'énergie. En revanche, dans H1, on ne peut parler d'energy flow ici puisqu'il n'y a pas de tentative d'identification de particules électromagnétiques, hadroniques ou chargées. L'impulsion des traces de moins de 2 GeV est comparée à l'énergie déposée dans un cylindre de 25 cm de rayon autour de l'impact de la trace dans le calorimètre électromagnétique et de 50 cm de rayon dans le calorimètre hadronique. Si l'impulsion de la trace est plus grande que l'énergie dans le cylindre c'est la mesure donnée par la trace qui est conservée et sinon c'est la mesure calorimétrique que l'on garde.

L'algorithme de CDF n'est pas, non plus, exactement un algorithme d'energy flow. Il sert uniquement à améliorer la mesure de l'énergie calorimétrique des jets par la prise en compte des traces. Sans entrer dans les détails, on y associe une trace à une tour. Les deux tours voisines en η sont ajoutées à la tour principale. Puis la mesure de l'impulsion de la trace est comparée à la somme des énergies des trois tours. L'énergie finale sera le résultat de la meilleure mesure après cette comparaison à laquelle l'énergie non associée

[1] Le chapitre détecteur donne les résolutions du détecteur de traces et du calorimètre.

(l'énergie ne participant à aucun jet) est ajoutée. Je n'ai pas cherché à implémenter cette façon de procéder car elle s'adapte mal à DØ. En effet le calorimètre de DØ est plus granulaire que celui de CDF et la gerbe d'une particule n'est pas contenue dans une seule tour. Il aurait donc fallu réduire la granularité du calorimètre en se basant sur des fenêtres de 3×3 tours, c'est-à-dire sur des fenêtres encore plus grandes que celles de 2×2 tours utilisées au niveau déclenchement. De plus l'algorithme de CDF se base sur les tours et oublie l'information longitudinale donnée par le calorimètre. L'energy flow de CDF n'est finalement cité qu'à titre indicatif et n'a pas servi à l'élaboration de l'energy flow de DØ.

L'energy flow d'ALEPH ne tient compte que des traces passant des critères de qualités, on les appellera les bonnes traces. Chacune d'elle est associée à un cluster calorimétrique. Ensuite toute l'énergie appartenant à des objets bien identifiés est retirée de l'énergie calorimétrique :

- l'énergie des traces identifiées comme étant des électrons
- l'énergie déposée par des traces identifiées comme étant des muons, c'est-à-dire l'énergie déposée par des particules au minimum d'ionisation
- l'énergie identifiée appartenant à des photons et des π^0

Après ce nettoyage, l'énergie restante dans les clusters est comparée à l'énergie des traces restantes qui leur sont associées et la meilleure mesure des deux est gardée. Si l'énergie du cluster est supérieure de trois écarts standards à l'énergie de la trace qui lui est associée, un hadron neutre est créé. C'est le principe de cet algorithme que j'ai repris pour DØ. L'identification des différentes gerbes calorimétriques est essentielle dans l'algorithme d'ALEPH puisque le traitement des amas d'énergie calorimétriques dépend de leur identification comme venant d'un électron, d'un π^0 ou d'un γ. C'est pourquoi, pour mettre en œuvre un algorithme proche de celui d'ALEPH, même dans des événements complexes, on choisit d'associer de bonnes traces à des clusters cellNN que l'on a construit pour être le plus granulaire possible [2]. Le problème majeur dans l'environnement chargé de DØ est d'éviter le double comptage ou la perte d'énergie lorsqu'un choix est nécessaire entre la mesure calorimétrique et la mesure du détecteur de traces.

Ce chapitre est d'abord consacré à la description de l'algorithme energy flow. Dans un deuxième temps, il donne un aperçu des résultats sur les particules energy flow elles-même et sur les jets de cône de 0.7 reconstruits à partir des particules energy flow.

5.1 L'algorithme

L'algorithme utilise comme point de départ les clusters cellNN après calibration. J'ai calculé la calibration des clusters cellNN pour deux cas différents. L'électronique de lecture des détecteurs de pieds de gerbe n'ayant été installée que très récemment[3], la plupart des données sont prises sans détecteurs de pieds de gerbe. Afin de coller

[2] voir chapitre précédent

[3] Lors de l'arrêt prolongé du TeVatron fin octobre et début novembre 2001.

aux données, DØ a deux types de décodage de l'information Monte Carlo, l'une pour laquelle les poids appliqués aux cellules d'un niveau donné sont optimisés pour obtenir la meilleure réponse possible du calorimètre en ne tenant compte que de l'énergie calorimétrique et l'autre pour laquelle les poids tiennent compte de l'énergie collectée dans les détecteurs de pieds de gerbe[4]. C'est pourquoi les deux calibrations sont fournies. Elles sont faites exactement de la même façon, celle qui a été décrite au chapitre précédent et donnent des résultats très similaires. Les deux calibrations sont basées sur des simulations Monte Carlo. Il faudra sûrement envisager de les refaire sur les données réelles à partir d'électrons et de pions isolés dont la trace a été reconstruite, en comparant l'impulsion de la trace et l'énergie calorimétrique reconstruite. Dans les données prises actuellement, le détecteur de traces à fibres scintillantes, dont l'installation de l'électronique de lecture s'est faite en même temps que pour les détecteurs de pied de gerbes, n'est pas opérationnel. C'est d'ailleurs pour cette raison qu'aucune étude de l'energy flow n'a pu être faite sur les données.

L'association des traces et des clusters est basée sur l'extrapolation des traces dans le calorimètre. En supposant un champ uniforme de 2 T, chaque trace est extrapolée du point d'approche minimum au faisceau jusqu'au solénoïde pour les traces centrales ou jusqu'aux calorimètres avants pour les autres. Puis l'extrapolation à travers le calorimètre est modélisée par une simple droite car les calculs montrent que le champ pénètre peu les cryostats du calorimètre. L'ensemble des cellules qui se trouvent sur le chemin de cette droite est comparé aux cellules constituant les clusters cellNN. Dès qu'un cluster a une cellule traversée par l'extrapolation d'une trace et que l'énergie de la cellule est supérieure à 1% de l'impulsion de la trace, trace et cluster sont associés. Le choix de la valeur de 1% par défaut permet de trouver un compromis entre efficacité et création de fausses associations. Cette procédure fait qu'une trace peut être associée à plusieurs clusters car les cellules qui bordent les clusters sont partagées. De plus une trace peut être sur le chemin d'un cluster électromagnétique et d'un cluster hadronique alignés. Et il est évident qu'un cluster peut avoir plusieurs traces qui lui sont associées.

L'algorithme d'energy flow commence à partir des clusters calibrés et de la liste des traces dont certaines sont associées aux clusters par la méthode décrite précédemment.

5.1.1 Muons, électrons, photons et particules neutres hadroniques

L'energy flow commence par se débarrasser des particules dont l'identification est évidente. Plus on élimine de clusters et de traces dès le début, plus le traitement est simple par la suite.

Si les muons identifiés par le programme de reconstruction standard sont associés à une trace centrale, la trace est éliminée et devient directement une particule chargée. L'énergie laissée par le muon dans le calorimètre, de l'ordre de 3 GeV, est ignorée dans cette version de l'algorithme. Il faudra dans une version ultérieure corriger pour cette

[4]voir chapitre 2

énergie.

L'identification des électrons est faite à l'aide du programme de reconstruction standard des électrons de faible énergie appelé "méthode de la route" [59]. Le principe est de construire une route étroite le long de l'extrapolation de la trace (la trace est extrapolée de la même façon que décrite précédemment). Ensuite des coupures optimisées sur la fraction électromagnétique de l'énergie contenue dans la route et sur le rapport entre l'énergie dans la route et l'impulsion de la trace permettent d'identifier s'il s'agit d'un électron ou non. Les coupures par défaut dans l'energy flow sont :

- $0.55 < \frac{E^T_{dans\,la\,route}}{P^T_{trace}} < 0.9$
- $fraction\ EM > 0.775$

Lorsqu'une trace est identifiée comme étant un électron, le cluster le plus électromagnétique associé à cette trace devient l'électron. Si la trace est la seule trace qui est associée au cluster choisi, on compare l'impulsion de la trace et l'énergie du cluster. Si les deux mesures sont compatibles, la meilleure mesure de l'énergie devient l'énergie de la particule chargée que l'on crée. Cluster et trace sont mis à l'écart. La définition exacte de la compatibilité de deux mesures est donnée dans les paragraphes suivants. Si les deux mesures d'énergie ne sont pas compatibles, en plus de créer une particule chargée d'énergie l'impulsion de la trace, une particule neutre dont l'énergie est égale à la différence d'énergie entre l'énergie du cluster et l'impulsion de la trace est créée. Enfin s'il y a plusieurs traces associées au cluster, la trace devient une particule chargée et son énergie est retirée de l'énergie totale du cluster. Les autres traces restent associées au cluster dont l'énergie a diminué. Dans ce dernier cas, je fais l'hypothèse simplificatrice que lors de l'identification d'une trace d'électron, la trace donne une meilleure mesure de l'énergie, la méthode de la route étant faite pour reconstruire des électrons de basse énergie ($< 20\,\mathrm{GeV}$) car elle utilise E/p et le détecteur de trace est plus performant que le calorimètre à basse énergie. Un autre traitement est à envisager dans une version future de l'algorithme.

On retire également tous les clusters sans trace associée pour en faire des particules neutres électromagnétiques ou hadroniques selon les critères d'identification décrits au chapitre précédent.

5.1.2 Levée des ambiguïtés dans l'association trace-cluster

Dès lors que les particules les plus simplement identifiables ont été supprimées, la première tâche à effectuer est le nettoyage des traces pour ne prendre en compte dans l'algorithme uniquement les traces répondant à certains critères de qualité. Ainsi on demande que la distance au faisceau au point d'approche minimum dans le plan (x, y) mais également dans le plan z par rapport au vertex primaire soit plus petite que :

- $|R^{DCA}_{x,y}| < 0.3\,\mathrm{cm}$
- $|R^{DCA}_{z}| < 0.2\,\mathrm{cm}$

Un premier essai prenant en compte l'ensemble des traces sans nettoyage a été tenté. Il fallait introduire des paramètres difficilement justifiables pour se débarrasser des mauvaises traces au final. Le faire dès le début est apparu plus judicieux. Ces coupures suffisent à supprimer les traces de très grande impulsion qui polluent l'energy flow sans avoir besoin de couper sur l'erreur sur l'impulsion de la trace car elles étaient de fausses traces. Le seul problème introduit par ces coupures de qualité est qu'elles suppriment toutes les traces venues des interactions secondaires. Il faudra traiter ce point dans un développement futur de l'algorithme.

Si l'on veut pouvoir comparer l'énergie d'un cluster et l'impulsion des traces qui lui sont associées, il est indispensable que chaque trace ne soit assignée qu'à un seul cluster. En effet, on ne souhaite pas répartir l'énergie d'une trace entre plusieurs clusters.

Tous les clusters attachés à une trace constituent un lot et sont traités en une seule fois. Toutes les configurations possibles assignant chaque trace à un seul de ses clusters associés sont considérées en veillant à ce qu'une trace ne puisse être attribuée qu'à un cluster qu'elle a traversé. On choisit de garder l'association pour laquelle $\sqrt{a^2 + b^2}$ est minimum où

- $a^2 = \sum \frac{(E_{cluster} - \sum E_{traces\,associées})^2}{E_{cluster}}$
- $b^2 = \sum \frac{(E_{cluster} - E^{EM}_{cluster} - \sum E_{traces\,associées})^2}{E_{cluster}}$

Les clusters qui se retrouvent sans aucune trace associée ne sont pas pris en compte lors du calcul de a. Le terme a réduit la différence d'énergie entre les traces et les clusters car au stade de l'algorithme où l'on se trouve, il ne doit pas rester beaucoup d'énergie neutre. On l'a enlevée précédemment. L'énergie neutre restante ne devrait être que des particules neutres dont la gerbe a été associée à celle d'une particule chargée. Le terme b aide à prendre en compte le fait qu'il y a bien moins de particules neutres hadroniques que de photons dans un événement et que l'on a déjà enlevé les électrons : on associe donc préférentiellement les traces aux clusters hadroniques.

5.1.3 Mesure de l'énergie

Une fois chaque trace associée à un seul cluster, l'énergie du cluster est comparée à la somme de l'énergie des traces pour déterminer si les deux mesures sont compatibles ou non (la définition de la compatibilité de deux mesures est donnée dans le paragraphe suivant). Si les deux mesures sont compatibles, la meilleure est gardée. Une particule chargée est créée pour chaque trace associée au cluster. Si la meilleure mesure est celle de l'énergie du cluster, chaque trace et son impulsion servent à créer une particule chargée sauf la trace la plus mal mesurée avec laquelle est créée une particule chargée dont l'énergie est la différence entre l'énergie du cluster et la somme de l'impulsion de toutes les autres traces. De cette façon l'énergie est celle du cluster et la multiplicité des traces est conservée.

Si les deux mesures ne sont pas compatibles, en principe, cela doit être dû à la présence d'une ou plusieurs particule(s) neutre(s). Par conséquent l'énergie du cluster devrait toujours être supérieure à la somme des impulsions des traces associées. En pratique, un traitement est prévu pour les deux cas :

- lorsque la situation est normale, c'est-à-dire lorsque $E_{cluster} > \sum P_{traces}$, une particule chargée est créée à partir de chaque trace associée au cluster. Elles gardent l'impulsion de la trace dont elles sont issues. En plus une particule neutre est créée dont l'énergie est la différence (positive) entre $E_{cluster}$ et $\sum P_{traces}$. La particule neutre est classée en photon ou neutre hadronique suivant les critères d'identification des clusters déjà décrits précédemment (cf. cellNN).

– lorsqu'il arrive que $E_{cluster} < \sum P_{traces}$, ce qui n'est pas normal, j'ai choisi de garder systématiquement l'énergie du cluster et d'oublier les impulsions des traces. La façon de conserver la multiplicité des traces en conservant l'énergie du cluster reste la même que celle décrite précédemment, il n'y a évidemment création que de particules chargées ici. L'impulsion de la trace la plus mal mesurée devient la différence entre l'énergie du cluster et la somme de toutes les autres traces associées. Ce choix est intervenu après plusieurs essais qui faisaient intervenir les traces. Toutefois, il est apparu que l'on se retrouve dans cette situation lors d'une mauvaise association traces-cluster. Cela peut être dû au fait que des traces ont été perdues. L'efficacité de reconstruction de traces dans les jets est de l'ordre de 80%. Dans l'algorithme d'association des traces aux clusters, on tente de réduire la composante neutre globalement. Cet algorithme peut conduire à de mauvaises associations si une ou plusieurs traces sont perdues. Bien entendu, cet algorithme conduit parfois à de mauvaises associations même si toutes les traces sont reconstruites. J'ai préféré garder l'énergie du cluster. En effet, l'assignation incorrecte d'une trace au cluster en cours de traitement a provoqué un déficit d'énergie chargée dans le bilan énergétique du cluster auquel cette trace aurait due être assignée et donc la création d'une particule neutre. Utiliser les traces pour le cluster en cours de traitement entraînerait un double comptage d'énergie. On peut imaginer dans une future implémentation améliorée de l'energy flow d'interdire ce cas pathologique lors des assignations de traces aux clusters. Je n'ai pas essayé de mettre en oeuvre cette possibilité.

5.1.4 La compatibilité de la mesure de l'énergie d'un cluster et de l'impulsion d'une trace

Les quatre quantités dont le détail est donné ci-dessous permettent de décider de la compatibilité de la mesure de l'énergie d'un cluster et de la mesure de l'impulsion des traces qui lui sont associées :

– $E^{min}_{cluster} = E_{cluster} - nb^{cluster}_{\sigma} \times erreur_{cluster}$

– $E^{max}_{cluster} = E_{cluster} + nb^{cluster}_{\sigma} \times erreur_{cluster}$

– $p^{min}_{traces} = [(\frac{1}{\sum_i P^i_{T trace}} + nb^{traces}_{\sigma} \times \sqrt{\sum_i (erreur^i_{trace})^2}) \times sin\theta]^{-1}$

– $p^{max}_{traces} = [(\frac{1}{\sum_i P^i_{T trace}} - nb^{traces}_{\sigma} \times \sqrt{\sum_i (erreur^i_{trace})^2}) \times sin\theta]^{-1}$

Les deux premières quantités sont la valeur minimale et la valeur maximale de l'énergie du cluster à l'intérieur d'un nombre $nb^{cluster}_{\sigma}$ de σ de la mesure, en supposant l'erreur sur la mesure de l'énergie du cluster gaussienne en énergie. Les deux dernières quantités sont la valeur minimale et maximale de la somme des impulsions des traces à l'intérieur d'un nombre nb^{trace}_{σ} de σ de la mesure, en supposant l'erreur sur la mesure des impulsions des traces gaussienne en $1/P_T$. Je fais l'approximation dans ce calcul que l'erreur sur la somme des impulsions des traces est la somme quadratique des erreurs de mesure sur chaque impulsion. $\sin\theta$ est calculé à partir de la somme vectorielle des impulsions. L'intervalle $[E^{min}_{cluster}, E^{max}_{cluster}]$ est symétrique autour de l'énergie du cluster alors que l'intervalle $[p^{min}_{traces}, p^{max}_{traces}]$ ne l'est pas. Les deux mesures d'énergie sont compatibles si les intervalles $[E^{min}_{cluster}, E^{max}_{cluster}]$ et $[p^{min}_{traces}, p^{max}_{traces}]$ se recouvrent. $nb^{cluster}_{\sigma}$ et nb^{trace}_{σ} sont des paramètres de l'algorithme d'energy flow.

D'autres définitions de la compatibilité des mesures ont été essayées comme calculer la probabilité que $E_{cluster}$ soit égale à $\sum_i P^i{}_{trace}$ en tenant compte des erreurs gaussiennes en énergie du cluster et en $1/P_T$ des traces. Ce degré de raffinement n'a pas amélioré les résultats trouvés mais apporte des complications de calcul qui ne me sont pas apparues comme nécessaires. De plus les erreurs ne sont sûrement pas très bien déterminées. Je reviendrai sur ce point dans la suite. Un travail sur le meilleur moyen de décider de la compatibilité des mesures ne pourra être entrepris dans de futurs développements de l'algorithme que lorsque l'on sera sûr de la validité des erreurs choisies sur chacune des mesures.

Le choix de la meilleure mesure prend en compte les erreurs sur chacune des deux mesures. L'erreur sur l'impulsion de la trace est donnée par le programme standard de reconstruction des traces et correspond à l'erreur de l'ajustement des paramètres de la trace réalisée sur les points mesurés. L'erreur sur l'énergie du cluster est une paramétrisation réalisée à partir d'événements Monte Carlo. Je l'ai déduite de la reconstruction en un seul cluster par cellNN d'électrons uniques ou de pions uniques sur une grande gamme d'énergies. La paramétrisation est faite pour trois zones distinctes en η. La figure 5.1 la représente, à gauche pour des électrons, à droite pour des pions.

Pour un cluster donné, la paramétrisation est choisie en fonction de sa position et de son identification électromagnétique ou hadronique. Si la fraction électromagnétique du cluster dépasse 90% et que le rapport $E_3/(E_3 + E_4)$ est supérieur à 60% (où E_3 est l'énergie du cluster dans EM3 et E_4 est l'énergie du cluster dans EM4), le cluster est électromagnétique. Sinon, il est hadronique. Le choix de ces coupures d'identification a été discuté dans le chapitre précédent.

5.2 Etapes finales

Enfin les bonnes traces qui n'ont pas été associées deviennent des particules chargées. On rencontre ce type de trace en grande partie dans la région occupée par les cryostats entre les calorimètres. A cet endroit la reconstruction de clusters n'est pas très performante du fait de choix d'algorithme[5] et de la mauvaise instrumentation de cette région. Ces traces peuvent aussi être des traces de bas P_T ou ayant laissé trop peu d'énergie dans le calorimètre pour qu'un cluster soit fabriqué. Le seuil en impulsion sur la reconstruction de traces dans DØ est actuellement de 300 MeV.

L'energy flow permet d'améliorer la résolution sur la mesure de l'énergie lorsque la

[5] voir chapitre précédent

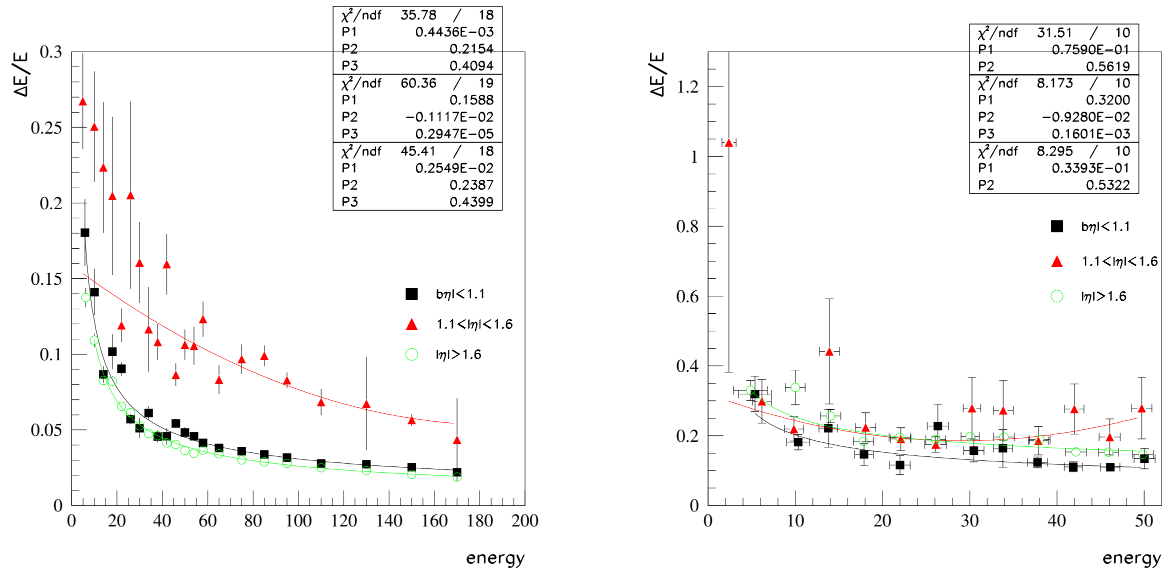


FIG. 5.1 – La paramétrisation de la résolution en énergie des clusters cellNN pour des électrons (à gauche) et pour des pions (à droite), pour différentes régions : le détecteur central (les carrés), l'avant du détecteur (les cercles) et la région intermédiaire (les triangles)

mesure calorimétrique est remplacée par une meilleure mesure du détecteur de traces et lorsque de l'énergie perdue dans le calorimètre mais mesurée par le détecteur de trace vient s'ajouter à la mesure des clusters. Les contraintes imposées pour remplacer l'énergie d'un cluster par celle d'une trace sont fortes mais, pour obtenir un résultat, il est indispensable que l'association des clusters et des traces soit bien faite. En cas de doute, il est toujours plus prudent de garder l'énergie des clusters même si le gain potentiel en résolution est alors nul.

Même si cette première version de l'energy flow donne de bons résultats en matière de résolution (voir la partie suivante), je pense que cette version ne peut être définitive pour deux raisons qui ont été évoquées déjà.

Il arrive que la somme des impulsions des traces associées à un cluster soit significativement plus grande que l'énergie du cluster. Cela reflète forcément des erreurs d'association. Même si ces erreurs sont dues à une contribution significative de traces fantômes, il faudra trouver un moyen d'en tenir compte dans le futur.

De plus l'optimisation des paramètres $nb_\sigma^{cluster}$ et nb_σ^{trace} pour obtenir la meilleure résolution possible mène à des chiffres relativement petits (< 1) alors qu'on aurait attendu des chiffres de l'ordre de 1 ou plus. Le choix de ces paramètres révèle sans doute que les erreurs ne sont pas très bien calculées. La paramétrisation de l'erreur sur la mesure de l'énergie des clusters nécessite sûrement plus de trois zones en η. J'ai essayé de remplacer l'erreur sur la mesure de l'impulsion de la trace fournie par la reconstruction standard des traces par l'erreur calculée à partir de la résolution théorique du détecteur de traces sans obtenir de meilleurs résultats. Il est vrai que l'utilisation de la résolution globale du détecteur de traces lorsque les traces peuvent être faites de points n'appartenant qu'au CFT ou qu'au SMT est sûrement une trop grande simplification. Cependant le choix de paramètres que l'on est amené à faire reflète peut-être également le problème de mauvaise association déjà remarqué auparavant. C'est sans aucun doute sur ce point que devront se focaliser les futurs développement de l'algorithme d'energy flow.

La partie suivante expose les résultats, notamment l'amélioration de la résolution en énergie, obtenus avec l'algorithme que je viens de décrire. L'energy flow dans DØ peut être un constituant à part entière du programme de reconstruction standard. La possibilité de l'exécuter directement sur les root-tuples produits par la ferme de reconstruction existe également, ce qui laisse plus de place à des choix de paramètres différents suivant la signature sur laquelle l'utilisateur se concentre par exemple.

5.3 Résultats

Les deux paramètres gouvernant l'energy flow (pour mémoire $nb_\sigma^{cluster}$ et nb_σ^{trace}) ont été optimisés de manière à réduire la valeur de la largeur de la gaussienne ajustée sur la distribution $\Delta E_{rel.} = \frac{E_{reconstruit} - E_{générée}}{E_{générée}}$ où $E_{reconstruit}$ est la somme des énergies des particules energy flow et $E_{générée}$ est la somme des énergies des particules générées pour 3000 événements $\mathrm{Z} \rightarrow \mathrm{d\bar{d}}$ centraux sur lesquels ni interactions secondaires ni événement sous-jacent n'ont été ajoutés.

Par la suite, les événements centraux sont définis comme tous les événements dont 80% au moins de l'énergie reconstruite à partir de jet de cône de rayon 0.7 sont contenus à l'intérieur de $|\eta_{dét}| < 0.7$. Les événements à l'avant sont définis comme tous les événements dont 80% au moins de l'énergie reconstruite à partir de jet de cône de rayon 0.7 sont contenus à l'intérieur de $|\eta_{dét}| > 1.3$. Enfin les événements dans la région entre les calorimètres sont définis comme tous les événements dont 80% au moins de l'énergie reconstruite à partir de jets de cône de rayon 0.7 sont contenus à l'intérieur de $0.7 \leq |\eta_{dét}| \leq 1.3$.

La figure 5.2 présente le résultat de cette optimisation. C'est avec les paramètres ayant conduit à ce résultat que toutes les autres distributions sont établies. De plus les événements permettant de tester l'algorithme sont toujours distincts des événements ayant servi à l'optimisation. Il a semblé plus judicieux d'optimiser et de tester l'energy flow sur des événements sans interactions secondaires ni événements sous-jacents ajoutés car dans ces événements, la densité de particules en dehors des jets est moindre ce qui les rend bien plus simple à comprendre. Néanmoins ces événements permettent tout de même de reconstruire des jets. Les jets représentent la partie la plus difficile de l'événement pour l'energy flow : dans les régions à faible densité de particules, l'algorithme ne devrait pas rencontrer de problèmes.

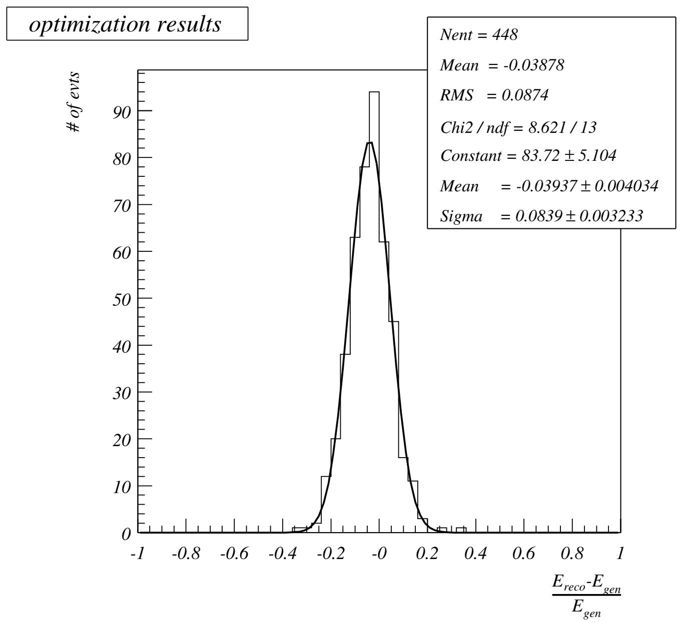


FIG. 5.2 – Distribution de $\Delta E_{rel.}$ obtenue avec l'algorithme energy flow lors de la procédure d'optimisation

5.3.1 L'amélioration de la résolution en énergie

La figure 5.3 présente les distributions de $\Delta E_{rel.}$ pour 7000 événements $\mathrm{Z} \to \mathrm{d\bar{d}}$ dans le centre du détecteur, dans la région intermédiaire, à l'avant et enfin pour l'ensemble du détecteur. Sur chacune des distributions, trois courbes sont dessinées. De gauche à droite, elles représentent $\Delta E_{rel.}$ pour les clusters cellNN, $\Delta E_{rel.}$ pour les clusters cellNN après leur calibration et $\Delta E_{rel.}$ pour les particules energy flow. L'energy flow permet de récupérer l'essentiel de l'énergie perdue dans la région intermédiaire qui est mal instrumentée. Cela veut dire que ces événements deviennent utilisables pour certaines analyses qui s'en seraient débarrassées précédemment à cause de la très mauvaise résolution calorimétrique de cette partie du détecteur[6]. L'évolution des trois distributions superposées permet de se rendre compte que la calibration des clusters cellNN conduit à récupérer la plupart de l'énergie perdue sans pour autant dégrader la résolution en énergie. L'energy flow par rapport à la calibration de cellNN apporte deux améliorations :

- la résolution en énergie est meilleure, la largeur de la gaussienne est plus faible
- l'énergie perdue est retrouvée, la gaussienne est centrée sur zéro

La figure 5.4 donne le nombre de particules energy flow de chaque type : les particules chargées, les photons et les particules neutres hadroniques. Si l'on suppose que la plupart des photons sont en fait des π^0, on s'attendrait à trouver sur cette distribution à peu près deux fois plus de particules chargées que de photons et assez peu de particules hadroniques neutres. Ce n'est pas la distribution que l'on voit sur la figure 5.4. Si l'on

[6]La résolution en énergie des jets dans les trois régions du détecteur a été donnée au chapitre détecteur.

compare le nombre de particules chargées et le nombre de hadrons neutres au nombre de photons, on en déduit que l'on a trop de hadrons neutres et pas assez de particules chargées. Les responsables peuvent être des hadrons neutres qui en réalité, sont des photons mais n'ont pas passé les critères d'identification. L'efficacité de la reconstruction de traces estimée à 80% dans les jets a pour conséquence l'identification de gerbes de $\pi^{\pm}$ comme des hadrons neutres lorsque la trace est perdue. Enfin lorsque que cellNN n'a pas séparé la superposition d'un π^0 et d'un $\pi^{\pm}$, le cluster devient un hadron neutre si la trace n'est pas reconstruite ou bien l'excédent d'énergie conduit à la création d'un hadron neutre car le cluster n'est pas électromagnétique. Le même problème est révélé par les distributions de la figure 5.5 où l'on voit d'abord la distribution d'énergie totale des particules energy flow. Elle est correctement piquée mais les distributions suivantes qui sont celles de l'énergie totale par types de particules reflètent à nouveau le manque de particules chargées et le trop grand nombre de hadrons neutres (et en conséquence le manque de photons). L'énergie totale des particules chargées devrait piquer autour de 60 GeV et l'énergie des hadrons neutres autour de 10 GeV.

La confirmation que l'optimisation de l'algorithme reste efficace sur des événements différents de ceux sur lesquels elle a été réalisée, est apportée par la figure 5.6. Elle présente les mêmes distributions pour les différentes régions en η et pour les différents algorithmes de reconstruction que la figure 5.3 pour 7000 événements $\mathrm{Z} \rightarrow \mathrm{b}\bar{\mathrm{b}}$ sans interactions secondaires ni événement sous-jacents ajoutés. Les événements contenant un neutrino avec $P_T > 2\,\mathrm{GeV}$ ne sont pas considérés. L'amélioration en résolution ainsi que la restauration de l'énergie perdue se retrouvent sur ces événements même si les distributions sont quelque peu dégradées. Cela est sûrement l'indication qu'une optimisation pour chaque signature pourrait permettre de gagner encore sur la résolution en énergie. En effet la résolution sur les jets de b est un élément capital pour la recherche du boson de Higgs dans DØ et l'energy flow mériterait une optimisation pour ce cas particulier.

5.3.2 Comparaison des résolutions en énergie de différents algorithmes

Pour quantifier l'amélioration de la résolution en énergie constatée sur les figures 5.3 et 5.6, on compare dans cette partie des résolutions obtenues pour différents algorithmes. Comme les algorithmes de reconstruction standard fournissent des jets à l'utilisateur, il est intéressant de les comparer à des jets utilisant le même algorithme mais basé sur les particules energy flow. Dans la suite, il sera fait référence à six reconstructions d'énergie sur les mêmes 7000 événements $\mathrm{Z} \rightarrow \mathrm{d}\bar{\mathrm{d}}$ que précédemment dans la région centrale :

- la somme de l'énergie de toutes les cellules du calorimètre
- les clusters cellNN
- les clusters cellNN calibrés
- les jets de cône de 0.7
- les particules energy flow
- les jets de cône de 0.7 sur les particules energy flow

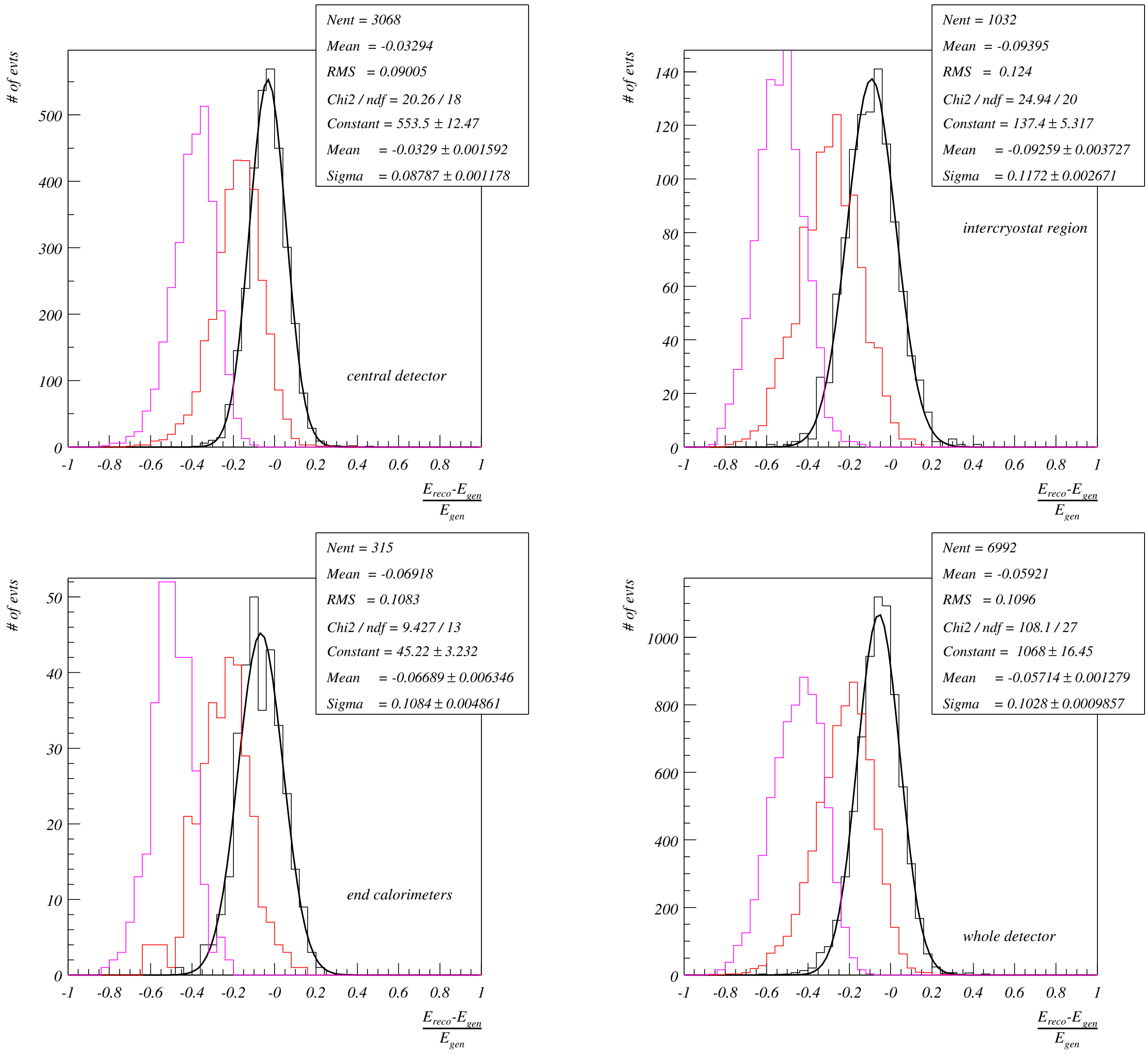


FIG. 5.3 – Distributions de $\Delta E_{rel.}$ dans le détecteur central (en haut à gauche), dans la région intermédiaire (en haut à droite), à l'avant du détecteur (en bas à gauche) et pour l'ensemble du détecteur (en bas à droite). Les trois distributions superposées sont, de gauche à droite, $\Delta E_{rel.}$ pour les clusters cellNN, pour les clusters cellNN calibrés et pour les particules energy flow

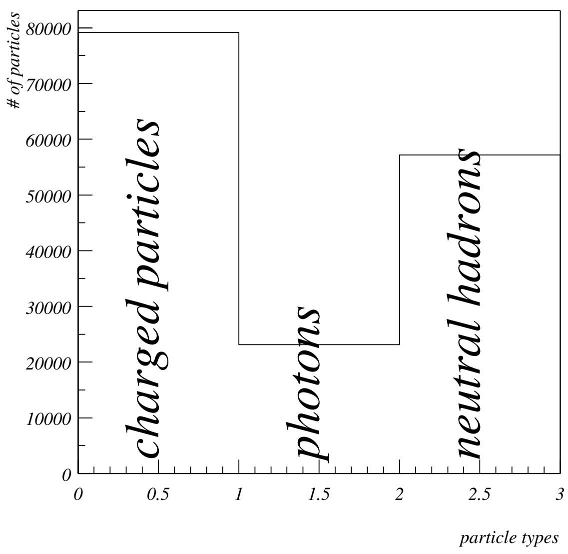


FIG. 5.4 – Nombre de particules energy flow de chaque type. De gauche à droite, les particules chargées, les photons et les hadrons neutres.

La figure 5.7 en haut présente les distributions d'énergie totale pour le calorimètre et les clusters cellNN. La résolution obtenue à partir du calorimètre seul est de 10.4% alors qu'elle est de 18.1% pour les clusters cellNN. La dégradation est significative surtout si l'on se souvient que cellNN est basé sur les cellules du calorimètre. Mais la dégradation est tout à fait compatible avec l'énergie perdue par l'algorithme, c'est-à-dire l'énergie associée à aucun cluster. Ce résultat est également compatible avec le fait qu'une grande partie de la résolution est apportée par les cellules de basses énergies. Elles sont difficiles à incorporer à l'algorithme car elles le rendent d'autant plus sensible à l'événement sous-jacent, au bruit du calorimètre et aux interactions secondaires. Les événements choisis pour leur simplicité permettant une meilleure compréhension ne sont pas à l'avantage de cellNN puisque aucune de ces sources de dégradation de la résolution n'est présente dans le calorimètre alors que l'algorithme garde les coupures introduites pour limiter les contributions de ces sources.

La différence entre l'énergie totale du calorimètre et l'énergie collectée dans les clusters cellNN est donnée figure 5.8. La valeur moyenne de l'énergie perdue par cellNN est de l'ordre de 20 GeV. Cette perte d'énergie vient de trois seuils de l'algorithme. L'algorithme ne tient compte que des cellules de plus de 25 MeV et ne garde que les clusters de plus de 1 GeV. Seules les cellules de plus de 200 MeV peuvent initier la construction d'un cluster dans un niveau du calorimètre. Ce dernier seuil est responsable de la perte de 14 GeV sur les 20 GeV. Il est bien évident que dès que ce seuil est descendu, la résolution s'améliore mais cela a pour effet de rendre le temps de calcul consommé par l'algorithme bien plus long que le quota imparti. De plus baisser les seuils mène à inclure de plus en plus de bruit et d'énergie ne venant pas de l'événement dur. De tels effets sont complètement absents des événements que l'on a choisis de regarder.

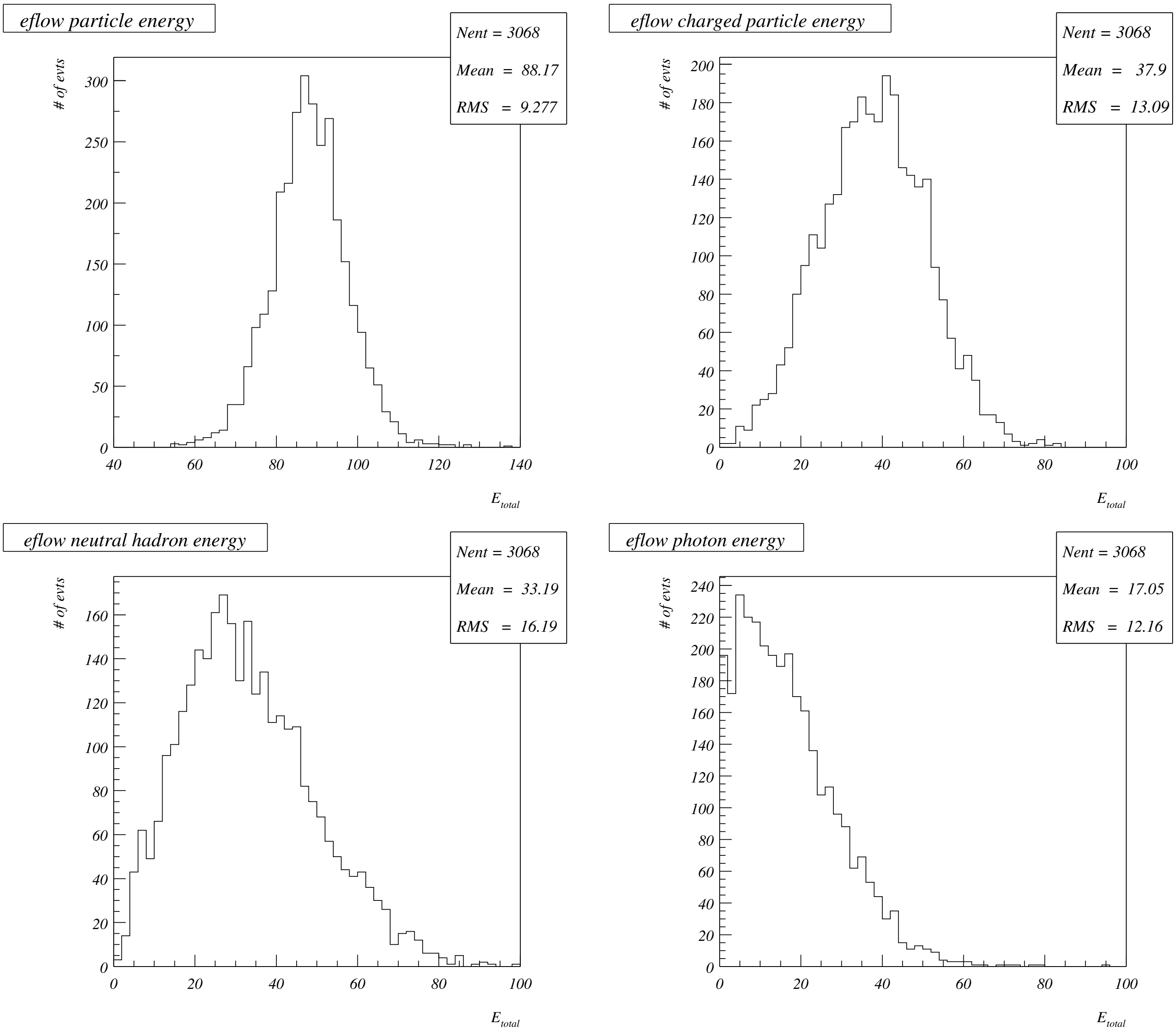


FIG. 5.5 – Distributions de l'énergie totale de toutes les particules energy flow (en haut à gauche), des particules chargées (en haut à droite), des hadrons neutres (en bas à gauche) et des photons (en bas à droite)

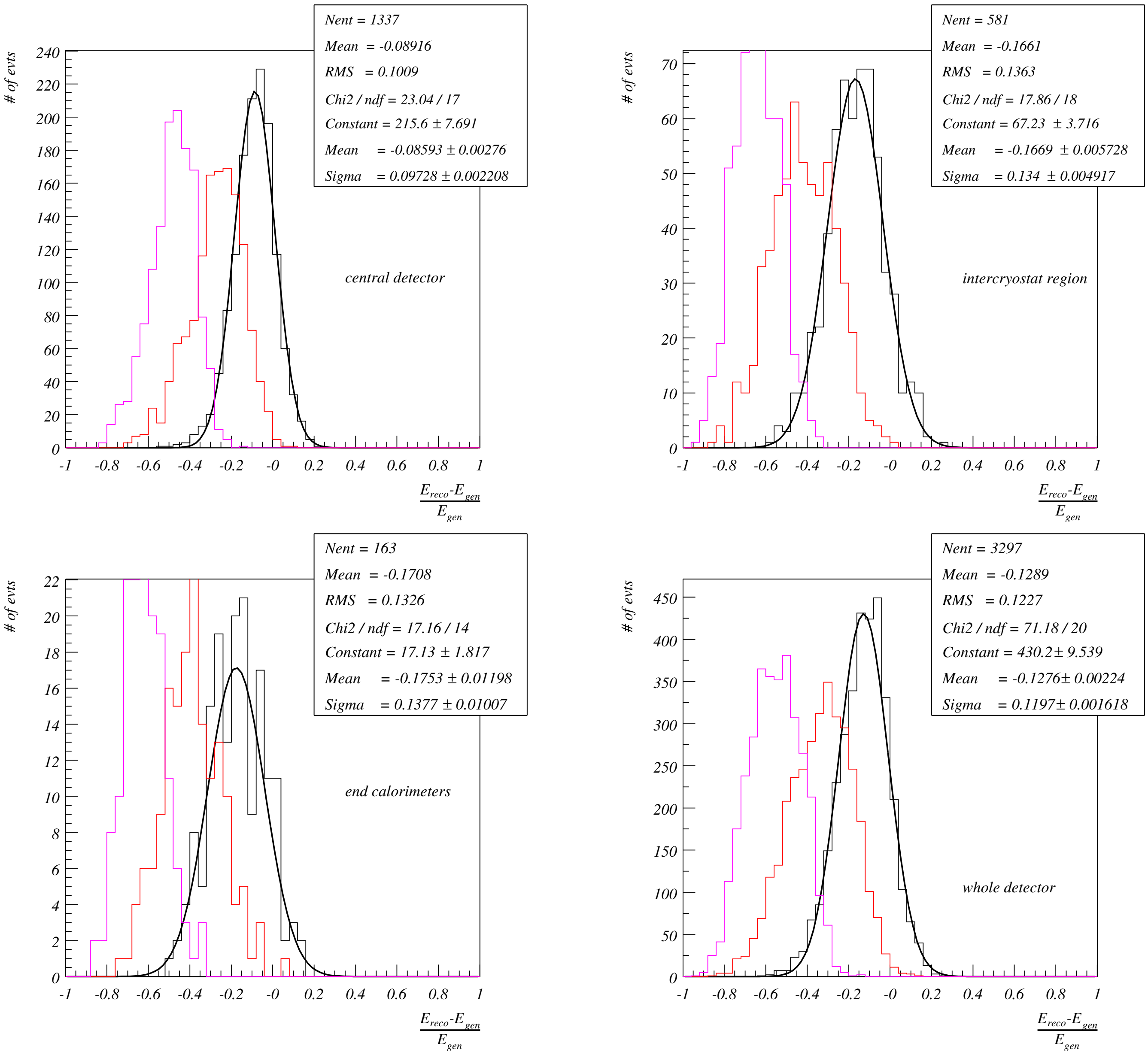


FIG. 5.6 – Distributions de $\Delta E_{rel.}$ dans le détecteur central (en haut à gauche), dans la région intermédiaire (en haut à droite), à l'avant du détecteur (en bas à gauche) et pour l'ensemble du détecteur (en bas à droite). Les trois distributions superposées sont, de gauche à droite, $\Delta E_{rel.}$ pour les clusters cellNN, pour les clusters cellNN calibrés et pour les particules energy flow

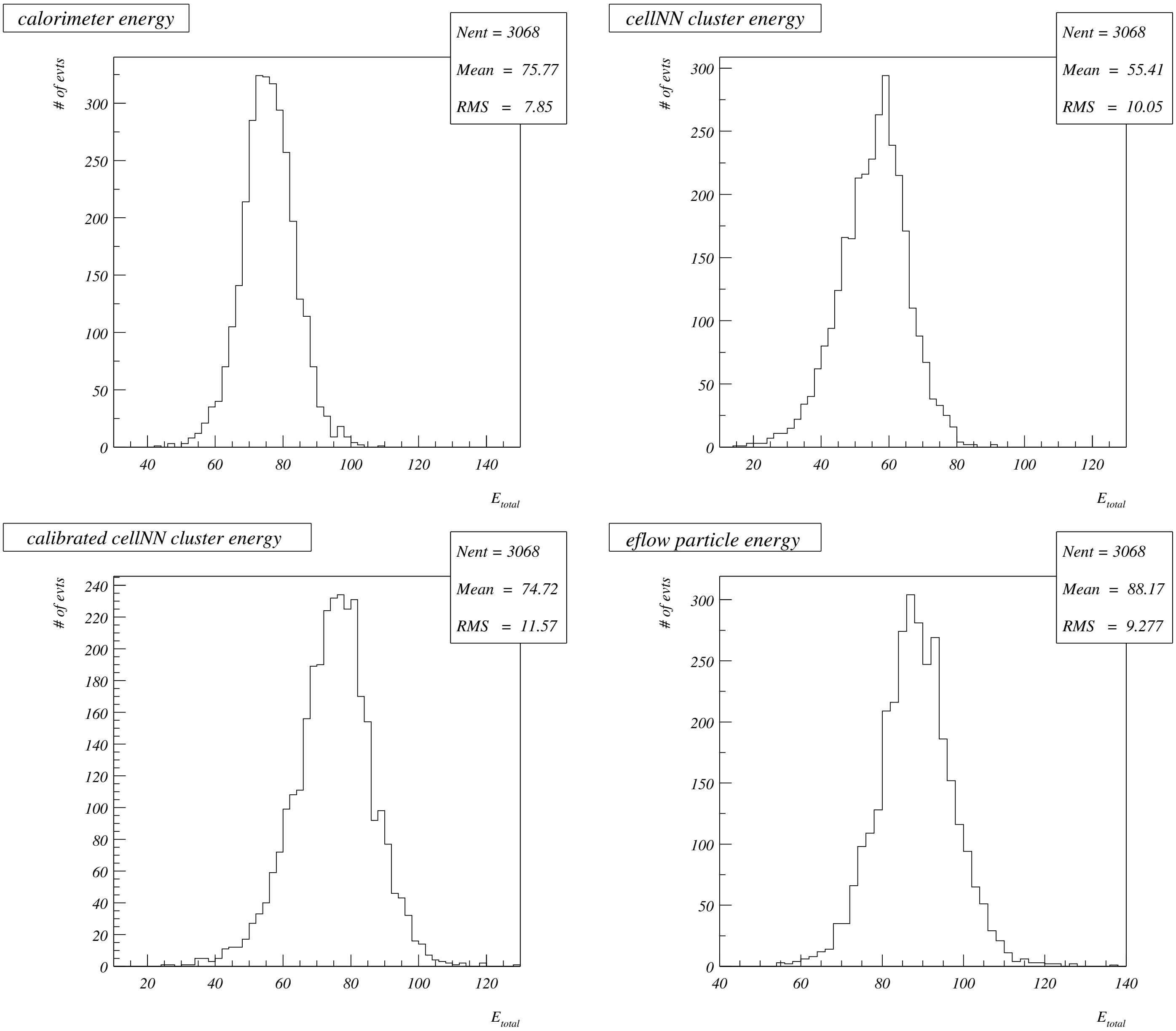


FIG. 5.7 – Distributions d'énergie totale déposée dans le calorimètre (en haut à gauche), reconstruite par les clusters cellNN (en haut à droite), reconstruite par les clusters cellNN calibrés (en bas à gauche) et reconstruite par les particules energy flow (en bas à droite)

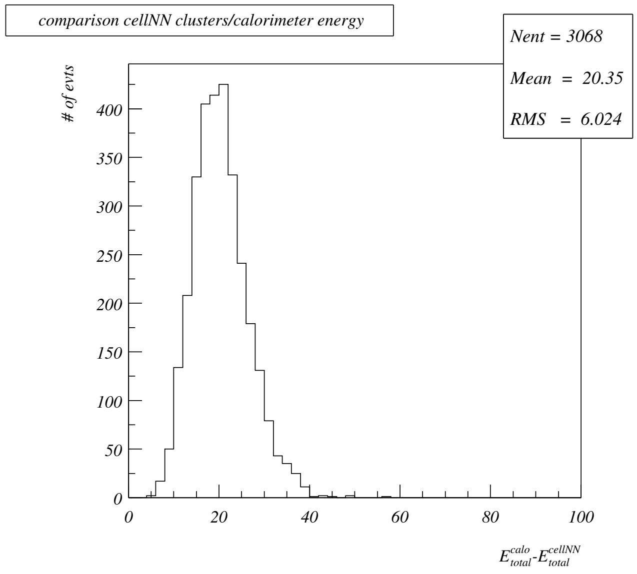


FIG. 5.8 – Différence d'énergie déposée dans le calorimètre et reconstruite par les clusters cellNN

La figure 5.7 en bas à gauche présente également la distribution de l'énergie totale des clusters cellNN après calibration. La résolution est maintenant de 15.5% et l'énergie totale reconstruite se rapproche bien plus de la réalité que l'énergie totale reconstruite pour des jets de cône par exemple (figure 5.9 à gauche). La résolution pour l'algorithme de cône est de 13.4%. Les résolutions des clusters calibrés et des jets de cône sont donc similaires si l'on tient compte du fait qu'il faut multiplier l'énergie mesurée par les jets de cône par un facteur pour s'approcher de l'énergie vraie. C'est le rôle du programme d'échelle d'énergie qui n'est pas appliqué aux cônes ici.

La figure 5.7 en bas à droite présente l'énergie totale pour les particules energy flow et la figure 5.9 à droite pour les jets de cône reconstitués à partir de particules energy flow. La résolution de l'énergie totale des particules energy flow est de 10.5%, celle des jets est de 13.0%. L'algorithme d'energy flow permet de revenir à la résolution initiale du calorimètre seul tout en recalant la distribution de $\Delta E_{rel.}$ mais il semble que lorsque l'on construit des jets à partir de particules energy flow, le gain en résolution soit anéanti.

Les différentes résolutions obtenues pour les différents algorithmes sont résumées dans le tableau 5.1 dans lequel se trouve également les résolutions pour les différentes régions en η, le détecteur central, la région intermédiaire et l'avant du détecteur. Cependant les chiffres ne sont pas directement comparables, car il faudrait qu'ils fassent référence à la même énergie moyenne reconstruite. L'énergie du calorimètre ou l'énergie des jets de cône ne sont pas ramenées à l'énergie générée. Par exemple, si l'on voulait comparer les 10.4% de résolution dans le détecteur central du calorimètre seul au 10.5% de résolution de l'energy flow, il faudrait appliquer une correction de l'ordre de 25% à la résolution donnée par le calorimètre pour retrouver $\Delta E_{rel.} = 0$ alors que la résolution donnée par les particules energy flow n'ont pratiquement pas besoin de corrections. Les

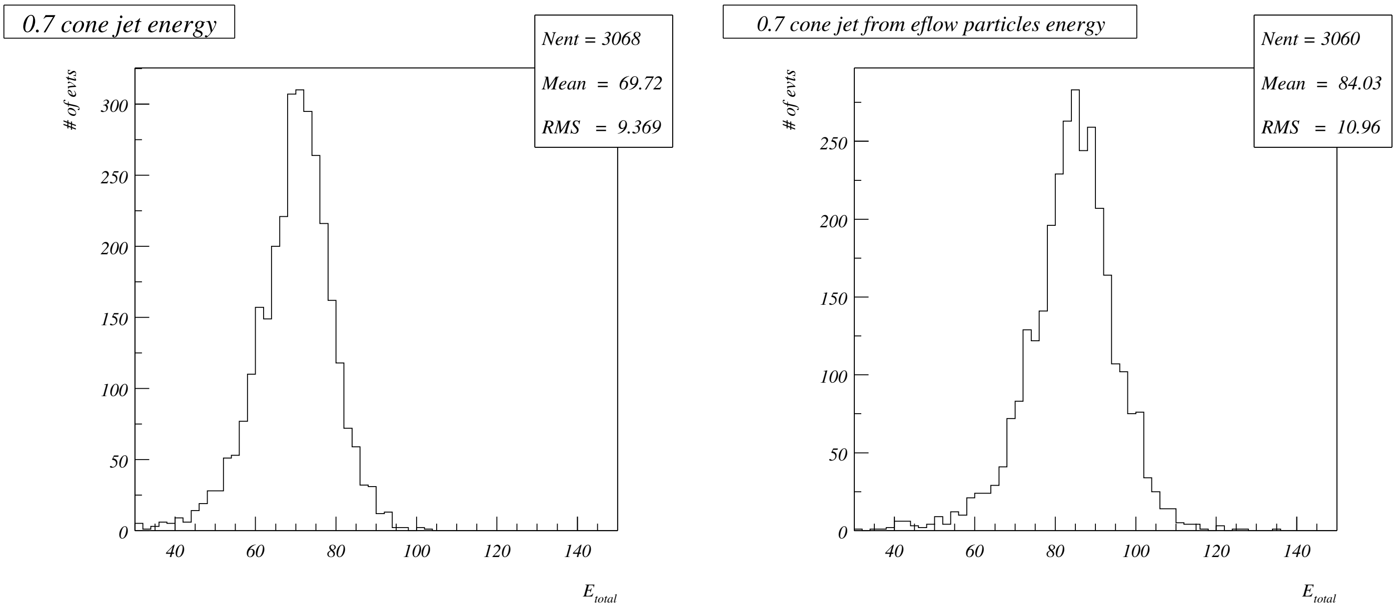


FIG. 5.9 – Distributions d'énergie totale reconstruite par les jets de cône (à gauche) et par les jets de cône basés sur les particules energy flow (à droite)

region	cal	CellNN	calib CellNN	eflow	eflow jets
central	10.4%	18.1%	15.5%	10.5%	13.0%
end	10.8%	20.4%	18.1%	12.2%	16.5%
ICD	12.5%	24.8%	21.4%	14.8%	17.5%

TAB. 5.1 – Résolution en énergie de différents algorithmes pour différentes régions en η. Les résolutions ne sont pas à comparer directement car les algorithmes ne sont pas calibrés. $\Delta E_{rel.}$ n'est pas rapporté à 0.

chiffres comparés de la sorte mettent en lumière l'amélioration qu'apporte l'energy flow à la résolution en énergie.

La dégradation de la résolution entre les particules energy flow et les jets de particules energy flow se retrouve sur la distribution de la masse invariante. La masse invariante calculée à partir des particules energy flow est donnée figure 5.10 en haut à gauche et celle calculée à partir de tous les jets de particules energy flow se trouve sur la même figure en haut à droite. On passe d'une résolution en masse de 10.6% à une résolution de 13.5%. La figure 5.12 en haut à gauche présente la différence d'énergie reconstruite entre l'ensemble des particules energy flow et l'ensemble des jets energy flow c'est-à-dire l'énergie non associée. La distribution de droite présente l'énergie non associée lors de la reconstruction de jets de cône à partir des tours du calorimètre. La valeur moyenne dans le cas des particules et des jets energy flow est plus petite puisqu'elle pique à 4 GeV. L'effet de l'énergie non associée sur la résolution des jets de particules energy flow est démontré sur la figure 5.10 en bas et sur la figure en haut à gauche de la figure 5.11. On y voit la masse invariante de tous les jets construits à partir de particules energy flow pour laquelle l'énergie non associée est inférieure respectivement à 1 GeV, 5 GeV et 10 GeV. Même si la statistique diminue fortement sous l'effet de ces coupures, on déduit les résolutions suivantes successives : 10.5%, 10.6% et 11.2% (sans aucune coupure le résolution était de 13.5%). Il apparaît donc clairement que la dégradation de la résolution est due à l'algorithme de jets de cône qui abandonne de l'énergie proche du jet mais pas strictement dans un cône de rayon 0.7 ou qui fabrique de petits jets (perdus car sous le seuil de 8 GeV d'impulsion transverse pour conserver un jet) dû à des radiations dans l'état final.

La distribution de la masse invariante peut se faire uniquement à partir des deux jets les plus énergétiques. Ce sont les distributions de la figure 5.11 en bas et à gauche pour les jets d'energy flow, et à droite pour les jets calorimétriques. Dans le cas des jets d'energy flow la résolution devient 16.3% et 16.5% dans le cas des jets calorimétriques. Encore une fois lorsque seuls deux jets sont considérés, l'énergie laissée de côté est encore plus importante que lorsque tous les jets étaient utilisés et cela apparaît dans la résolution. Le fait que la dégradation soit plus importante pour les jets d'energy flow est à mettre en relation avec la figure 5.12 en bas où l'on voit les différences d'énergie entre tous les jets et les deux plus énergétiques pour les jets d'energy flow et les jets calorimétriques (à gauche puis à droite). La valeur moyenne est plus grande dans le cas des jets d'energy flow car il y a aussi plus souvent trois jets et non deux dans leur cas. En conclusion, pour reconstruire des résonances, l'energy flow va aider mais cela demandera surtout beaucoup de travail sur les algorithmes de jets.

5.3.3 Influence de l'efficacité de reconstruction des traces sur les performances de l'energy flow

Le gain en résolution qu'apporte l'energy flow dépend de quatre paramètres :
- l'efficacité de reconstruction des traces (actuellement $\sim 80\%$ dans les jets)
- la précision sur l'erreur de la mesure de la trace
- la paramétrisation de la résolution de l'énergie des clusters cellNN
- la granularité atteinte par cellNN

Dans les paragraphes précédents, plusieurs indications tendant à montrer que l'efficacité de reconstruction de traces pourrait améliorer les performances sont apparues. Par exemple la distribution relative du nombre de particules de chaque type indique que les particules chargées ne sont pas assez nombreuses alors qu'il y a trop de hadrons neutres. Alors que la distribution de l'énergie totale des particules energy flow est satisfaisante, les distributions de l'énergie totale de chaque type de particules, prises séparément mènent au même constat. De plus le détecteur de traces mesure en général mieux l'énergie que le calorimètre (pour des particules de basse énergie uniquement qui sont majoritaires). On peut donc espérer un gain important en résolution en améliorant fortement l'efficacité de reconstruction de traces. Il existe un moyen de quantifier cet effet même si des restrictions doivent y être apportées comme on le verra par la suite.

La reconstruction de traces peut accepter de fonctionner sur les impacts Monte Carlo des détecteurs. Cela veut dire que l'ambiguïté d'assignation des points mesurés aux traces disparaît, elle est responsable d'une bonne part de l'inefficacité. De plus, on s'affranchit de cette façon des biais, la résolution devient idéale. Enfin cette solution

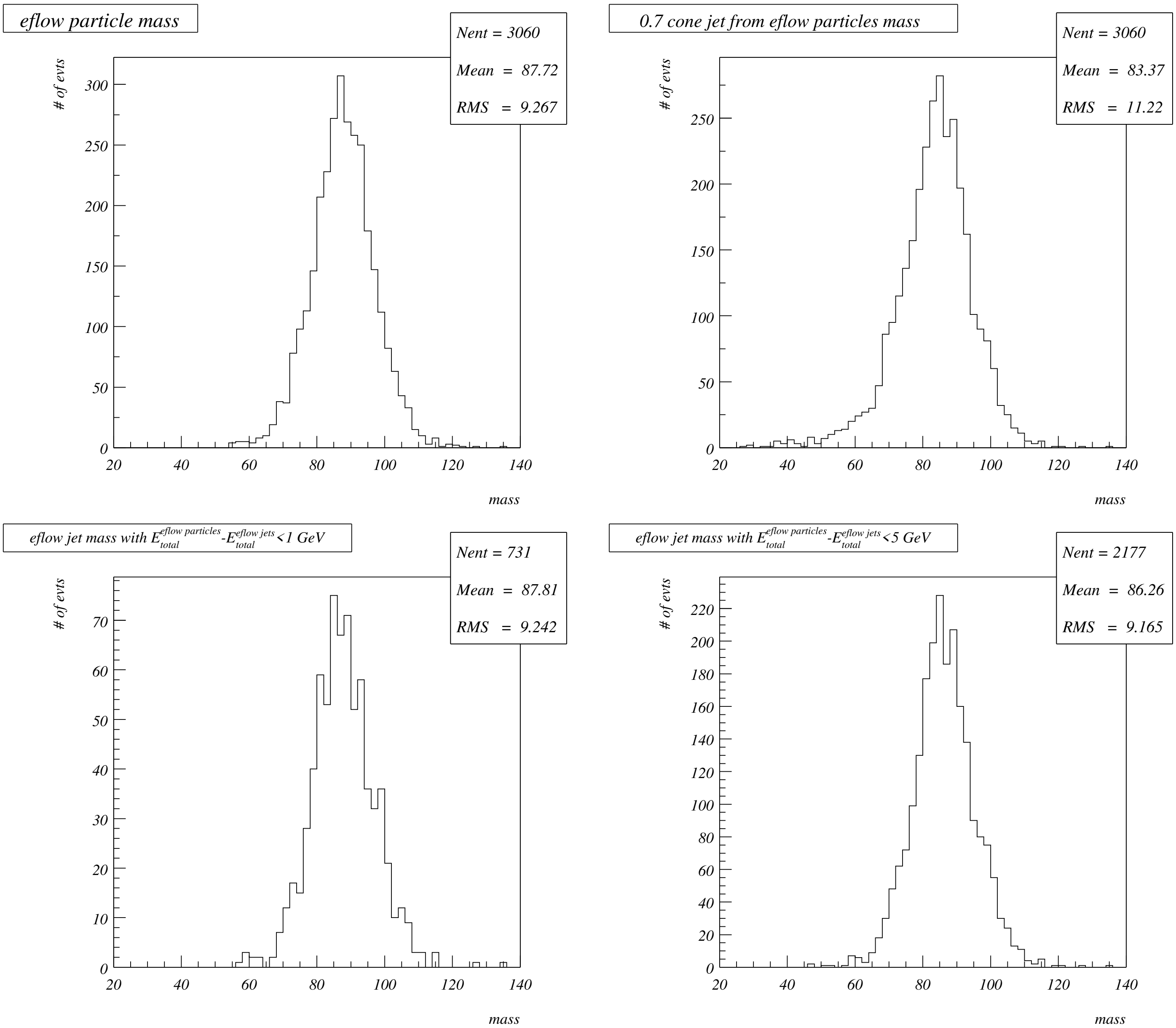


FIG. 5.10 – Distributions de masse invariante à partir de toutes les particules energy flow (en haut à gauche), à partir de tous les jets basés sur les particules energy flow (en haut à droite), à partir des jets energy flow en demandant moins de 1 GeV d'énergie non associée (en bas à gauche) et à partir des jets energy flow en demandant moins de 5 GeV d'énergie non associée (en bas à droite)

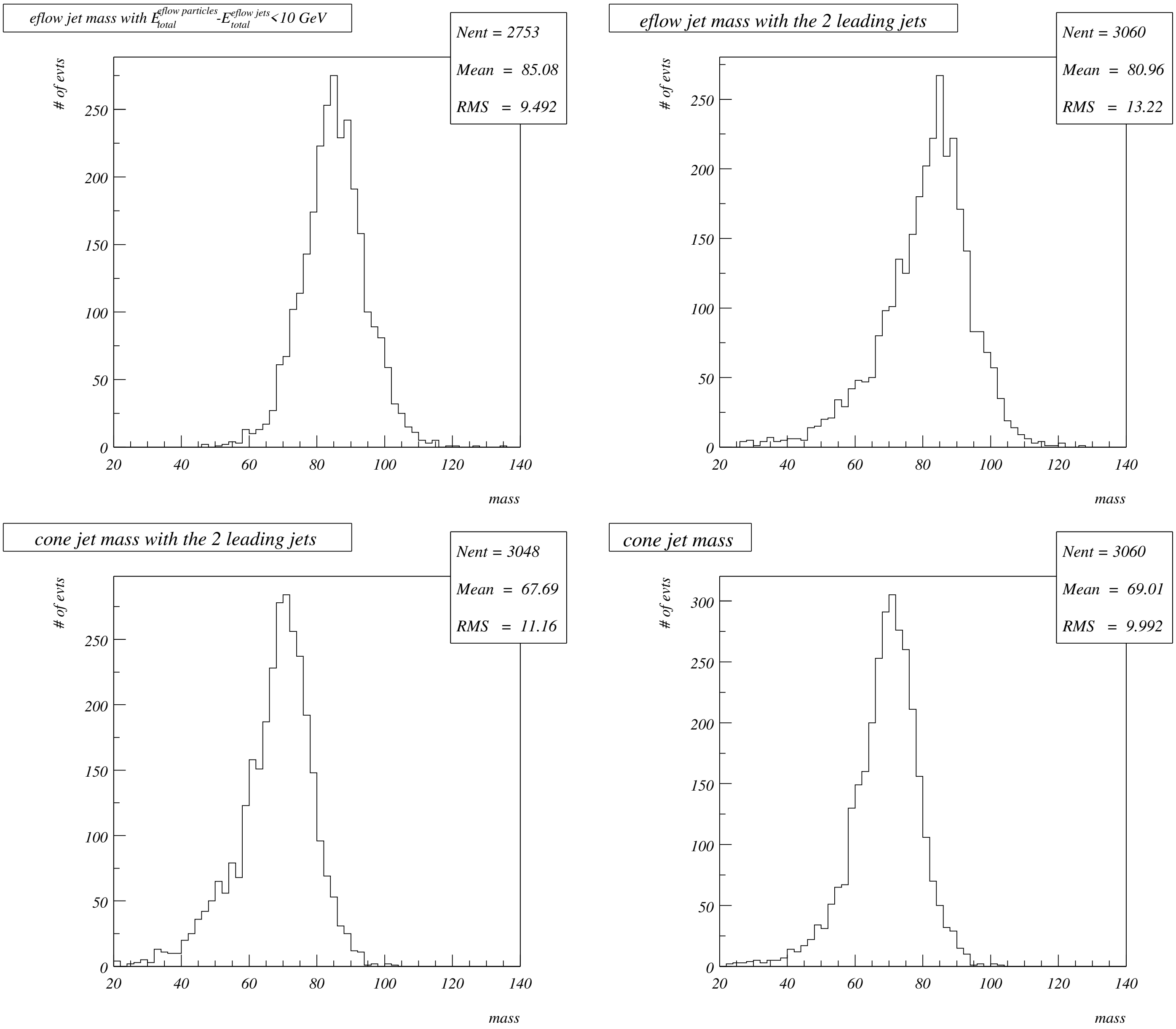


FIG. 5.11 – Distributions de masse invariante à partir des jets energy flow en demandant moins de 10 GeV d'énergie non associée (en haut à gauche), à partir des deux jets energy flow les plus énergétiques (en haut à droite), à partir des deux jets de cône les plus énergétiques (en bas à gauche) et à partir de tous les jets de cône (en bas à droite)

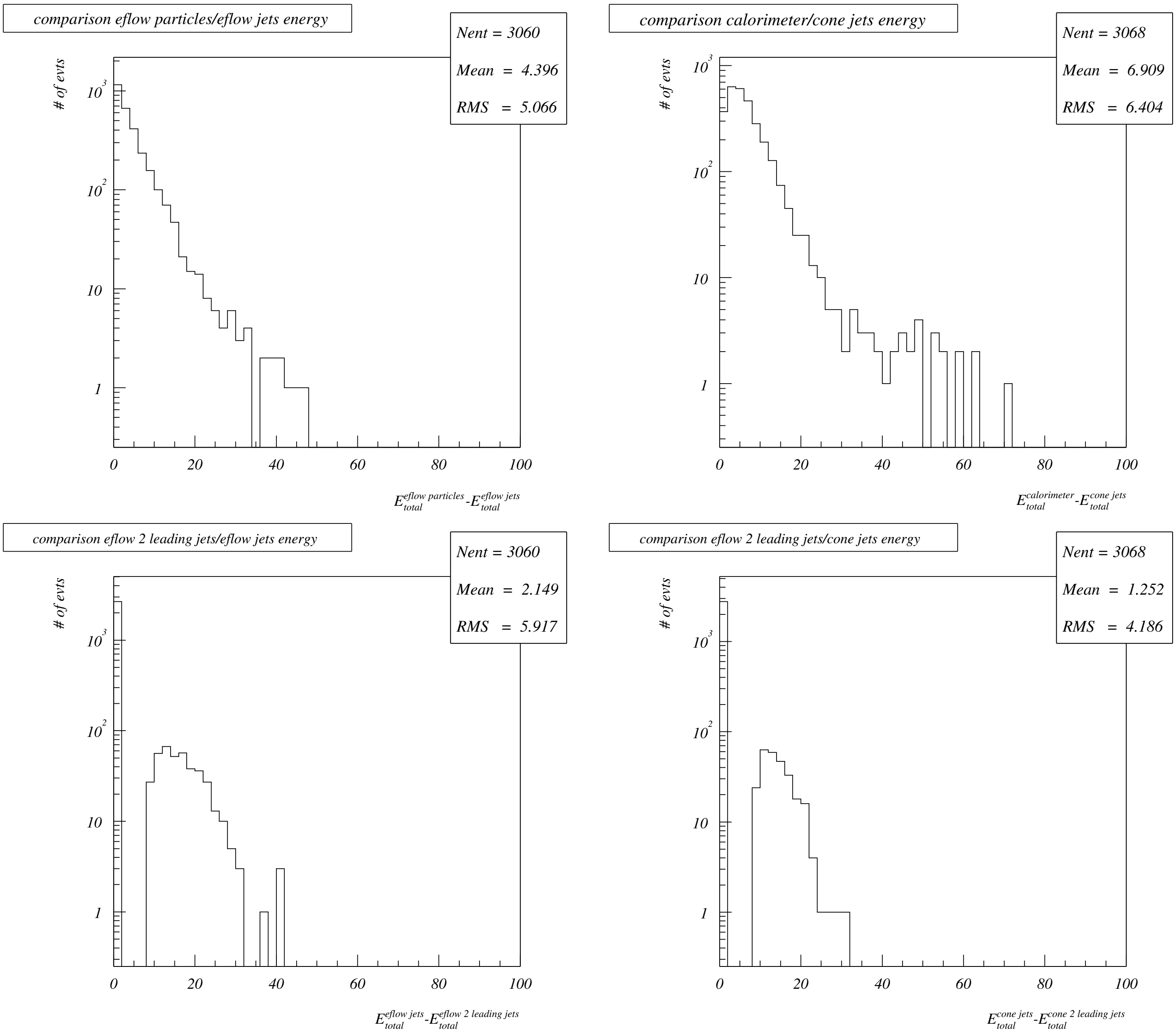


FIG. 5.12 – Différence d'énergie reconstruite entre l'ensemble des jets energy flow et l'ensemble des particules energy flow (en haut à gauche), l'ensemble des jets de cône et l'ensemble de l'énergie déposée dans le calorimètre (en haut à droite), l'ensemble des jets energy flow et les deux jets les plus énergétiques (en bas à gauche) et l'ensemble des jets de cône et les deux jets les plus énergétiques (en bas à droite)

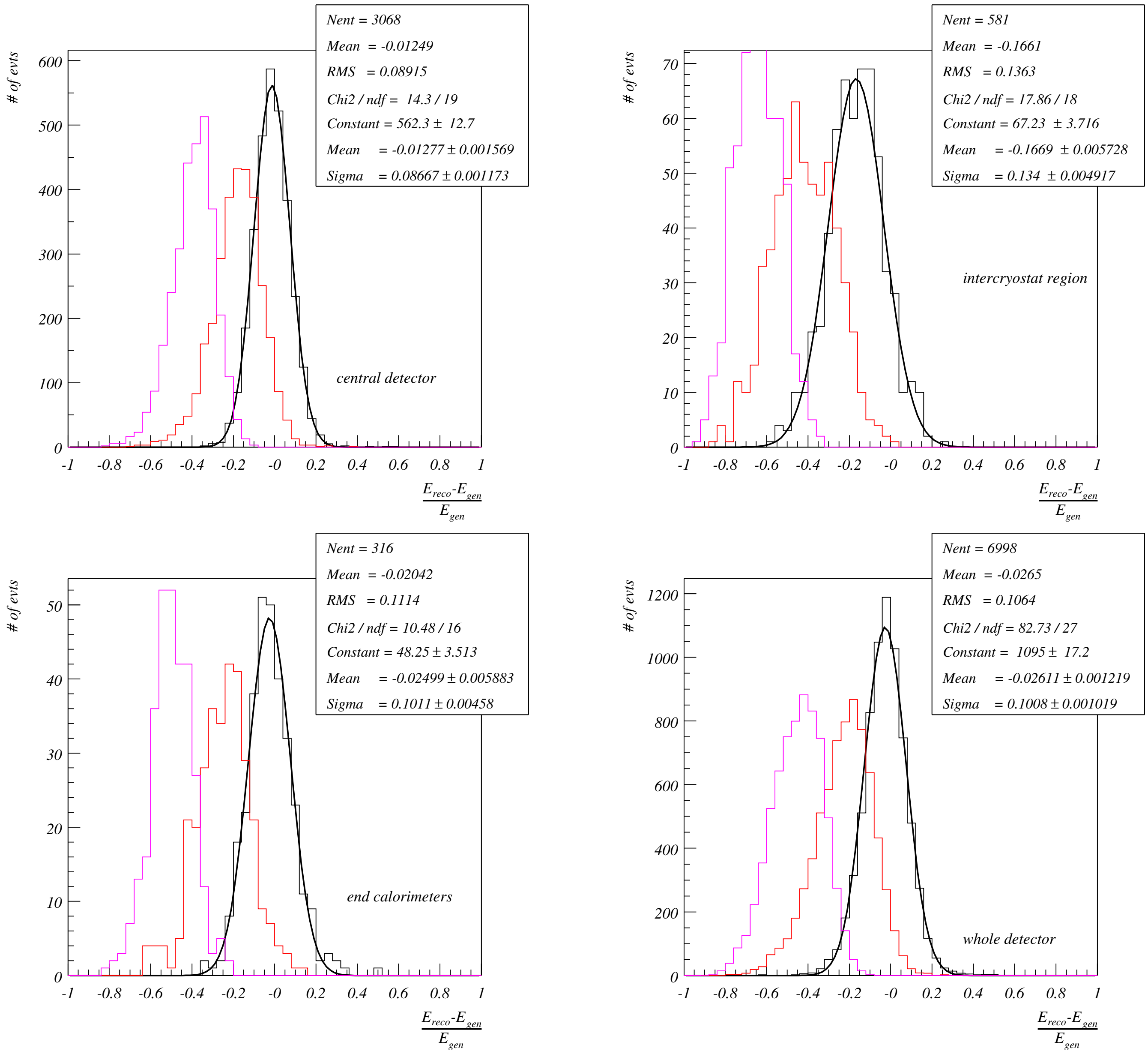


FIG. 5.13 – Distributions de $\Delta E_{rel.}$ dans le détecteur central (en haut à gauche), dans la région intermédiaire (en haut à droite), à l'avant du détecteur (en bas à gauche) et pour l'ensemble du détecteur (en bas à droite). Les trois distributions superposées sont, de gauche à droite, $\Delta E_{rel.}$ pour les clusters cellNN, pour les clusters cellNN calibrés et pour les particules energy flow. L'energy flow utilise ici les traces reconstruites à partir des impacts Monte Carlo.

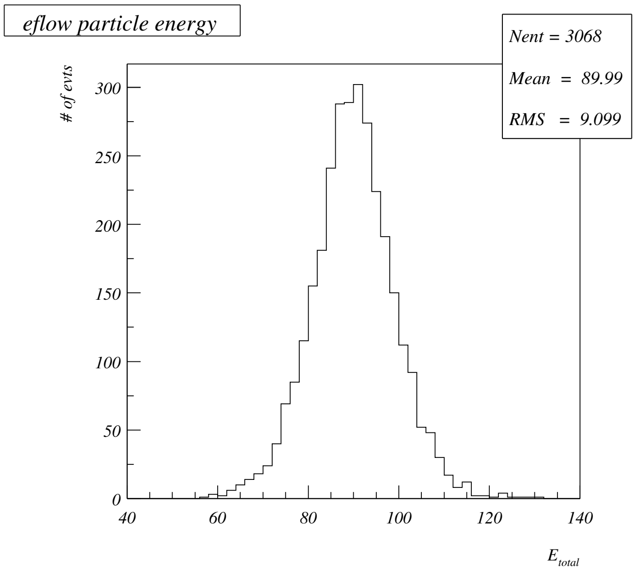


FIG. 5.14 – Distributions de l'énergie totale de toutes les particules energy flow. L'energy flow utilise ici les traces reconstruites à partir des impacts Monte Carlo.

est plus réaliste que celle consistant à remplacer directement les traces reconstruites par les traces Monte Carlo, car on tient compte de l'acceptance du détecteur et des performances du programme de reconstruction. Cependant, l'emploi des impacts Monte Carlo n'est possible que pour le CFT et pas pour le SMT. Les traces reconstruites de cette façon ne sont donc faites que d'impacts dans le détecteur à fibres scintillantes. Cela limite le nombre de points sur la trace et donc la précision de la mesure de l'impulsion (les traces reconstruites avec à la fois des points CFT et SMT ont une meilleure résolution, en effet l'ajustement utilise alors plus de points). Donc même si l'on gagne des traces, on perd en résolution sur l'impulsion de ces traces. De plus, il devient impossible d'appliquer strictement le même algorithme que celui décrit dans la partie précédente. En effet, pratiquement aucune des traces constituées d'impacts uniquement CFT ne passent les critères de qualité établis pour les bonnes traces. Si l'on garde donc l'energy flow telle quelle, seules quelques traces sont utilisées dans l'algorithme. Ainsi, on aura perdu et en efficacité de reconstruction de bonnes traces et en résolution sur leur mesure de l'impulsion. Les résultats présentés dans la suite utilisent donc une version de l'energy flow où les critères de qualité sur les traces ont été supprimés. Toutes les traces sont donc considérées comme bonnes et ce raccourci rend les comparaisons avec les résultas précédents difficiles car l'impact d'une mauvaise trace sur la résolution de l'energy flow n'est pas négligeable.

La figure 5.13 présente les mêmes distributions pour différents algorithmes et pour différentes zones en η que la figure 5.3 en utilisant la reconstruction de traces décrites précédemment. Les distributions sont mieux piquées à 0, de plus la résolution en énergie est meilleure qu'elle ne l'était avec la reconstruction standard des traces. La figure 5.14 présente la distribution de l'énergie totale reconstruite à partir des particules energy flow avec cette meilleure reconstruction de traces (la même distribution avec la reconstruction standard est donnée figure 5.7 en bas à droite). La résolution en énergie avec la reconstruction optimale de traces est de 10.1% contre 10.5%. Ce gain en résolution est le minimum de ce qui peut être espéré d'un gain en efficacité de reconstruction de traces d'abord à cause des avertissements précédents sur la méthode utilisée et également parce que l'algorithme energy flow n'a pas été réoptimisé à cette occasion.

5.4 Perspectives d'amélioration

L'algorithme d'energy flow que j'ai développé pour DØ améliore la résolution en énergie et permet de retrouver la plupart de l'énergie vraie de l'événement notamment dans la partie intermédiaire au niveau des cryostats où la résolution du calorimètre est très dégradée.

Cependant cet algorithme peut certainement être amélioré en travaillant selon plusieurs axes. Il faut se souvenir que dès qu'un hadron neutre est créé, c'est-à-dire dès que l'énergie du cluster est choisie, toute amélioration potentielle de la résolution grâce aux détecteurs de traces est perdue. Or l'étude présentée des résultats de l'algorithme mène clairement à la conclusion qu'il y a trop de créations de faux hadrons. Les développements futurs devront sans aucun doute s'attacher à comprendre les raisons de la création de ces faux hadrons. Les premières pistes d'investigations à regarder peuvent être :

- l'efficacité de reconstruction de traces dans les événements avec des jets : des hadrons neutres peuvent être créés tout simplement parce que la trace correspondante a été perdue
- l'identification des photons : si beaucoup sont perdus parce que leur gerbe a été noyée dans une gerbe hadronique, on aura trop d'énergie hadronique dans le calorimètre par rapport à l'énergie du détecteur de traces, et de nouveau un hadron neutre sera créé
- l'association des traces et des clusters est certainement en cause également : comme on l'a vu, il arrive que dans les associations, l'énergie des traces soit significativement supérieure à l'énergie du cluster auquel elles sont associées, c'est un cas de figure non naturel et qui provient d'une mauvaise association, dans ce cas à nouveau on choisit l'énergie du cluster et non celle des traces
- la calibration des clusters est également un facteur important puisque chaque fois que le choix se porte sur un cluster plutôt que sur une trace c'est la résolution de cellNN qui est en cause, si la calibration peut être améliorée, la résolution de l'energy flow le sera aussi par conséquent

On peut également regretter qu'aucune étude de l'energy flow n'existe sur les données ce qui aurait été la meilleure façon de valider l'algorithme mais aussi de l'optimiser. Notamment, il serait nécessaire de reprendre les estimations des erreurs que ce soit sur les traces ou sur les clusters sur les données. La connaissance des erreurs est capitale pour l'amélioration de la résolution. Toutefois à l'heure actuelle, seules des traces avec le SMT sont reconstruites. L'électronique de lecture de CFT n'a été installée que partiellement lors de l'arrêt du TeVatron pendant un peu plus d'un mois à partir de la fin du mois d'octobre 2001. Le CFT est donc encore dans une phase de compréhension et ne permet pas de reconstruire des traces. L'intérêt de l'energy flow dans ces conditions reste pour l'instant limité.

Chapitre 6

L'utilisation de cellNN dans les données

Tous les résultats présentés jusqu'à présent sur les algorithmes cellNN et energy flow sont basés sur des événements Monte Carlo (à une petite exception près pour cellNN). Toutefois, seules les données permettraient de les valider complètement. En fait seul cellNN est mis à l'épreuve des données dans ce chapitre (comme on l'a vu, actuellement cela n'aurait pas de sens pour l'energy flow). Dans toute la première partie de ce chapitre, je reviens plus systématiquement sur les conditions de la prise de données depuis le démarrage officiel du Run II, le 1^{er} mars 2001. La seconde partie est consacrée à cellNN dans les données.

6.1 Les conditions de prises de données depuis le démarrage du Run II

Les performances du TeVatron depuis sa remise en place sont l'objet du début de ce paragraphe. En effet, l'objectif du Run II, du point de vue de la machine est une augmentation sensible de la luminosité délivrée aux expériences CDF et DØ. Puis l'accent sera mis sur les performances de DØ, et en particulier, celles du calorimètre.

6.1.1 La luminosité délivrée par le TeVatron

Comme on l'a vu au chapitre 2, la chaîne d'accélérateurs avant d'injecter les protons et les antiprotons dans le TeVatron est très longue. La première étape pour atteindre les objectifs de luminosité du Run IIa était la mise en service de l'injecteur principal. Il a été mis en service en 2002 et fonctionne normalement désormais. Depuis le démarrage officiel du Run IIa, le TeVatron est aujourd'hui en mesure de délivrer régulièrement aux expériences une luminosité raisonnable (le pic de luminosité atteint jusqu'à présent est de $10^{31}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ ce qui est équivalent aux luminosités du Run I). Pour améliorer cette luminosité, les principaux facteurs sur lesquels doit travailler le TeVatron sont l'augmentation du nombre d'antiprotons qui atteint seulement 23% de l'objectif du Run IIa et l'augmentation de l'intensité du faisceau de protons qui atteint de l'ordre de 46% des prévisions. Les étapes pour améliorer la luminosité sont maintenant :

1. réduire l'émittance du faisceau d'antiprotons dès la source en
   - réglant les problèmes de vide
   - améliorant le refroidissement dans l'accumulateur
2. réduire les pertes de faisceau entre les différents accélérateurs (par exemple, seuls 75% des antiprotons sont transférés de l'accumulateur à l'injecteur principal ou entre l'injecteur principal et le TeVatron ; au total seuls 24% des antiprotons produits sont transférés dans le TeVatron)
3. améliorer la durée de vie du faisceau en
   - réduisant la taille du faisceau dans le TeVatron
   - optimisant les orbites des faisceaux pour qu'ils soient bien séparés

Les différents problèmes étant cernés, l'injecteur principal devrait fonctionner dans les conditions génériques du Run IIa à la fin de l'année 2002. Une luminosité de $9 \times 10^{31}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ devrait être atteinte à la même période [80]. Cela signifie que DØ peut espérer se voir délivrer $300\,\mathrm{pb}^{-1}$ d'ici la fin de l'année.

6.1.2 Le système de déclenchement

Le déclenchement calorimétrique étant celui qui nous préoccupe, je résume ici l'état de son fonctionnement. Rappelons que déclenchement de niveau 1 place des seuils sur l'énergie contenue dans les tours de déclenchement (tours de 0.2×0.2 en $\eta \times \phi$) et réduit le taux d'événement de 7.5 MHz à 10 kHz. Actuellement, sa couverture en acceptance sur le calorimètre se réduit à $|\eta_{dét}| < 0.8$. De plus pour connaître l'énergie dans une tour, il faut sommer l'énergie des cellules de la tour avec des poids optimisés pour une bonne reconstruction de l'énergie [54]. Ces poids sont implémentés dans le code de reconstruction de DØ. Cependant pour le déclenchement, ce sont des résistances qui font ce travail. Les poids relatifs des différentes couches du calorimètre sont donc difficilement modifiables une fois installés. Une erreur a été faite lors du choix des résistances dont la conséquence est de donner un poids insuffisant à la partie hadronique du calorimètre (à 60% de la valeur nominale) ce qui biaise le déclenchement [81, 79]. La figure 6.1 illustre cet effet. On y voit la fraction électromagnétique de jets de cône de 0.7 pour différents intervalles d'impulsion pour le Monte Carlo et pour les données. La fraction électromagnétique des jets dans les données est plus importante que ce qui était attendu car les jets avec une fraction électromagnétique faible ne déclenchent pas.

Le déclenchement de niveau 2 qui permet de faire des coïncidences entre les données fournies par différents sous détecteurs et construire des jets et qui réduit le taux de données à 1 kHz n'est pas encore opérationnel.

Comme on l'a vu, le déclenchement de niveau 3 est plus sophistiqué car il reconstruit en partie les événements. Les algorithmes qu'il utilise sont simplifiés par rapport à ce qui est fait lors de la reconstruction hors ligne. Il réduit le taux d'événements qu'il enregistre à 50 Hz. A l'heure actuelle, le déclenchement de niveau 3 a de grosse difficulté pour atteindre la bande passante nominale et n'accepte en entrée que 30 Hz au lieu de 1000 Hz. Son rôle de filtre n'est pas encore véritablement utilisé puis qu'il accepte pratiquement tous les événements, puisqu'il est possible d'enregistrer tous les événements à cette fréquence.

Pour le moment, seul un déclenchement de niveau 1 dans le calorimètre central existe pour le calorimètre.

La liste des seuils de déclenchement a changé fin décembre pour s'adapter aux demandes des groupes de physiques. Les deux listes de déclenchement sur des tours calorimétriques intéressantes pour les événements avec jets de grand P_T, pour lesquelles tous les événements déclenchant sont acceptés, sont les suivantes :

- 1 tour de déclenchement de plus de 40 GeV jusque fin décembre
- 4 tours de déclenchement de plus de 5 GeV
  3 tours de plus de 7 GeV
  et 4 tours de plus de 7 GeV après décembre, selon la luminosité

Il est possible de ne pas enregistrer tous les événements déclenchant certains seuils. En effet si ces seuils sont trop bas, on aura beaucoup plus de candidats d'un certain type que ce que l'on désire. Le choix d'accepter tous les candidats ou non d'un filtre dépend de la luminosité. A très basse luminosité, on aura tendance à enregistrer tous les candidats de tous les filtres.

6.1.3 Le calorimètre

La qualité des données du calorimètre a beaucoup évoluée au cours des mois. Avant début septembre, l'électronique n'était pas en temps c'est-à-dire que le calorimètre n'enregistrait pas l'événement qui satisfaisait les conditions de déclenchement mais celui d'un croisement précédent ou du moins, il était dans la queue du signal. L'ajustement global du temps a été fait, mais aucun ajustement fin, d'une partie du détecteur par rapport à l'autre, n'a été réalisé. De septembre à octobre, les données sont très bruyantes : des tours entières de cellules chaudes restent allumées à des énergies très élevées. Fin octobre la prise de données s'est arrêtée pour un mois et demi. Cet arrêt du TeVatron était nécessaire à un réalignement complet du recycleur. Les expériences en ont profité pour continuer leur installation. DØ a utilisé cette longue période d'accès au détecteur pour l'installation de l'électronique de lecture manquante du CFT et des détecteurs de pieds de gerbe. L'installation n'a pas pu être terminée avant la fin de l'accès au détecteur. Toutes les voies axiales du CFT étaient équipées mais il manquait une partie des voies stéréo. Les détecteurs de pieds de gerbe avants n'étaient pas du tout équipés alors que le détecteur de pieds de gerbe central était en cours d'équipement. Cependant depuis, l'installation se poursuit au gré des brefs arrêts du TeVatron pendant lesquels le détecteur est accessible.

Le groupe en charge du calorimètre a profité de cet accès pour stabiliser l'électronique de lecture. Un long travail systématique pour mettre en évidence toutes les voies à l'électronique fragile a été fait. Les cartes BLS dont une ou plusieurs voies présentaient des piédestaux trop éloignées des autres ou des σ sur la valeur des piédestaux trop grands sur une brève période de prise de données ont été réparées. Grâce à ce travail, les données prises après l'arrêt du TeVatron sont de meilleure qualité. De plus, le groupe calorimètre a ajouté la mise à jour des cellules connues comme étant mauvaises à la liste des tâches à accomplir pendant la prise de données par la personne en charge du calorimètre. Les cellules de cette liste sont supprimées lors de la prise de données

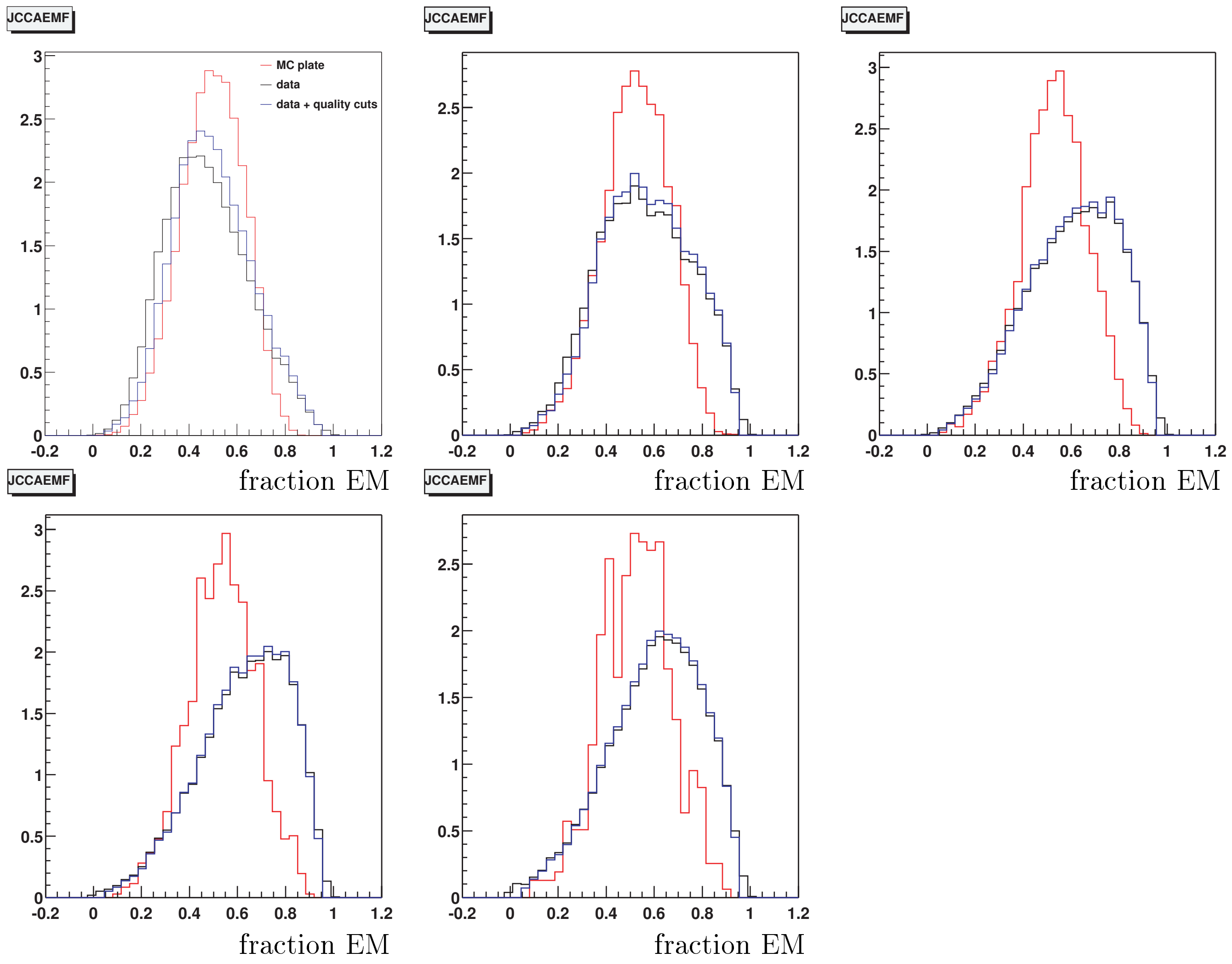


FIG. 6.1 – Superposition de distributions de fraction électromagnétique de jets de cône de 0.7 pour différents intervalles en impulsion transverse (de gauche à droite et de haut en bas $8 < P_T < 12\,\mathrm{GeV}$, $12 < P_T < 16\,\mathrm{GeV}$, $16 < P_T < 20\,\mathrm{GeV}$, $20 < P_T < 25\,\mathrm{GeV}$ et $25 < P_T < 35\,\mathrm{GeV}$) pour les données avec ou sans critères de qualité sur les jets et pour le Monte Carlo.

courantes. Cette liste est obtenue lors des prises de données de calibration. Les cellules sont supprimées si les piédestaux ou le σ sur les valeurs successives des piédestaux sont trop éloignés des valeurs attendues. On ajoute à la liste des cellules à supprimer toutes les cellules qui lors d'une prise de données d'événements zero bias (événements pris lors d'un croisement dans le détecteur sans qu'ils n'aient besoin de satisfaire aucune condition de déclenchement) juste après une prise de données de calibration ont une énergie au-dessus de 0.5 GeV ou qui s'allument plus de 30% du temps [78]. La seule calibration qui est faite consiste à renouveler les prises de données de piédestaux.

Notons également que les données avant et après l'arrêt du TeVatron ont été reconstruites avec des versions différentes du programme de reconstruction. Les changements d'électronique comme les changements de code peuvent participer à l'amélioration de la qualité des données entre les deux périodes de prises de données.

Les données enregistrées par DØ avant la fin octobre ont été reconstruites avec la version p10.07.00 du programme de reconstruction. Après l'arrêt du TeVatron, les données sont reconstruites avec la version p10.11.00. Toutefois entre ces deux versions, les changements concernant les algorithmes de jets sont mineurs.

En revanche, il existe un algorithme permettant de repérer les cellules chaudes du calorimètre : NADA [77] vient remplacer l'algorithme AIDA qui était utilisé au Run I. En fait le taux de mauvaise identification de cellules chaudes d'AIDA était important et il n'a pas été utilisé pour la plupart des analyses au Run I car il avait tendance à supprimer de bonnes cellules dans les jets. Cet algorithme déterminait si une cellule était chaude uniquement à partir des rapports d'énergies dans les cellules voisines du niveau précédent et du niveau supérieur de la même tour. NADA étend cette procédure et utilise maintenant les cellules dans un cube de 0.3×0.3 en $\eta \times \phi$ autour de la cellule candidate. Les cellules candidates sont sélectionnées lorsque leur énergie dépasse 1 GeV. La somme de l'énergie des cellules autour de la cellule candidate est calculée avec uniquement la contribution des cellules de plus de 100 MeV et la cellule centrale est déclarée comme chaude si la somme des énergies du cube est inférieure à 100 MeV. Le traitement de EM3 est spécial du fait de sa quadruple granularité. En fait NADA ignore cette granularité meilleure et regroupe les cellules de EM3, quatre par quatre pour que l'algorithme les voit comme des cellules ordinaires. Enfin, il est apparu que l'algorithme n'était pas performant dans certains niveaux. Par conséquent NADA ne recherche aucune cellule candidate dans les niveaux EM1, EM4, FH1, CH1, ICD et massless gap. De plus NADA ne s'intéresse pas aux cellules d'énergie négatives. Tous ces cas particuliers sont une des raisons pour lesquelles, il est toujours possible qu'il reste, de toute façon, des zones chaudes même après l'utilisation de NADA. De plus si ce n'est pas juste une cellule qui est chaude mais toute une tour ou une région du calorimètre, NADA ne sera pas en mesure de les identifier puisque l'algorithme utilise les voisins directs d'une cellule. NADA a connu quelques évolutions dans les versions du programme de reconstruction postérieures à p10.11.00 pour prendre en compte ces problèmes [78]. L'algorithme décrit ici est celui en vigueur dans p10.07.00 et p10.11.00 or toutes les données dont il est question ici ont été reconstruites avec ces versions du programme de reconstruction. Toutefois ce programme a deux modes de

fonctionnement :
- mode espion : l'information des cellules trouvées par NADA est conservée, cependant elles ne sont pas supprimées de la liste des cellules du calorimètre utilisée par tous les algorithmes de reconstruction calorimétrique
- mode tueur : NADA est utilisé avant le passage de tous les algorithmes de reconstruction calorimétrique et supprime les cellules qu'il a identifiées comme étant chaudes de la liste des cellules du calorimètre

Pour les données datant d'avant l'arrêt du TeVatron (p10.07.00), NADA identifie mais ne supprime pas les cellules chaudes alors que pour les données datant d'après l'arrêt du TeVatron (p10.11.00), NADA supprime toutes les cellules chaudes qu'il a identifiées avant que la reconstruction calorimétrique ne commence. Cette différence majeure participe à la meilleure qualité des données après l'arrêt du TeVatron.

Les résultats de la reconstruction sont biaisés par la présence de cellules chaudes : dès qu'une cellule de très grande énergie est allumée, elle débute la construction d'un jet ou d'un cluster. Par conséquent, dans la région chaude, une grande concentration de jets ou de clusters apparaît alors qu'elle n'est pas naturelle et les zones entourant les régions chaudes sont dépeuplées de tous objets reconstruits. La figure 6.2 à gauche donne une vue, pour une prise de données particulière, de la disposition des clusters cellNN dans les plans (η, ϕ). On voit clairement une accumulation de clusters vers $\eta = 2$ et $\phi = 5.5$. En revanche, si le calorimètre est propre, les objets reconstruits, jets ou clusters, ne sont plus biaisés et sont répartis uniformément dans le plan (η, ϕ) (figure 6.2 à droite par exemple). Notons que les deux distributions de la figure 6.2 ont été faites avec des événements reconstruits avec la version p10.11.00 du programme de reconstruction, c'est-à-dire que les données présentées sur ces figures datent d'après l'arrêt du TeVatron et dans les deux cas, NADA a supprimé les cellules chaudes avant que cellNN ne reconstruise les événements. Comme on l'a vu, NADA n'est pas en mesure de repérer toutes les cellules chaudes. De plus, même si la qualité des données s'est beaucoup améliorée, les périodes où toute une partie du calorimètre n'est pas lue (figure 6.2 à gauche) sont à supprimer complètement des analyses car l'absence totale d'énergie dans une partie du calorimètre donne des distributions d'énergie transverse manquante dont les queues s'étendent jusqu'à des énergies non raisonnables. Une sélection des données reste indispensable.

6.2 CellNN et les données

6.2.1 Sélection des événements

Pour étudier les résultats de cellNN dans les données, j'ai choisi 72 séquences de prise de données successives (ou runs) dans de bonnes conditions du mois de janvier 2002. Les événements sélectionnés sont ceux qui ont passé le filtre minbias, c'est-à-dire que ce sont des événements pour lesquels les interactions qui ont eu lieu ne mettent pas en jeu de grand transfert d'énergie transverse. Il suffit pour enregistrer ces événements que deux signaux en coïncidence avec le croisement des faisceaux soient détectés dans les

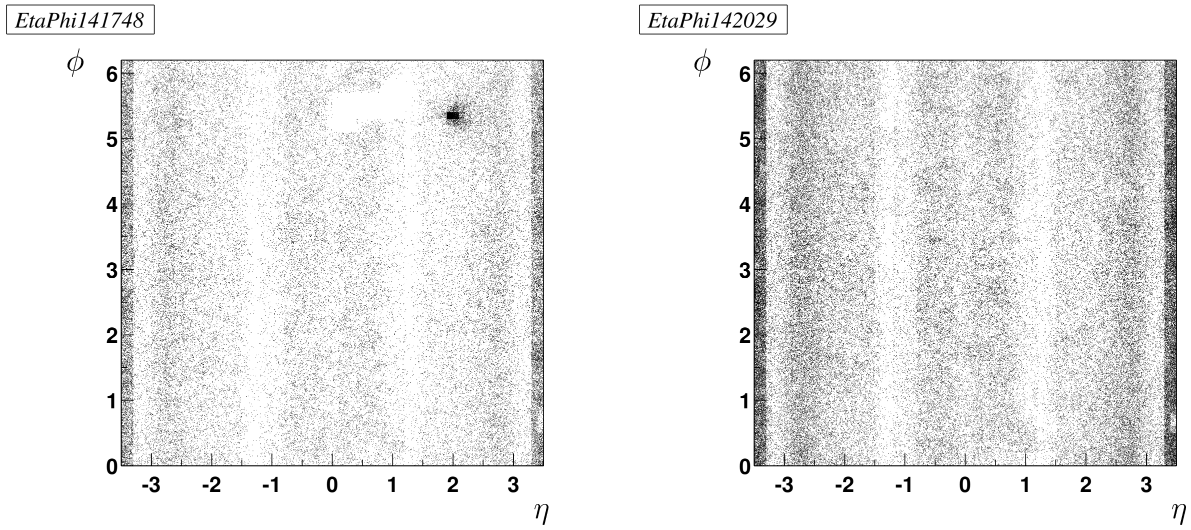


FIG. 6.2 – Distribution de la position des clusters cellNN dans le calorimètre dans le plan (η, ϕ) pour deux séquences de prises de données différentes. A gauche, l'une des armoires d'électronique du calorimètre n'est pas lue et à coté on trouve une région dont les voies s'allument plus que la normale. A droite, la distribution semble plus conforme à ce qui est attendu.

détecteurs de luminosité. Dans les événements minbias, même si les particules produites lors de l'interaction sont plutôt vers l'avant du détecteur, elles sont peu nombreuses et donc isolées. Les événements choisis forment donc un lot d'événements simples à étudier.

Pour décider des bonnes conditions de prise de données lors d'un run, il y a plusieurs étapes de sélection. D'abord aucun run ne doit avoir la valeur moyenne d'une des deux projections sur l'axe x ou sur l'axe y de l'énergie transverse manquante supérieure à 10 GeV sur certaines listes de déclenchement. En effet de telles valeurs moyennes reflètent le fait qu'une partie du calorimètre, plus ou moins importante n'était pas lue au moment de la prise de données. Tous les runs pour lesquels le responsable de la prise de données a pris la peine de consigner que les conditions de lecture étaient mauvaises pour le calorimètre sont également supprimés. Enfin pour les runs restants, on cherche à éliminer les runs avec des régions chaudes évidentes et importantes en dehors de la région intercryostat. Pour cela, pour chaque run, la distribution de l'ensemble des clusters cellNN dans le plan (η, ϕ) est faite (figure 6.2). Si une zone suspecte apparaît sur la distribution, le run est mis de côté. Pour sélectionner, les 72 runs utilisés ici, il a fallu les choisir parmi 96 distributions. Les deux sélections préliminaires avaient déjà supprimé 55 runs. Le lot final représente 85411 événements sans problème flagrant.

L'inconvénient du choix de ces événements minbias est que le modèle Monte Carlo ne les décrit pas forcément bien. Les paramètres du modèle n'ont pas encore été optimisés sur les données pour les reproduire au mieux. De plus l'exercice ne sera pas forcément fait car la fréquence de ces événements dans le détecteur fait que l'on peut en enregistrer autant que l'on veut et superposer de vrais événements minbias à des

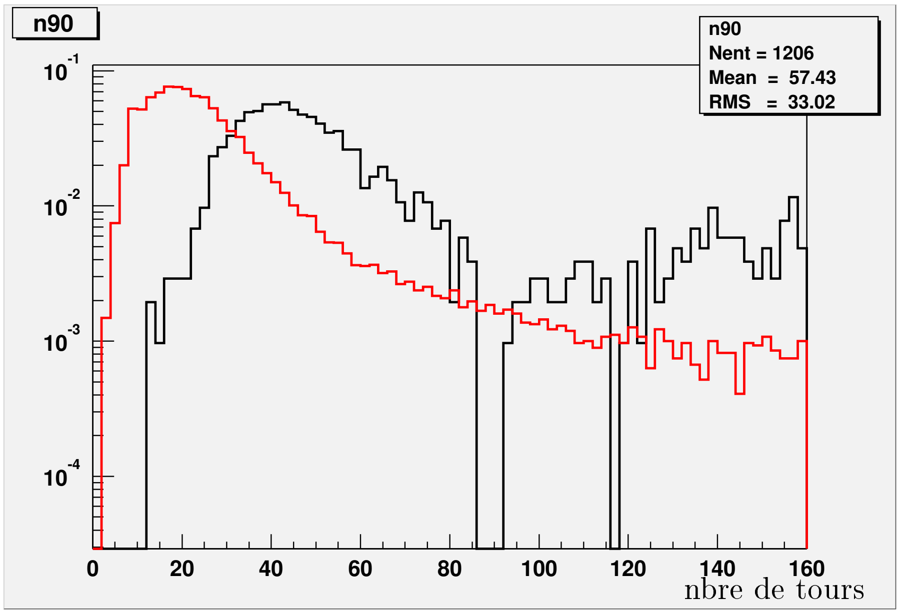


FIG. 6.3 – Superposition des distributions de $n90$ c'est-à-dire le nombre de tours du jet qui contient plus de 90% de l'énergie transverse du jet ($25 < P_T < 35\,\mathrm{GeV}$, cône de 0.7) pour les données avec critères de qualité sur les jets (en rouge) et pour le Monte Carlo (en noir). Il faut beaucoup moins de tours pour contenir l'énergie du jet dans les données que dans le Monte Carlo. Dans les données, les événements satisfont les déclenchements un muon ou deux muons de manière à ne pas avoir de jets biaisés.

événements Monte Carlo d'interaction dure comme cela a été fait au Run I. Pour limiter au maximum ce problème qui empêcherait toutes comparaisons de distributions globales, les 10000 événements Monte Carlo choisis ont été générés avec Pythia dont les paramètres ont été optimisés sur des événements minbias de CDF au Run I [76]. Enfin on se concentrera sur des distributions de forme de clusters. Dans ce cas, seule la façon dont est reproduite la formation des gerbes dans le calorimètre par GEANT est testée plutôt que le modèle choisi d'événements minbias.

Les comparaisons des jets reconstruits dans les données et des jets reconstruits sur des particules Monte Carlo montrent déjà des désaccords. Notamment la taille des jets (nombre de tours formant le jet) pose problème. Les jets sont beaucoup plus fins dans les données que dans le Monte Carlo comme l'illustre la figure 6.3 qui superpose la distribution de la variable $n90$ pour les jets de cône de 0.7 sur les données et sur des événements Monte Carlo. $n90$ est le nombre de tours dans lesquelles 90% de l'énergie transverse du jet est contenu [81, 79]. Grâce aux clusters cellNN, il est possible de séparer les effets électromagnétiques des effets hadroniques et de voir si le même désaccord global se retrouve ou non.

6.2.2 Sélection des clusters

Les clusters sont choisis centraux ($|\eta_{dét}| < 0.8$) et de deux types différents, électromagnétiques et hadroniques. Les clusters satisfont tous la sélection suivante qui permet un nettoyage des cellules chaudes restantes malgré les étapes de nettoyage précédentes :
- fraction d'énergie dans FH1< 0.8
- fraction d'énergie dans FH2< 0.8
- fraction d'énergie dans FH3< 0.8
- fraction d'énergie dans CH1< 0.15
- fraction d'énergie dans les détecteurs intercryostats et massless gap< 0.05

Les cellules du calorimètre plus grossier et appartenant aux détecteurs intercryostats et massless gap sont limitées au maximum car beaucoup de cellules chaudes se concentrent dans ces niveaux (NADA n'a pas d'action dans ces compartiments et leur fraction d'échantillonnage est faible donc le poids appliqué aux dépôts dans ces niveaux est important) mais en même temps, on ne peut pas supprimer toute contribution du dernier niveau du calorimètre pour les gerbes hadroniques. Le lot de clusters électromagnétiques satisfait les coupures suivantes :
- fraction d'énergie électromagnétique> 0.9
- fraction d'énergie dans EM1> 0.05
- fraction d'énergie dans EM2> 0.05
- $0.4 <$ fraction d'énergie dans EM3 < 0.7

Le lot de clusters hadroniques satisfait les coupures suivantes :
- fraction d'énergie hadronique > 0.9
- fraction d'énergie dans FH1> 0.05
- fraction d'énergie dans FH2> 0.1
- fraction d'énergie dans FH3> 0.05

Un minimum d'énergie dans chacun des niveaux hadroniques permet de sélectionner les clusters correspondants à un réel développement de gerbe.

6.2.3 Résultats

La figure 6.4 présente pour l'ensemble des clusters sélectionnés (électromagnétiques et hadroniques) les distributions d'impulsion transverse, η et ϕ. L'accord entre les données (les triangles) et le Monte Carlo (les traits pleins) est correct ce qui laisse penser que le modèle choisi de simulation d'événements minbias est réaliste. De plus la distribution de ϕ étant plate, on sait qu'il ne reste pas de zone chaude résiduelle évidente. Le fait que l'accord ne soit pas parfait n'est pas entièrement à mettre sur le compte du modèle comme on va le voir. Pour s'affranchir du modèle de minbias choisi, et mettre en évidence l'origine des différences de la figure 6.4, les distributions suivantes s'intéressent uniquement aux formes des clusters. Notons que dans toutes les figures superposant données et événements Monte Carlo, chaque distribution est normalisée de sorte que son intégrale vaille un avant toute comparaison.

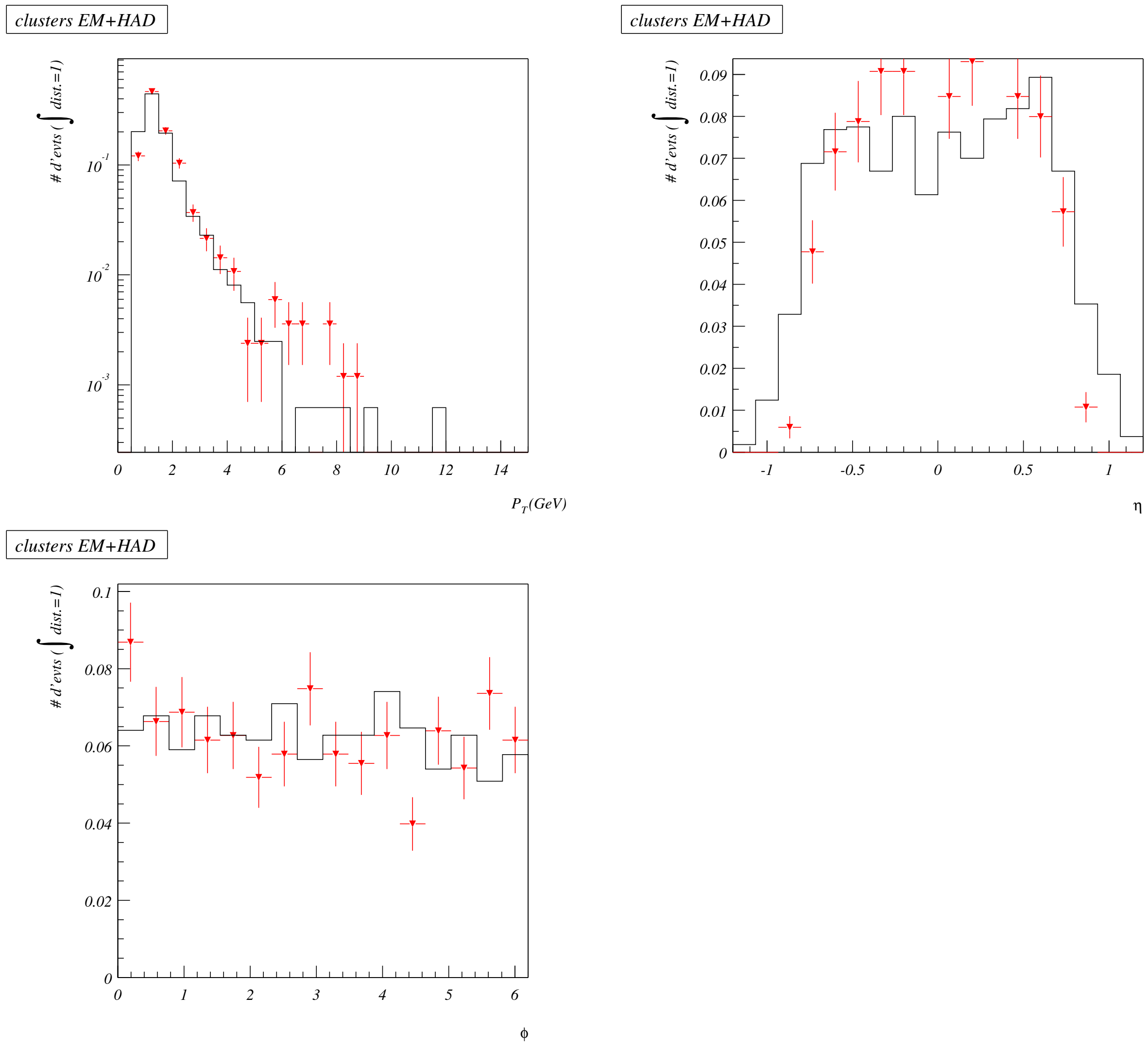


FIG. 6.4 – Distributions de l'impulsion transverse en haut à gauche, de η en haut à droite et de ϕ en bas, de l'ensemble des clusters (électromagnétiques et hadroniques). Les triangles sont les données, les traits pleins sont les événements Monte Carlo.

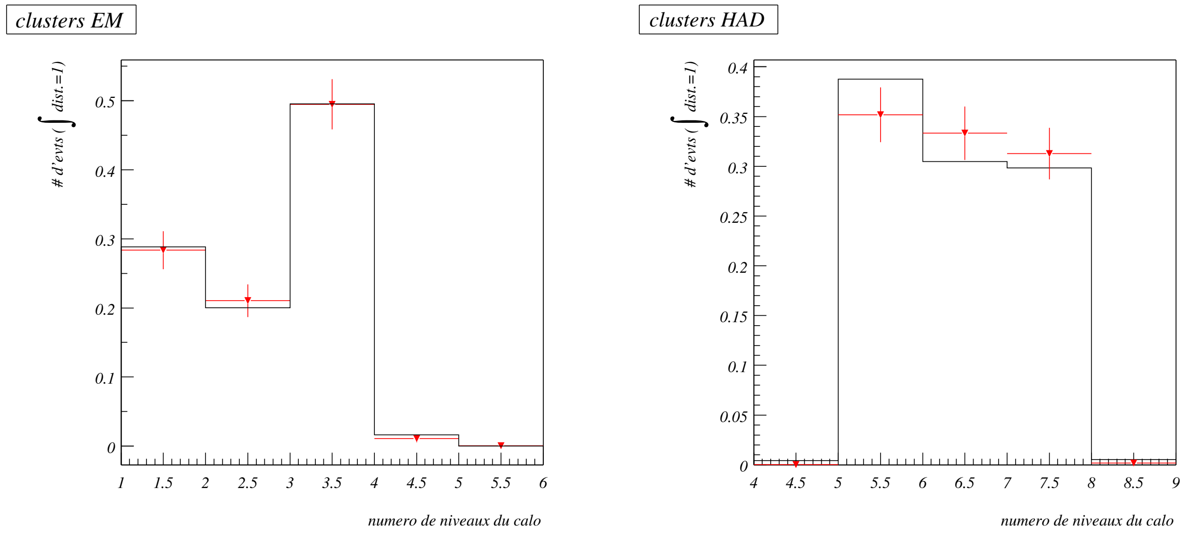


FIG. 6.5 – Profils longitudinaux de la fraction d'énergie dans chaque niveau en fonction du niveau pour les clusters électromagnétiques à gauche et hadroniques à droite (1=EM1, 2=EM2, 3=EM3, 4=EM4, 5=FH1, 6=FH2, 7=FH3 et 8=CH1). Les triangles sont les données, les traits pleins sont les événements Monte Carlo.

La figure 6.5 représente l'évolution des profils longitudinaux des gerbes électromagnétiques et hadroniques sélectionnées à partir des critères précédemment évoqués en fonction de la profondeur dans le calorimètre. L'accord entre les données et les événements Monte Carlo est excellent pour les gerbes électromagnétiques et bon pour les gerbes hadroniques. Notons tout de même que l'absence d'énergie dans CH1 est due à la sélection, en effet on aurait normalement pu s'attendre à trouver de l'énergie dans ce niveau lors d'un développement de gerbes hadroniques. Comme un nombre important de cellules chaudes se trouve concentré dans ce niveau, l'accord entre les données et les événements Monte Carlo n'y aurait sûrement pas été très bon. Cependant la coupure très forte sur l'énergie dans ce niveau est justifiée par la volonté de conserver un échantillon de clusters hadroniques sans cellule chaude.

L'ensemble des figures 6.6 se concentre sur la forme des clusters et met en évidence de plusieurs façons différentes le même désaccord entre les données et les événements Monte Carlo pour les gerbes hadroniques. Les trois premières figures concernent les clusters électromagnétiques. L'accord est très bon entre les données et les événements Monte Carlo que ce soit pour $n90$ (à gauche) qui représente le nombre de cellules contenant 90% de l'énergie du cluster, pour la largeur du cluster en η (au milieu) ou en ϕ. La largeur suivant η (respectivement ϕ) d'un cluster est calculée comme le RMS du η (respectivement ϕ) des cellules formant les clusters pondérés par l'impulsion transverse de la cellule. En revanche sur les trois dernières figures où les distributions sont les mêmes mais pour des clusters hadroniques, il apparaît que les clusters dans les données sont moins larges en η et en ϕ et sont faits de moins de cellules que dans les événements Monte Carlo. En fait, en général, il semble que les gerbes hadroniques soient moins étalées pour les clusters hadroniques dans les données. On fait le même constat si l'on regarde le nombre de cellules constituant le cluster plutôt que le nombre de cellules contenant 90% de l'énergie du cluster. Les clusters dans les données sont en moyenne faits de six cellules alors qu'ils font en moyenne dix cellules sur des événements Monte Carlo. L'effet est le même que celui noté sur les jets de cône sur les distributions de $n90$ (figure 6.3). Cependant ici, les effets électromagnétique et hadronique sont séparés et on en conclut que seul le calorimètre hadronique contribue au désaccord données-événements Monte Carlo.

Muni de cette nouvelle information, il est intéressant de revenir à la distribution globale de l'impulsion transverse des clusters, en gardant à l'esprit que l'accord entre les données et les événements Monte Carlo dépend de la pertinence du modèle utilisé. La figure 6.7 présente la distribution d'impulsion transverse pour les clusters électromagnétiques et hadroniques séparément alors que la figure 6.4 donnait la distribution globale pour l'ensemble des clusters. De nouveau, l'accord est meilleur pour les clusters électromagnétiques (à gauche). Sur cette distribution particulière, comme on sait par ailleurs que les clusters électromagnétiques des événements Monte Carlo reproduisent bien les données, les différences entre les distributions en impulsion transverse des données et des événements Monte Carlo reflètent uniquement les carences du modèle d'événements minbias Monte Carlo choisi. En revanche les clusters hadroniques (à droite) sont en moyenne comme intervalle par intervalle moins énergétiques dans les données que dans les événements Monte Carlo. L'excès d'énergie dans les événements Monte Carlo va dans le même sens que le fait que les clusters hadroniques sont constitués de plus de cellules dans les événements Monte Carlo (figure 6.6).

L'idée que le calorimètre semble perdre de l'énergie et en particulier le calorimètre hadronique est également confirmée par les comparaisons faites par le groupe échelle d'énergie qui, comme on l'a vu au chapitre 4, s'intéresse à la réponse du calorimètre notée R_{jet} pour en déduire la correction à apporter aux jets pour retrouver leur énergie vraie [73]. La figure 6.8 présente cette réponse en fonction de l'énergie transverse pour le Run I (à gauche) et pour le Run II (à droite). Pour le Run II, seule la réponse du calorimètre central est donnée. Pour la même énergie, 80 GeV, la réponse du calorimètre central n'atteint pas 80% de l'énergie vraie au Run II alors qu'elle dépassait 83% au Run I. De plus si l'on extrapole les résultats du Run II à de plus grandes énergies, comme la pente est bien plus faible que sur la distribution du Run I, la différence s'accentue.

L'ensemble des résultats sur les jets met en évidence un désaccord entre les données et le Monte Carlo. CellNN avec l'information complémentaire qu'il apporte, a permis de localiser le problème du côté du calorimètre hadronique dans lequel il semble qu'il manque des cellules et donc de l'énergie. Il est possible que les coupures initiales faites sur les cellules de plus de 0.5 GeV ou allumées plus de 30% du temps lors des acquisitions d'événements zero bias soient trop fortes c'est-à-dire qu'elles ne suppriment pas que du bruit dans le calorimètre hadronique mais aussi du signal. On peut également penser que les σ des piédestaux sont plus grands dans les données que dans la simulation. En effet, il est apparu que les piédestaux des deux SCA parallèles étaient différents. On supprime alors plus de cellules dans les données. Enfin, les cellules hadroniques ont des préamplificateurs spécifiques (cf. chapitre 3) et il est possible que leur ajustement en

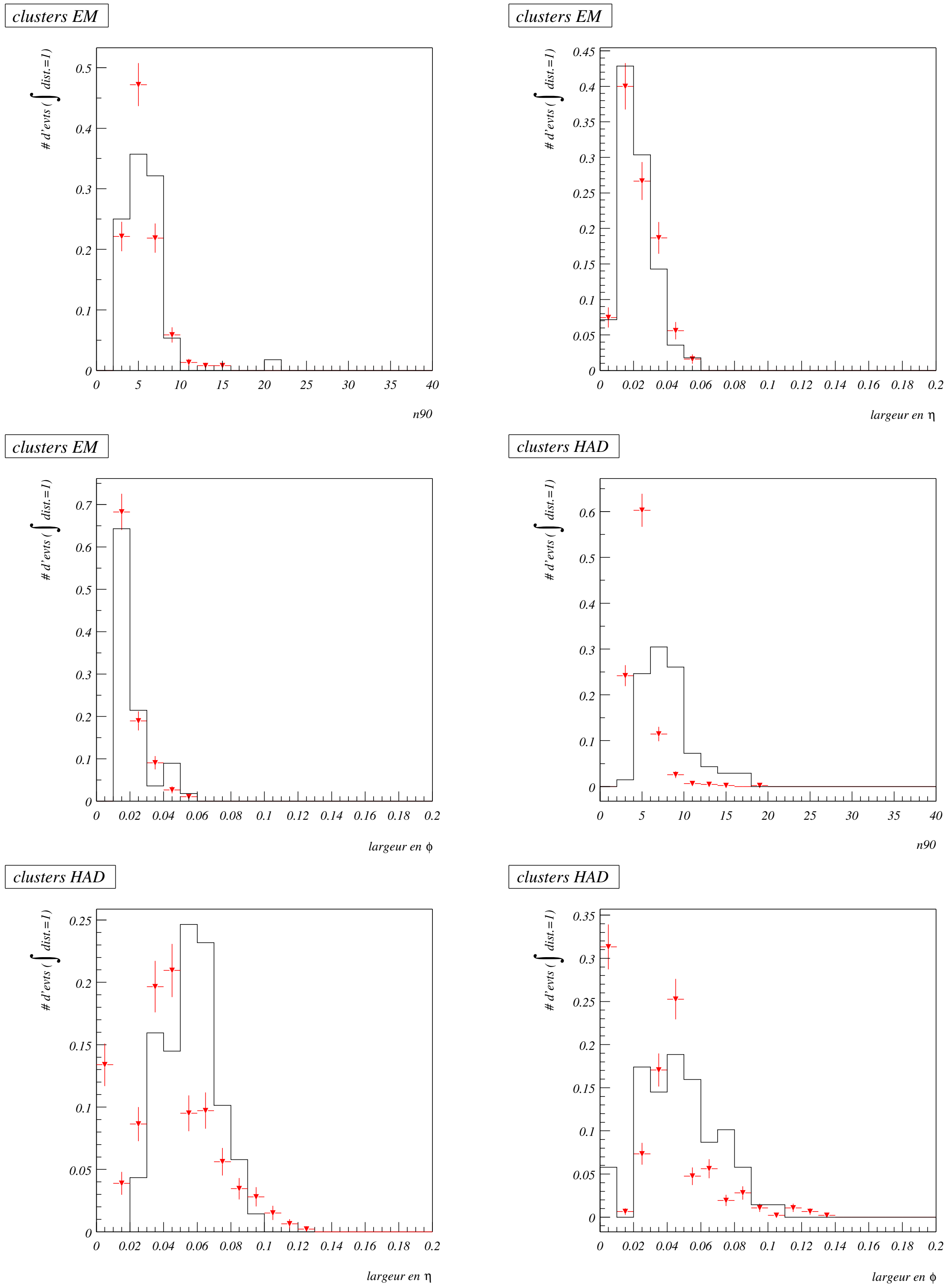


FIG. 6.6 – De gauche à droit et de haut en bas, les trois premières distributions concernent les clusters électromagnétiques et les trois dernières, les clusters hadroniques. De gauche à droite, on trouve $n90$ (le nombre de cellules contenant 90% de l'énergie du cluster), la largeur du cluster en η et sa largeur en ϕ. Les triangles sont les données, les traits pleins sont les événements Monte Carlo.

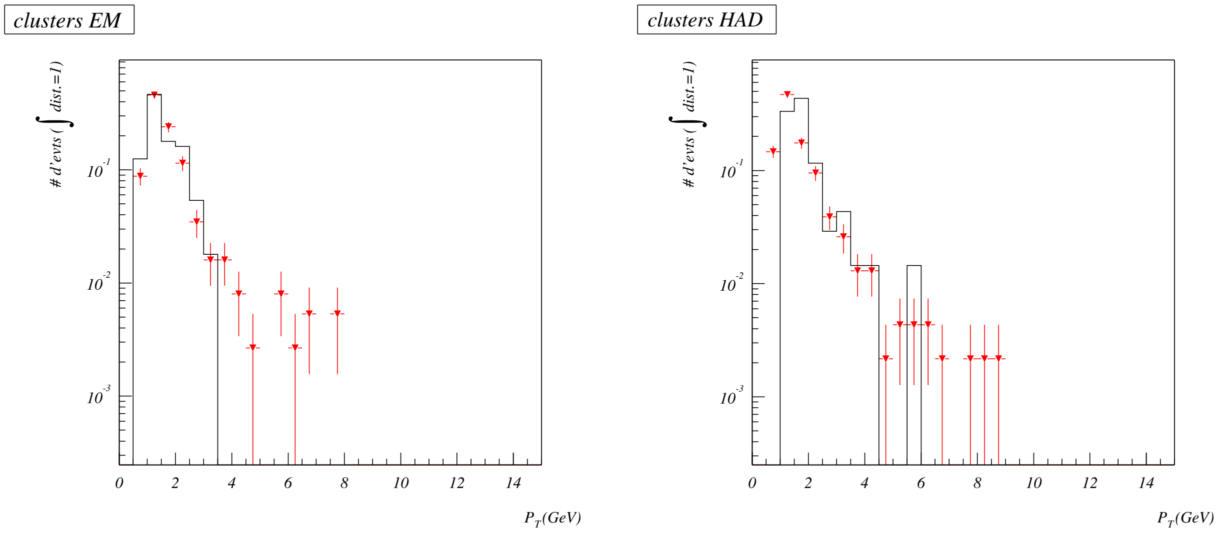
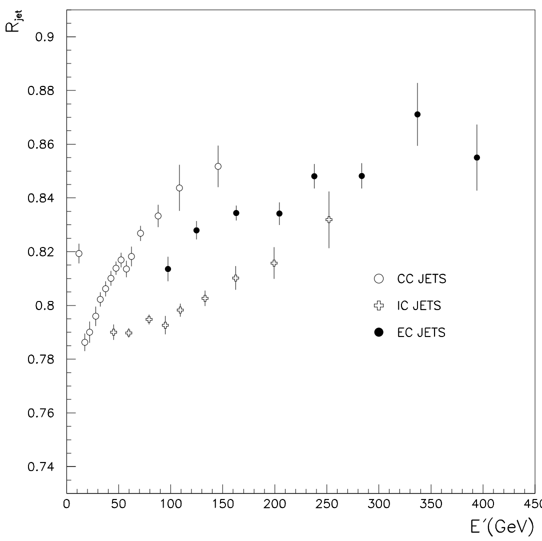


FIG. 6.7 – A gauche, distribution de l'impulsion transverse des clusters électromagnétiques et à droite Les triangles distribution de l'impulsion transverse des clusters hadroniques sont les données, les traits pleins sont les événements Monte Carlo.

temps ne soit pas bon et que ces cellules n'aient pas le gain approprié.



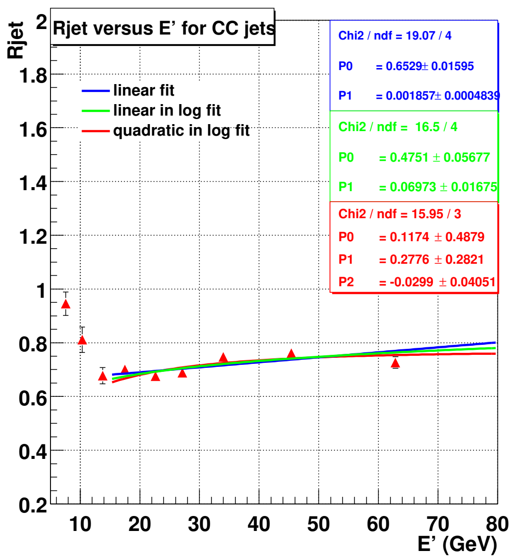


FIG. 6.8 – La réponse des jets, R_{jet} en fonction de $E'(= E_{T_\gamma} \cosh(\eta_{jet}))$ au Run I à gauche dans les trois régions du calorimètre et au Run II à droite dans le calorimètre central. La réponse des jets au Run II est plus faible qu'elle ne l'était au Run I.

Chapitre 7

Analyse

La recherche de squarks et gluinos basée sur les données recueillies par DØ depuis le démarrage du Run IIa ne peut mener qu'à des limites d'exclusion bien inférieures à celles obtenues par les analyses du Run I de CDF ou DØ. En effet, des luminosités comparables à celles utilisées lors des dernières analyses Run I ($84\,\mathrm{pb}^{-1}$ pour CDF [28] et $\sim 90\,\mathrm{pb}^{-1}$ pour DØ [82]) ne seront atteintes qu'à la fin de l'année.

Ce chapitre présente donc une analyse, basée sur des événements Monte Carlo, qui donnera une indication des limites d'exclusion que pourra mettre DØ sur les masses des squarks et des gluinos avec une luminosité intégrée de $100\,\mathrm{pb}^{-1}$. Toutefois, la première partie de ce chapitre se concentre sur la détermination des efficacités des trois seuils de déclenchement de niveau 1 actuels, intéressants pour cette analyse. En effet, afin de se placer dans des conditions réalistes, l'analyse Monte Carlo, qui vient en deuxième partie de chapitre, tient compte des conclusions de l'étude menée sur les efficacités des seuils de déclenchement. Enfin, en troisième partie, l'analyse Monte Carlo est appliquée aux données recueillies jusqu'à présent ($0.75\,\mathrm{pb}^{-1}$). Des comparaisons des prédictions du Monte Carlo et des données peuvent ainsi être faites.

7.1 Choix d'un déclenchement pour le signal squarks et gluinos

La recherche de squarks et gluinos requiert un seuil de déclenchement pour lequel tous les événements passant ce seuil sont enregistrés. Lorsqu'un seuil laisse passer trop d'événements, on réduit son taux de déclenchement en n'acceptant qu'un événement sur N pour revenir à des taux viables pour le système d'acquisition. Si l'on choisit un seuil de déclenchement pour lequel ce facteur n'est pas égal à un, l'efficacité de collection du signal de ce seuil est à diviser par ce facteur. On ne s'intéresse donc qu'aux seuils de déclenchement pour lesquels tous les événements sont enregistrés.

Comme on l'a vu au chapitre précédent, dans la liste de seuils de déclenchement utilisée depuis la fin du mois de décembre, seuls trois seuils satisfont ce critère. Ce sont des seuils en énergie transverse sur les tours de déclenchement calorimétrique de niveau 1. En effet, comme on l'a vu, seul le niveau 1 est actif. De plus, même si le signal recherché est caractérisé par son énergie transverse manquante, aucun déclenchement n'utilise cette information pour l'instant puisque le déclenchement calorimétrique de niveau 1 se limite à l'acceptance $|\eta| < 0.8$. Les trois seuils utilisables sont :

1. 3 tours de déclenchement de plus de 7 GeV (=3CJT7)
2. 4 tours de déclenchement de plus de 5 GeV (=4CJT5)
3. 4 tours de déclenchement de plus de 7 GeV (=4CJT7)

Comme je l'ai signalé plus tôt, les tours de déclenchement couvrent 0.2×0.2 en $\eta \times \phi$.

Pour s'affranchir des efficacités de déclenchement dont une mesure précise est difficile pour le moment, on aimerait pouvoir choisir des coupures minimales d'analyse telles que le déclenchement soit 100% efficace. La détermination des efficacités de déclenchement des trois seuils précédents est l'objet du prochain paragraphe. On recherche ces efficacités pour les jets de cône de rayon 0.5 qui sont utilisés ensuite pour l'analyse.

Deux difficultés se présentent lorsque l'on recherche des efficacités de seuil de déclenchement calorimétrique :

- il n'est pas encore possible[1] de lire les tours de déclenchement, par conséquent, dans un événement, il est impossible de savoir quel(s) jet(s) a (ont) déclenché
- la seule information accessible à propos d'un événement est les seuils de déclenchement qu'il a effectivement passés ; en particulier si un événement satisfait un certain seuil de déclenchement mais n'a pas été enregistré pour ce seuil parce qu'un facteur de réduction de taux de déclenchement était appliqué, l'information que cet événement passait ce seuil est perdue ; cela changera à l'avenir

A priori, pour connaître l'efficacité d'un seuil de déclenchement, il suffit d'avoir un lot d'événements de contrôle non biaisé pour ce déclenchement. Le nombre d'événements de ce lot qui auront passé ce seuil donne accès à l'efficacité de déclenchement pour ce seuil. A priori, on a un lot d'événements de contrôle tout trouvé avec les événements passant le déclenchement de biais minimum. Le facteur de réduction du taux de déclenchement de biais minimum est de l'ordre de 700000. Par conséquent, la probabilité d'avoir un lot d'événements de statistique raisonnable ayant à la fois allumé le déclenchement de biais minimum et l'un des seuils de déclenchement qui nous intéressent pour couvrir une zone en énergie transverse allant jusqu'à $60 - 70$ GeV est très faible. Il s'est avéré impossible d'utiliser des événements de biais minimum pour cet usage.

Il existe un autre déclenchement qui n'est pas biaisé pour le calorimètre et qui pourrait fournir un lot d'événements de contrôle. Ce sont les déclenchements sur les muons qui laissent plus l'espoir car le déclenchement sur un muon a un facteur de réduction de l'ordre de 100 et le déclenchement sur deux muons n'en a pas. On pourrait penser que les déclenchements sur des muons biaisent le lot d'événements vers un contenu accru en jet de saveurs lourdes. En fait, à ce niveau de déclenchement, les faux

[1]Plus exactement, l'information existe dans les données sur une partie de la statistique uniquement mais elle n'est pas sous la forme attendue. Sous cette forme, avoir accès à l'information nécessiterait l'utilisation de programmes non standard. En fait, il faudrait écrire le programme permettant d'entrer l'information dans le root-tuple et reproduire tous les root-tuples ce qui demanderait beaucoup de temps.

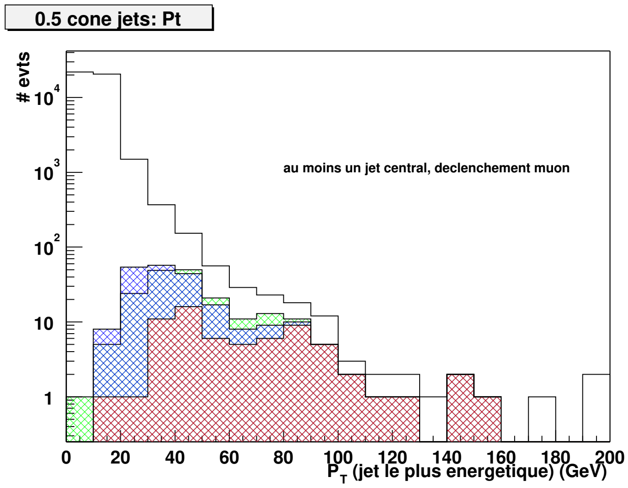


FIG. 7.1 – Le nombre d'événements passant les déclenchements muon et pour lesquels un jet a été reconstruit dans le centre du détecteur ($|\eta| < 0.8$) en fonction du P_T du jet (histogramme vierge). Les autres histogrammes représentent ceux qui parmi ces événements ont, en plus, passé respectivement le déclenchement 3CJT7 (hachures vertes), 4CJT5 (hachures bleues) et 5CJT7 (hachures rouges).

muons et les muons issus de désintégration en vol de pion ou de kaon forment une large partie de l'échantillon. Le lot de contrôle se fabrique à partir de tous les événements ayant allumé un déclenchement sur les muons (un muon dans le détecteur central, un muon dans un détecteur bouchon, deux muons dans le détecteur central, deux muons dans les détecteurs bouchons) pour lequel au moins un jet (cône de rayon 0.5) de bonne qualité a été reconstruit dans le calorimètre central ($|\eta| < 0.8$). Les critères de qualités sur un jet sont ceux établis par le groupe jets et énergie transverse manquante :

- $0.05 < fraction\ EM < 0.95$ où $fraction\ EM$ est la fraction électromagnétique du jet
- $fraction\ CH < 0.4$ où $fraction\ CH$ est la fraction d'énergie du jet déposée dans la section hadronique plus grossière du calorimètre
- $HotF < 10$ où $HotF$ est le rapport de l'énergie transverse de la cellule la plus énergétique et de la deuxième cellule la plus énergétique
- $n90 > 1$ où $n90$ est le nombre de tours dans lesquelles se répartissent 90% de l'énergie transverse du jet

La figure 7.1 présente les événements du lot de contrôle ainsi sélectionnés, ainsi que parmi ces événements, ceux qui ont déclenché les seuils 3CJT7, 4CJT5 et 4CJT7. On voit qu'à partir de 60 GeV, il ne reste que peu d'événements.

De plus, ce lot de contrôle doit être réduit car pour savoir quel jet a contribué au déclenchement, il est nécessaire de demander qu'il n'y ait qu'un seul bon jet dans l'acceptance $|\eta| < 0.8$. Il sera donc impossible d'atteindre les énergies transverses pour lesquelles 3CJT7, 4CJT5 et 4CJT7 sont 100% efficaces. Toutefois, il existe trois autres seuils de déclenchement permettant de s'affranchir de ce problème qui ont la bonne propriété de ne pas subir de facteur de réduction :

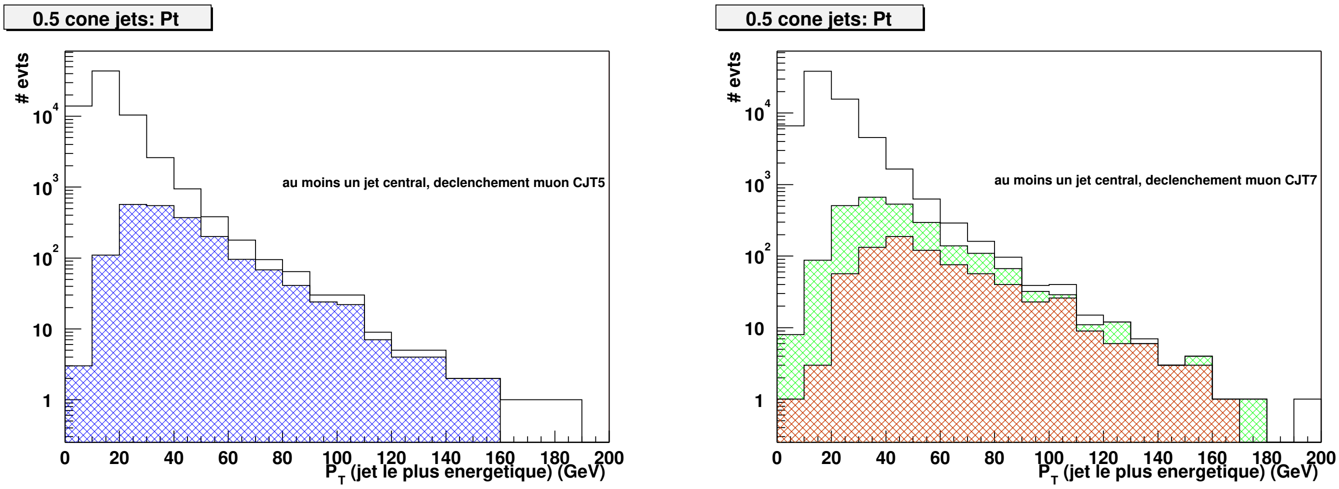


FIG. 7.2 – Le nombre d'événements passant les déclenchements muon plus une tour calorimétrique (de plus de 5 GeV à gauche et de plus de 7 GeV à droite)et pour lesquels un jet a été reconstruit dans le centre du détecteur ($|\eta| < 0.8$) en fonction du P_T du jet (histogramme vierge). Les autres histogrammes représentent ceux qui parmi ces événements ont, en plus, passé respectivement le déclenchement 3CJT7 (hachures vertes), 4CJT5 (hachures bleues) et 4CJT7 (hachures rouges).

- un muon central et une tour de déclenchement calorimétrique de plus de 5 GeV (=1CJT5)
- un muon central et une tour de déclenchement calorimétrique de plus de 7 GeV (=1CJT7)
- un muon à l'avant et une tour de déclenchement calorimétrique de plus de 7 GeV (=1CJT7)

Les efficacités de déclenchement de 3CJT7, 4CJT5 et 4CJT7 se déterminent donc en deux temps :

1. on détermine les efficacités de déclenchement de 1CJT5 et 1CJT7 grâce aux déclenchements sur les muons seuls qui servent de lots de contrôle et aux déclenchements sur les muons plus une tour ; il n'est pas nécessaire ici d'atteindre de grandes énergies transverses car on peut espérer que 1CJT5 et 1CJT7 atteignent leur pleine efficacité assez tôt
2. on détermine les efficacités de déclenchement de 3CJT7, 4CJT5 et 4CJT7 grâce aux déclenchements sur les muons associés à une tour de déclenchement ; ce lot sera biaisé par rapport aux jets mais l'étape précédente permet de connaître ce biais ; de plus, le fait que le lot de contrôle demande une tour de déclenchement peuple les plus grandes énergies transverses

La figure 7.2 présente le lot de contrôle le plus large que l'on peut obtenir à partir des événements ayant satisfait le déclenchement un muon et une tour. En effet, la sélection de ces événements demande au moins un jet de bonne qualité dans le calorimètre central. Cette sélection est insuffisante pour savoir quel jet est responsable du déclenchement. Le figure 7.2 présente aussi les événements ayant passé les seuils

4CJT5 à gauche et 3CJT7 et 4CJT7 à droite. On a maintenant deux lots de contrôle indépendants pour l'efficacité de 4CJT5 et celles de 3CJT7 et 4CJT7 puisqu'il y a deux seuils différents sur les tours calorimétriques des déclenchements associant un muon et une tour.

Le paragraphe suivant détaille la détermination des efficacités de déclenchement de 1CJT5 et 1CJT7, on déterminera ensuite les efficacités de déclenchement de 3CJT7, 4CJT5 et 4CJT7. Notons qu'il existe un déclenchement demandant deux tours de plus de 7 GeV (sans condition sur les muons) qui aurait pu servir à peupler les grandes énergies transverses, de faire plus facilement le lien entre 1CJT7 et 3CJT7, et donc permettre une détermination plus précise de l'efficacité de 3CJT7. En effet, les erreurs statistiques pour les plus grandes énergies transverses ne sont pas négligeables. Toutefois, ce déclenchement a un facteur de réduction de taux de l'ordre de 75 et on ne trouve donc que très peu d'événements qui satisfont à la fois le déclenchement de contrôle un muon et une tour de plus de 7 GeV et 2CJT7.

7.1.1 Déclenchement sur les muons

Afin de connaître l'énergie transverse à partir de laquelle le seuil 1CJT5 ou 1CJT7 est totalement efficace, on a besoin de savoir quel est le jet reconstruit qui contient la tour de déclenchement. La seule façon de pouvoir assurer de quel jet vient la tour qui a passé le seuil de déclenchement est de n'avoir qu'un seul jet dans la région instrumentée du système de déclenchement ($|\eta| < 0.8$). En effet, la lecture des tours de déclenchement n'est pas encore possible. De plus, on exclura tout jet à l'intérieur de l'acceptance $|\eta| < 1.1$ car un tel jet peut être suffisamment étendu pour avoir une tour dans la région $|\eta| < 0.8$. Le lot de contrôle permettant de calculer les efficacités de 1CJT5 ou 1CJT7 est donc sélectionné en demandant que les événements :

- passent un des déclenchements muon seul ou deux muons
- aient un bon jet reconstruit dans $|\eta| < 0.8$
- n'aient pas d'autres bons jets dans l'acceptance $|\eta| < 1.1$

La figure 7.3 présente les événements passant un des déclenchements muon seul ou deux muons et ayant au moins un bon jet reconstruit dans $|\eta| < 0.8$. Elle indique également parmi ces événements ceux qui satisfont les déclenchements muon plus 1CJT5 et muon plus 1CJT7. Elle pouvait laisser espérer avoir assez de statistique pour atteindre la zone des 100% d'efficacité. L'efficacité de déclencher 1CJT5 ou 1CJT7 se calcule en recherchant dans ce lot les événements qui passent également le déclenchement un muon associé à une tour de plus de 5 GeV ou de plus de 7 GeV. Le résultat est présenté figure 7.4 à gauche.

Le fait de demander un unique jet central diminue drastiquement la statistique. La majorité des événements sont des événements QCD di-jets. En revanche, il est peu probable qu'un jet de grande impulsion transverse soit à l'avant car il faudrait qu'il ait, en plus, une importante composante suivant p_z ce qui est peu probable compte tenu des distributions de densité de partons.

Comme il est difficile de conclure sur l'efficacité de 1CJT5 ou 1CJT7 à partir de la figure 7.4 à gauche, la solution adoptée a été de construire un nouveau lot de contrôle

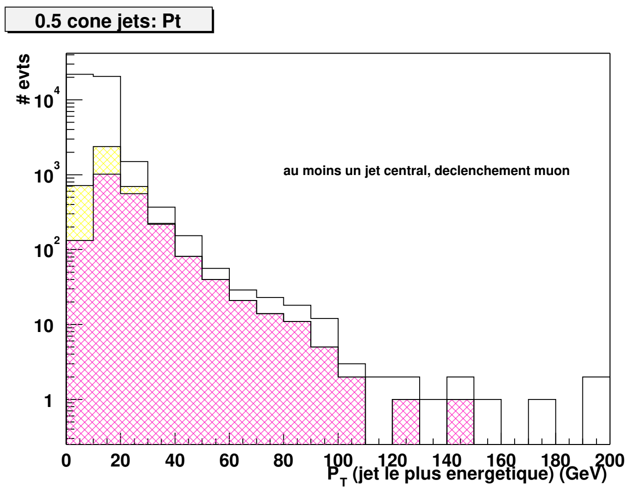


Fig. 7.3 – Le nombre d'événements passant les déclenchements muon et pour lesquels un jet a été reconstruit dans le centre du détecteur ($|\eta| < 0.8$) en fonction du P_T du jet (histogramme vierge). Les autres histogrammes représentent ceux qui parmi ces événements ont, en plus, passé respectivement le déclenchement muon plus 1CJT5 (hachures jaunes) et muon plus CJT7 (hachures violettes).

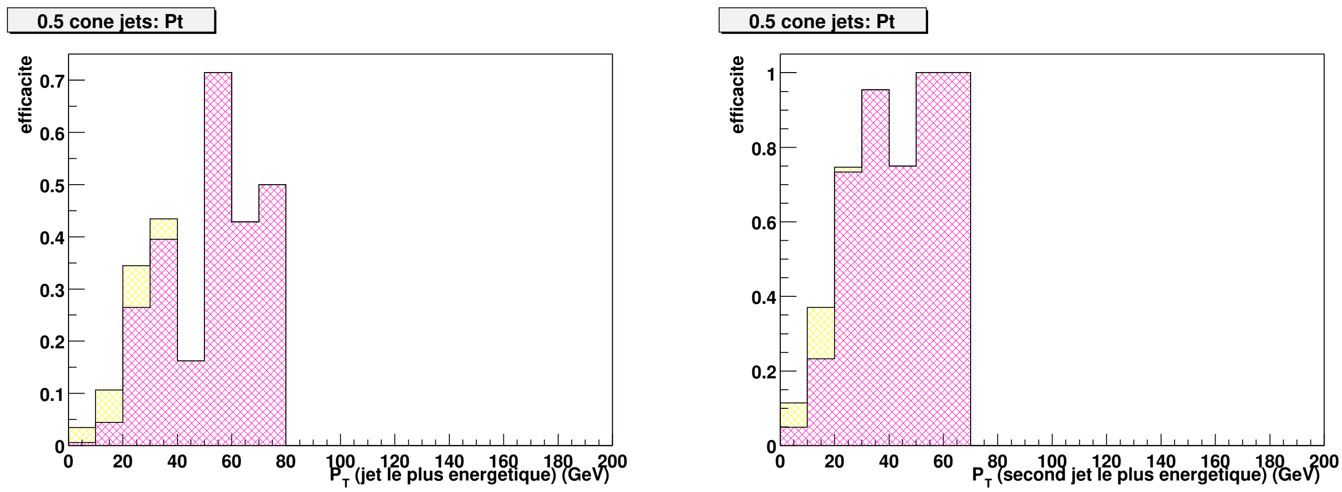


Fig. 7.4 – A gauche, efficacité de déclenchement d'une tour de plus de 5 GeV (hachures jaunes) et d'une tour de plus de 7 GeV (hachures violettes) en fonction du P_T du jet. On demande que le jet appartienne à l'acceptance $|\eta| < 0.8$ et qu'il n'y ait pas d'autres bons jets dans l'acceptance $|\eta| < 1.1$. A droite, on demande deux bons jets dans l'acceptance $|\eta| < 0.8$ et pas d'autres bons jets dans l'acceptance $|\eta| < 1.1$. Les efficacités de droite sont représentées en fonction du P_T du second jet.

en demandant cette fois que les événements :
- passent un des déclenchements muon seul ou deux muons
- aient deux bons jets de cône de rayon 0.5 reconstruit dans $|\eta| < 0.8$
- n'aient pas d'autres bons jets dans l'acceptance $|\eta| < 1.1$

Comme les efficacités que l'on cherche concernent des déclenchements à une seul tour et que les événements contiennent maintenant deux jets, rien ne permet de savoir lequel des deux a fourni la tour de déclenchement. Il est sûrement plus probable que ce soit le jet le plus énergétique. Cependant cette probabilité n'étant pas calculable, le choix le plus conservatif consiste à toujours placer l'événement dans l'intervalle d'énergie transverse du second jet. La figure 7.4 à droite présente les nouvelles efficacités obtenues. Cette fois, il est possible d'avoir plusieurs intervalles successifs d'efficacité proche ou égale à 100%. Par conséquent, malgré les fluctuations statistiques, il est possible de conclure que les déclenchements 1CJT5 et 1CJT7 sont 100% efficaces à partir de $\approx$ 30 GeV. Une étude indépendante aboutit à des conclusions similaires [83].

7.1.2 Déclenchement sur les muons associés à une tour de déclenchement calorimétrique

Le principe appliqué est exactement le même que celui mis en œuvre précédemment. On construit deux lots de contrôle car on n'utilise pas le même déclenchement de référence pour les efficacités de 4CJT5 et de 3CJT7 et 4CJT7. Les événements choisis :
- ont déclenché un muon associé à une tour dont le seuil est 5 GeV ou 7 GeV suivant le lot
- ont un bon jet de cône de rayon 0.5 reconstruit dans $|\eta| < 0.8$
- n'ont pas d'autres bons jets dans l'acceptance $|\eta| < 1.1$

Les événements qui satisfont ces critères et qui en plus passent 3CJT7 et 4CJT7 sont présentés en fonction de P_T de leur jet sur la figure 7.5 à gauche. De même, les événements du lot de contrôle mais aussi ceux qui en plus passent 4CJT5 se trouvent figure 7.5 à droite. Enfin, la figure 7.5 en bas, présente les efficacités de déclenchements que l'on déduit des figures précédentes. Encore une fois, il n'y a pas assez d'événements à grand P_T pour pouvoir conclure. Les résultats sont pires dans le cas de 4CJT5 car comme on l'avait vu, pour définir le lot de contrôle, il n'existe qu'un déclenchement un muon central associé à CJT5 alors que pour 3CJT7 et 4CJT7, il y a à la fois, un muon central associé à CJT7 et un muon à l'avant associé à CJT7. C'est pourquoi le nombre d'événements est encore moins important. Aucune conclusion n'est possible au delà de 90 GeV mais il semble que de toute façon seuls les jets de très grand P_T (trop grand pour notre signal) peuvent passer ces déclenchements avec une bonne efficacité.

Comme précédemment, demander deux bons jets centraux au lieu d'un seul donne de meilleurs résultats d'autant plus que cette fois on recherche des efficacités de déclenchement à trois ou quatre tours qui peuvent tout aussi bien être dans un seul jet comme se répartir dans plusieurs jets. Pour rester conservatif, on continuera à choisir le P_T du second jet. La figure 7.6 en haut à gauche, représente les événements du lot de contrôle de 3CJT7 et 4CJT7 ainsi que les événements satisfaisant en plus les conditions de déclenchement de 3CJT7 et 4CJT7. En haut, à droite, on trouve les

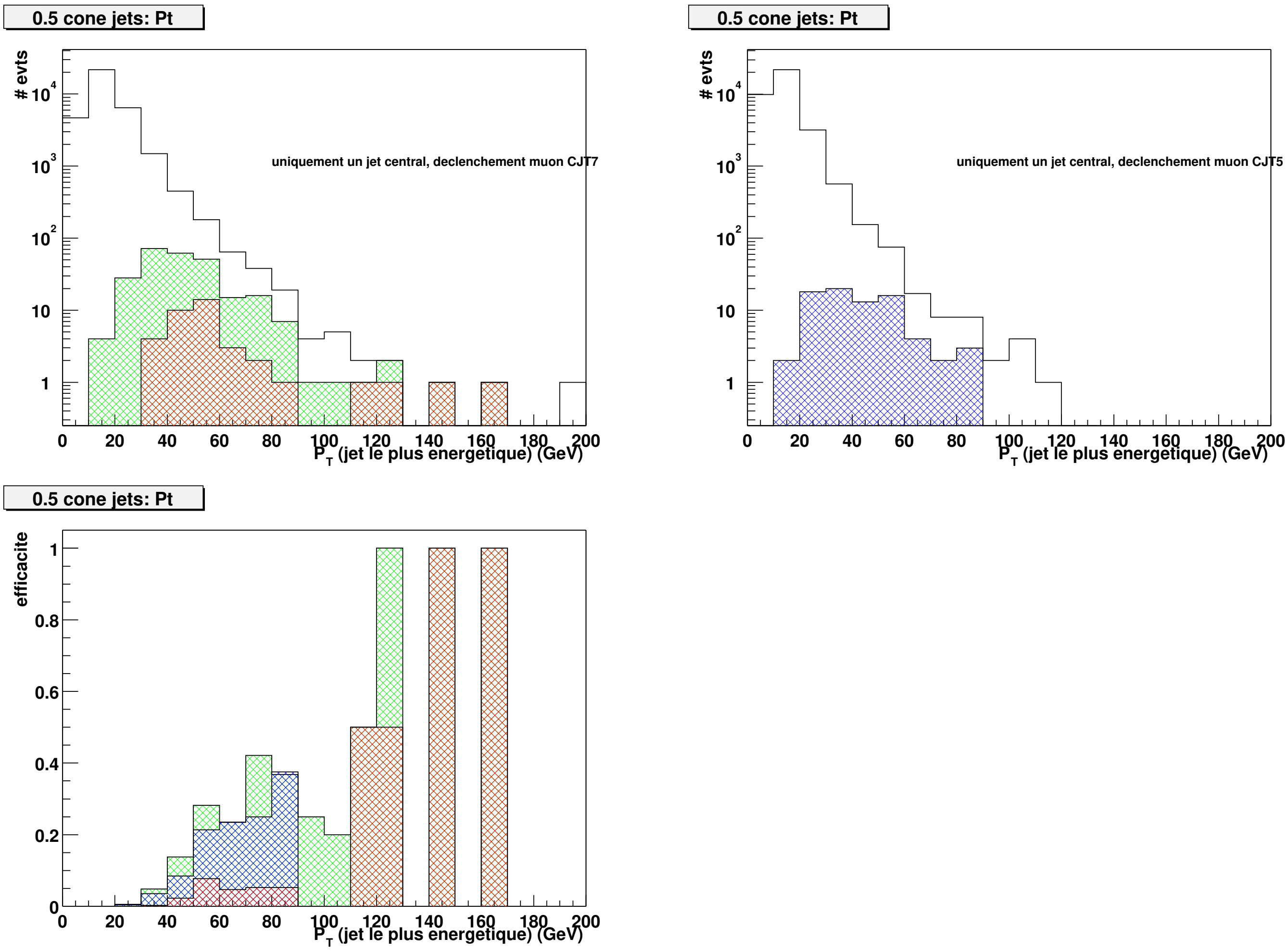


FIG. 7.5 – En haut, les événements du lot de contrôle à un seul jet ainsi que la proportion des événements qui satisfont en plus les déclenchements 3CJT7 et 4CJT7 à gauche et 4CJT5 à droite en fonction du P_T du jet ; la figure du bas donne les efficacités correspondantes.

mêmes résultats pour 4CJT5. Enfin, en bas, se trouvent les efficacités qui en découlent. 3CJT7 et 4CJT5 atteignent leur pleine efficacité vers 60 GeV. Pour l'analyse, on décide de choisir les événements qui déclenchent 4CJT5 car il semble légèrement plus efficace et surtout car il est symétrique. Les simulations de la partie qui suit indiquent qu'il est plus facile d'avoir deux tours de plus de 5 GeV dans deux jets qu'une tour de 7 GeV dans un jet et 2 tours de 7 GeV dans l'autre. De ce choix et de l'efficacité donnée en figure 7.6 découlent les coupures minimales d'analyse suivantes : deux jets de plus de 60 GeV dans $|\eta| < 0.8$. Le déclenchement avec 1CJT5 est déjà pleinement efficace à 60 GeV (figure 7.4), il n'est donc pas nécessaire de corriger l'efficacité obtenue.

Les événements du lot de contrôle satisfont deux bons jets dans $|\eta| < 0.8$ et pas d'autres bons jets dans $|\eta| < 1.1$. Il est donc possible qu'il y ait un jet ne satisfaisant pas aux critères de qualité dans $|\eta| < 1.1$. Il peut fournir une tour de déclenchement s'il n'est pas principalement constitué de cellules bruyantes. De ce fait, le choix du P_T du second bon jet central de l'événement n'est plus un choix conservatif. Les efficacités déterminées en demandant deux bons jets dans $|\eta| < 0.8$ et aucun autre jet dans $|\eta| < 1.1$ sont représentées sur la figure 7.6. Le veto sur les bons jets ou sur les jets en général n'a pas une grande incidence et les efficacités calculées des deux façons sont compatibles.

7.1.3 Comparaison des résultats avec ceux obtenus avec TrigSim

Le déclenchement calorimétrique de niveau 1 peut être simulé. Une introduction à TrigSim se trouve à la fin du chapitre 2. Dans ce cas, la liste des tours responsables du déclenchement est connue. Les probabilités qu'un jet unique allume au moins une, deux, trois et quatre tours ou plus de déclenchement au-dessus d'un seuil de 5 GeV ou 7 GeV sont représentées figures 7.7 et 7.8. Les événements utilisés sont des événements QCD. TrigSim ne tient pas encore compte du biais de déclenchement favorisant les grandes fractions électromagnétiques des jets. Toutefois, pour réaliser les figures 7.7 et 7.8, un poids a été donné aux fractions électromagnétiques et hadroniques des tours de déclenchement ce qui permet de simuler l'essentiel de l'effet. L'acceptance angulaire du déclenchement de niveau 1 a aussi été réduite pour se conformer à la réalité.

La somme de toutes les combinaisons possibles d'avoir trois tours de déclenchement de plus de 7 GeV donne une estimation de l'efficacité de 3CJT7 prédite par TrigSim par intervalle d'énergie transverse. Les deux mesures d'efficacité de déclenchement que ce soit avec les données ou par simulation donnent des résultats à peu près comparables. Les déclenchements demandant trois ou quatre tours ont besoin d'une grande gamme d'énergie avant d'atteindre leur pleine efficacité. Ainsi, même à plus de 200 GeV, la probabilité qu'un jet donne quatre tours de déclenchement de plus de 5 GeV n'est pas égale à un. Or les données ne permettaient pas d'explorer la courbe d'efficacité de 4CJT5 avec un seul jet central à des énergies plus grandes que $\approx$ 120 GeV. On peut expliquer ce phénomène par le fait que quatre tours de déclenchement, même jointives, couvrent une assez grande région. Il faut donc que la répartition d'énergie dans le jet soit relativement diffuse pour passer le critère de déclenchement. De plus, on peut penser que les jets de grand p_T sont fortement collimés. Ces études ainsi que celles

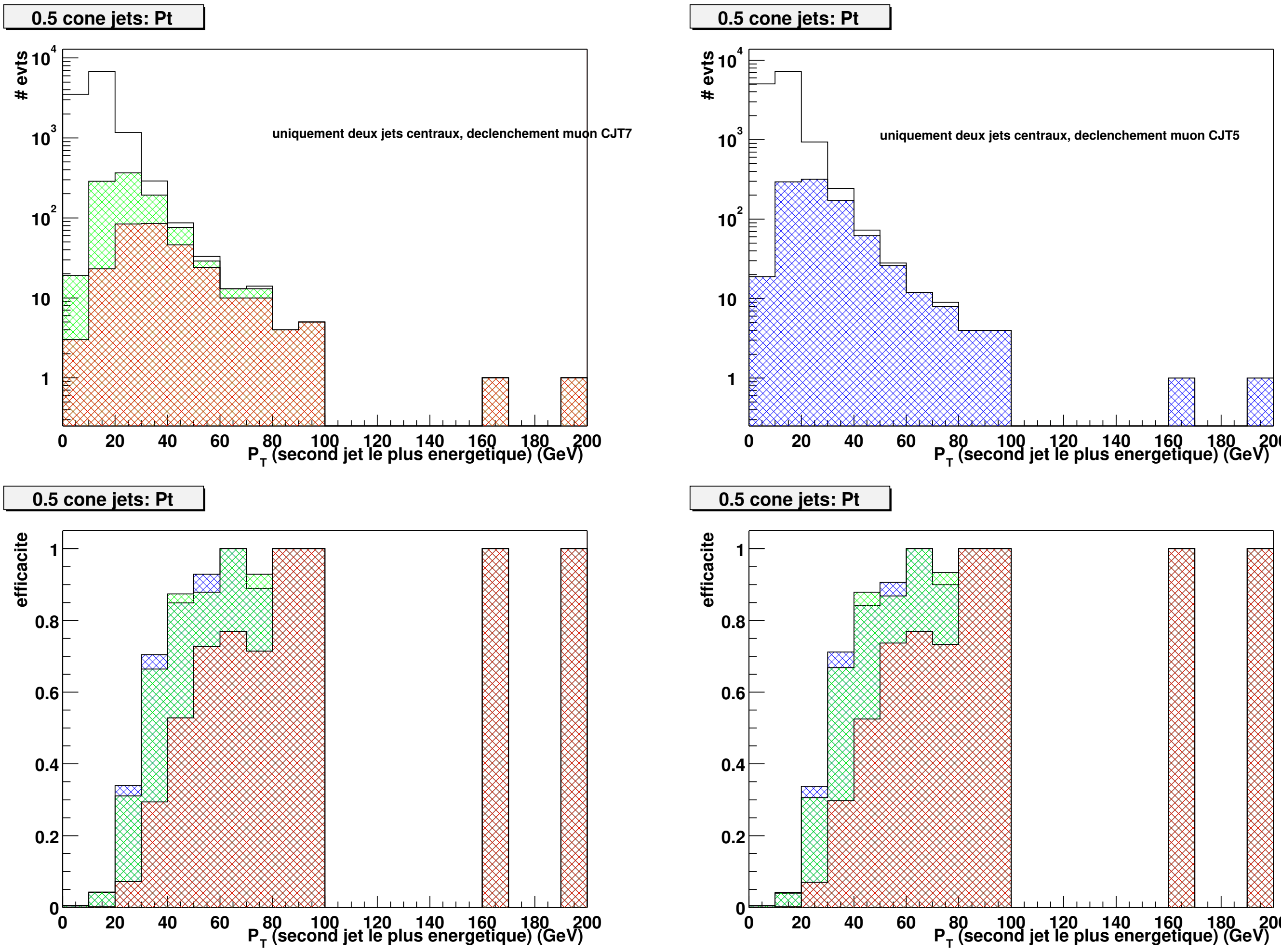


FIG. 7.6 – En haut, les événements du lot de contrôle à deux jets ainsi que la proportion des événements qui satisfont en plus les déclenchements 3CJT7 et 4CJT7 à gauche et 4CJT5 à droite en fonction du P_T du second jet ; les figures du bas donnent les efficacités correspondantes (figure de gauche) ainsi que les efficacités obtenues en resserrant les contraintes sur le lot de contrôle (veto sur tous les jets, bons ou mauvais dans $|\eta| < 1.1$, figure de droite).

menées sur les données indiquent que les déclenchements multitours ne sont pas de bons déclenchements sur un seul jet.

7.1.4 Conclusion

Les coupures minimales qu'imposent les conditions de déclenchement (deux jets centraux au delà de 60 GeV) réduisent déjà considérablement l'efficacité de l'analyse sur le signal, notamment lorsque le signal est dominé par la production de gluinos pour laquelle les jets sont moins énergétiques (figure 1.10). Cependant, les jets du signal ont la bonne propriété vis à vis de ce choix de déclenchement d'être plutôt centraux (figure 1.14). Après applications des seules coupures de déclenchement, on a :

- 27% d'efficacité au point $(100, 100)$ du plan $(m_0, m_{1/2})$ (point dominé par la production de squarks)
- 20% d'efficacité au point $(500, 60)$ du plan $(m_0, m_{1/2})$ (point dominé par la production de gluinos)

(Les autres paramètres mSUGRA choisis sont : $\mu < 0$, $\tan\beta = 2$ et $A_0 = 0$)

La recherche de squarks et gluinos bénéficiera de l'ajout d'un seuil sur l'énergie transverse manquante au niveau du déclenchement mais cela demande d'étendre la couverture en acceptance au delà du calorimètre central. Les deux déclenchements utilisés pour cette analyse au Run I était un déclenchement coupant uniquement sur l'énergie transverse manquante (le seuil a varié de 35 à 40 GeV au cours du temps) et un déclenchement demandant 25 GeV d'énergie transverse manquante et deux jets de 25 et 10 GeV. Les efficacités de ces déclenchements sur le signal sont données à nouveau pour deux points du plan $(m_0, m_{1/2})$:
- 75% d'efficacité au point $(100, 100)$ pour le déclenchement énergie transverse manquante seule et 84% d'efficacité pour le déclenchement deux jets et énergie transverse manquante
- 26% d'efficacité au point $(500, 60)$ pour le déclenchement énergie transverse manquante seule et 53% d'efficacité pour le déclenchement deux jets et énergie transverse manquante

Au Run II, les mêmes types de déclenchement seront employés dès que l'énergie transverse manquante sera calculable au niveau 1. Toutefois, le seuil sur l'énergie transverse manquante des deux déclenchements devra augmenter avec la luminosité car $\not\!\!E_T$ étant une quantité globale, elle est sensible au nombre d'interactions du croisement.

7.2 Analyse

7.2.1 Principaux bruits de fond

La recherche de squarks et gluinos en jets et énergie transverse manquante a deux sources de bruit de fond :

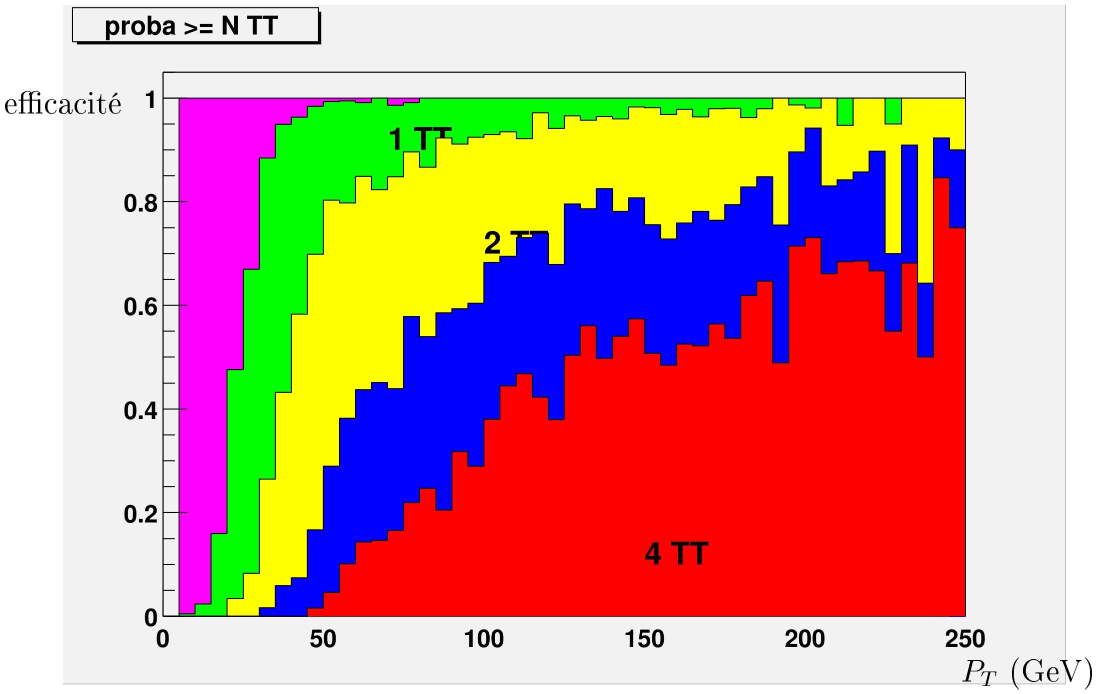


FIG. 7.7 – Probabilité qu'un jet allume respectivement une, deux, trois et au moins quatre tour(s) de déclenchement (TT) de 5 GeV ($\eta \times \phi = 0.2 \times 0.2$) en fonction de l'impulsion transverse du jet pour des événements QCD.

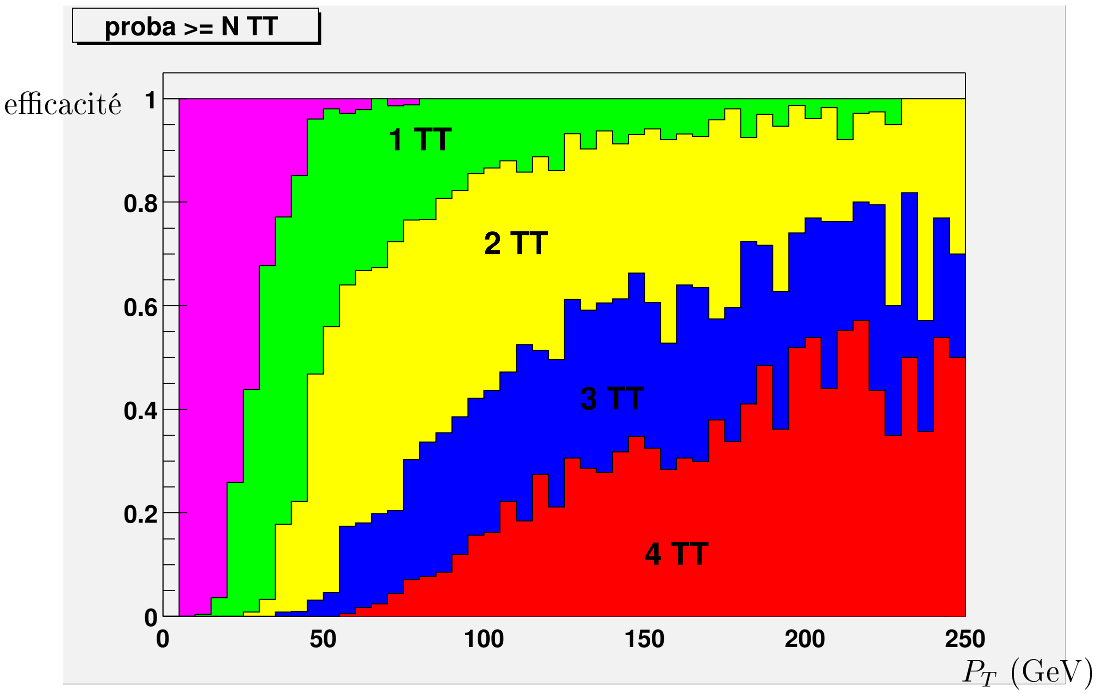


FIG. 7.8 – Probabilité qu'un jet allume respectivement une, deux, trois et au moins quatre tour(s) de déclenchement (TT) de 7 GeV ($\eta \times \phi = 0.2 \times 0.2$) en fonction de l'impulsion transverse du jet pour des événements QCD.

- les fonds physiques (processus dont les états finaux sont similaires au signal recherché ; en particulier ces processus ont un neutrino dans l'état final, source d'énergie transverse manquante)
- les fonds instrumentaux (événement dont la composante en énergie transverse manquante est artificiellement créée par des effets de détecteur)

Dans la première catégorie, on trouve :
- $\mathrm{t\bar{t}}$
- $(\mathrm{W} \to \mathrm{e}\nu) + jets$
- $(\mathrm{W} \to \mu\nu) + jets$
- $(\mathrm{W} \to \tau\nu) + jets$, $\tau \to \mathrm{l}\nu\nu$
- $(\mathrm{W} \to \tau\nu) + jets$, $\tau \to$ hadrons
- $\mathrm{WZ} \to \mathrm{l}\nu\mathrm{X}$
- $\mathrm{WW} \to \mathrm{l}\nu\mathrm{q\bar{q}}'$
- $(\mathrm{Z} \to \tau\tau) + jets$
- $(\mathrm{Z} \to \nu\nu) + jets$

Dans la deuxième catégorie, se trouve :
- QCD avec plusieurs jets dont au moins un est mal mesuré
- $\mathrm{t\bar{t}} \to jets$ dont au moins un jet est mal mesuré
- $(\mathrm{Z} \to \mathrm{ee}) + jets$ ou $(\mathrm{Z} \to \mu\mu) + jets$ où à chaque fois les deux leptons ont été perdus ou mal mesurés

La table 7.1 résume les processus et le nombre d'événements Monte Carlo utilisés pour simuler les différents bruits de fond, ils ont tous été simulés avec Pythia et sont passés par le programme de simulation complète.

Parmi les bruits de fond du modèle standard, $\mathrm{t\bar{t}}$ est l'un des plus importants puisque la désintégration de quarks lourds en W est similaire à une désintégration en cascade de squarks ou gluinos. $\mathrm{t\bar{t}} \to \mathrm{l}\nu + jets$ est le canal de désintégration qui contribue le plus au bruit de fond car il a plusieurs jets et de l'énergie transverse manquante due au neutrino mais aussi au lepton s'il est perdu. $\mathrm{t\bar{t}} \to jets$ n'a que peu d'énergie transverse manquante sauf en cas de mauvaise mesure des jets. Ce bruit de fond contribue donc peu. En effet, parmi les bruits de fond instrumentaux, du fait de la très grande section efficace des événements QCD, ce sont eux qui dominent.

La désintégration du W est une source de bruit de fond non négligeable du fait de la présence du neutrino. Cependant, même si le jet le plus énergétique peut être de grande énergie, les autres jets ne le sont pas et ce bruit de fond peut être réduit (cf. coupure sur H_T).

La production de paires de bosons vecteurs donne des états finaux proches de ceux que produisent $\mathrm{t\bar{t}}$. De plus leur section efficace est presque équivalente (table 7.1). Toutefois, ils produisent trop peu de jets énergétiques pour ressembler au signal.

fond	# d'événements utilisés	section efficace (pb)	luminosité équivalente (pb^{-1})
$t\bar{t}$	43000	5.92	7263.51
$c\bar{c}$, $P_T > 40\,\mathrm{GeV}$	21500	0.531×10^4	4.04896
$c\bar{c}$, $P_T > 80\,\mathrm{GeV}$	7500	0.187×10^3	40.107
$c\bar{c}$, $P_T > 160\,\mathrm{GeV}$	23500	6.09	3858.78
$c\bar{c}$, $P_T > 320\,\mathrm{GeV}$	18500	0.758×10^{-1}	244063
qcd, $P_T > 40\,\mathrm{GeV}$	30250	0.149×10^7	0.020302
qcd, $P_T > 80\,\mathrm{GeV}$	24000	0.448×10^5	0.535714
qcd, $P_T > 80\,\mathrm{GeV}$	10000	0.448×10^5	0.223214
qcd, $P_T > 160\,\mathrm{GeV}$	22500	0.750×10^3	30
qcd, $P_T > 160\,\mathrm{GeV}$	11000	0.750×10^3	14.6082
qcd, $P_T > 320\,\mathrm{GeV}$	21500	3.67	5858.31
ZZ	181500	1.07	169626
WZ	195750	2.39	81903.8
WW	200000	8.05	24844.7
$\mathrm{W} \to \mathrm{l}\nu + jet$	191500	0.348×10^4	55.0287
$\mathrm{Z} \to \mathrm{ll}$	34500	0.226×10^4	15.2655
$\mathrm{Z} \to \mathrm{ee}$	47500	0.184×10^3	258.152

TAB. 7.1 – Processus et nombre d'événements de bruit de fond Monte Carlo utilisés.

Les désintégrations du Z ne donnent pas de signaux avec beaucoup d'énergie transverse manquante. Les jets secondaires de ces événements sont, de toute façon, peu énergétiques (cf. coupure sur H_T).

Les événements QCD sont la plus grande source de bruit de fond instrumental. On réduit largement la contribution des ces événements en demandant qu'il n'y ait pas de corrélation entre la direction des jets et celle de l'énergie transverse manquante. Toutefois, le nombre d'événements restants après cette coupure n'est pas négligeable. Ce bruit de fond est difficile à estimer. Il faut une grande quantité d'événements Monte Carlo ce qui n'est pas notre cas (cf. table 7.1) par conséquent l'erreur statistique sur ce bruit de fond sera grande. De plus, l'expérience des analyses précédentes au TeVatron, tend à démontrer que le Monte Carlo ne décrit pas bien les événements QCD [82]. Ce bruit de fond devrait donc être estimé sur les données. Par exemple, si l'on relâche la coupure sur l'énergie transverse manquante, il est possible d'avoir suffisamment d'événements pour un ajustement de la distribution de l'énergie transverse manquante dans une zone dominée par le fond. L'ajustement ne doit pas utiliser les événements se trouvant après la coupure d'analyse. L'extrapolation de l'ajustement au delà de la coupure d'analyse donne une estimation du bruit de fond. Avec les données recueillies jusqu'à présent pour le déclenchement 4CJT5, un ajustement correct est difficile. La statistique étant faible, l'erreur sera grande. De plus, la qualité des données où des zones chaudes subsistent fausserait toute estimation (voir la fin du chapitre).

7.2.2 Coupures

Dans toute la suite, jet_1 désigne le jet de plus grande énergie transverse de l'événement et jet_2 le deuxième jet de plus grande énergie transverse de l'événement.

7.2.2.1 Coupures minimales dues au déclenchement sur 4CJT5

Les événements sélectionnés doivent avoir déclenché 4CJT5 que l'on a retenu pour cette analyse. De plus, l'efficacité de ce déclenchement étant assez mal connue, on se place là où il est 100% efficace pour s'affranchir de ce problème. On demande donc que les deux jets (jet_1, jet_2) les plus énergétiques de l'événement :
- passent les critères de qualité exposés plus loin (paragraphe 7.2.2.5)
- se trouvent dans $|\eta_{dét}| < 0.8$
- que $E_T^{jet_1} > 60\,\mathrm{GeV}$
- que $E_T^{jet_2} > 60\,\mathrm{GeV}$

7.2.2.2 Position du vertex

Les événements sélectionnés doivent avoir un vertex primaire reconstruit afin que les énergies transverses soit bien définies. De plus des conditions minimales sur la position du vertex dans le détecteur sont requises :
- $|z_{vertex}| < 60\,\mathrm{cm}$
- $|x_{vertex}| < 20\,\mathrm{cm}$
- $|y_{vertex}| < 20\,\mathrm{cm}$

La coupure sur la position en z assure que les événements sont centrés dans le détecteur. Les coupures en x et y n'ont pas d'incidence sur des événements Monte Carlo. En revanche, elles assurent que le vertex n'a pas été reconstruit à partir de fausses traces dans les données, ce qui arrivait dans des cas très rares.

7.2.2.3 Corrélation jet $\not{E}_T$

L'un des bruits de fond instrumentaux les plus importants pour cette analyse sont les événements QCD à plusieurs jets où l'un des jets a été mal mesuré ce qui crée artificiellement de l'énergie transverse manquante. Toutefois, dans ce cas, la direction de l'énergie transverse manquante est corrélée à la direction du jet mal mesuré dans le plan transverse. Pour réduire ce bruit de fond instrumental, on demande qu'aucun bon jet de plus de 25 GeV ne se trouve dans la même direction ou la direction opposée à l'énergie transverse manquante :

$$|\Delta\phi_{(\not{E}_T, jet_i)}| > 0.1 \text{ ou } |\Delta\phi_{(\not{E}_T, jet_i)}| < \pi - 0.1$$

De plus, on demande qu'aucun jet de plus de 20 GeV dans l'acceptance $0.9 < |\eta| < 1.5$ ou $|\eta| > 2.5$, ne soit dans l'hémisphère opposé en ϕ à la direction de l'énergie transverse manquante.

Un critère plus strict s'applique aux deux jets les plus énergétiques, on demande :
- $\sqrt{(\Delta\phi_{(\not{E}_T, jet_1)} - \pi)^2 + (\Delta\phi_{(\not{E}_T, jet_2)})^2} > 0.7$

– $\sqrt{(\Delta\phi_{(\not{E}_T,jet_1)})^2 + (\Delta\phi_{(\not{E}_T,jet_2)} - \pi)^2} > 0.5$

De plus, on supprime les événements où il y a de très forte chance qu'un jet énergétique soit mal mesuré. Aucun événement avec un mauvais jet de plus de 15 GeV n'est accepté. De même aucun événement avec un jet (bon ou mauvais) dans $0.9 < |\eta| < 1.4$ n'est gardé. Dans cette région intermédiaire entre les calorimètres, la réponse des jets est mal connue, la mesure de l'énergie transverse manquante ne pourra donc qu'être dégradée (l'ICD n'était pas encore bien fonctionnel dans notre lot de données).

Ces coupures très sévères sont liées à la qualité des données actuelles, on pourra les relâcher dans le futur.

7.2.2.4 Veto sur les électrons et les muons

L'état final recherché ici est purement hadronique, par conséquent les événements avec un électron ou un muon isolé identifié sont supprimés.

Les critères d'identification des électrons sont ceux fournis par le groupe en charge de l'identification de l'électron. Le groupe muon fourni trois types de critères : stricts, moyens ou lâches. Les critères d'identification appliqués ici sont les critères moyens.

7.2.2.5 Jets

Les jets utilisés sont des jets de cône de rayon 0.5 auxquels la correction d'échelle d'énergie est appliquée (voir fin du chapitre 4) [73]. La correction est différente selon qu'on l'applique aux données ou à des événements Monte Carlo.

Les critères de qualité sur les jets sont ceux fournis par le groupe jet et énergie transverse manquante et qui ont déjà été évoqués :

– $0.05 < fraction\ EM < 0.95$ où $fraction\ EM$
– $fraction\ CH < 0.4$
– $HotF < 10$
– $n90 > 1$

On ajoute deux autres critères qui sont motivés par la volonté d'avoir des données propres. D'abord, les jets pour être bons doivent appartenir à $|\eta| < 3.5$. De plus, on recherche dans quel niveau du calorimètre la fraction d'énergie du jet est la plus grande. On demande qu'il y ait moins de 60% de l'énergie du jet concentré dans un unique compartiment. Cette coupure permet d'éviter les faux jets construits autour de cellules chaudes lorsque l'on applique l'analyse aux données. Ce critère a été ajouté après examen des événements avec grande impulsion transverse manquante (calculée à partir des jets), ce qui sélectionne les événements avec de mauvais jets.

On a vu que l'on demandait au moins deux bons jets pour des raisons de déclenchement. Le nombre total de jets d'au moins 25 GeV demandé dans l'événement dépend de l'optimisation de l'analyse sur le signal et donc du point mSUGRA auquel est faite l'optimisation. En effet, comme on l'a vu, le nombre de jets attendu dans un événement de signal peut beaucoup évoluer dans le plan $(m_0, m_{1/2})$. De même l'analyse finale impose une coupure sur l'énergie transverse du jet le plus énergétique qui est optimisée en fonction du point de signal choisi.

7.2.2.6 Energie transverse manquante

Un moyen très efficace de réduire le bruit de fond est d'appliquer une coupure en $\not{E}_T$. En effet, le signal recherché peut avoir beaucoup d'énergie transverse manquante. La valeur de la coupure est optimisée en fonction du point de signal choisi. L'énergie transverse manquante est calculée à partir des tours du calorimètre au-dessus d'un certain seuil et après correction de l'échelle d'énergie des jets.

De plus, pour lutter contre les événements de bruit de fond dont l'énergie manquante n'est pas véritable mais est due à de mauvaises mesures des jets, on peut calculer pour chaque événement la "significance" de l'énergie transverse manquante [84]. Il s'agit d'un algorithme qui tient compte de la résolution sur chacun des objets de l'événement (les jets, l'énergie du calorimètre non associée à un jet, le vertex, ...) pour calculer la probabilité que l'énergie transverse manquante d'un événement soit véritablement de l'énergie transverse manquante et non un effet de résolution. A priori c'est un outil très puissant. La valeur de la coupure sur la significance a été optimisée pour le point de signal considéré.

7.2.2.7 H_T

Enfin, une coupure sur la variable H_T permet de réduire fortement la contribution au fond des bosons vecteurs plus jets. H_T est la somme de l'énergie transverse de tous les bons jets de plus de 25 GeV à l'exception du jet le plus énergétique se trouvant dans l'acceptance $|\eta| < 2.5$. En effet les événements bosons vecteurs peuvent avoir un jet énergétique mais les autres jets seront en général de moindre énergie contrairement au signal. La valeur de la coupure sur H_T dépend du point de signal choisi. Toutefois, notons que les coupures minimales imposées aux événements pour des raisons de déclenchement fixent la valeur minimale de H_T à 60 GeV.

7.2.3 Optimisation

La topologie du signal recherché varie significativement en fonction du choix de m_0 et $m_{1/2}$ (cf. chapitre 1). C'est pourquoi plusieurs valeurs de coupure restent en suspens. On a choisi de déterminer les valeurs des coupures suivantes sur deux points extrêmes de mSUGRA :

- nombre de bons jets de plus de 25 GeV
- l'énergie transverse du jet le plus énergétique
- H_T
- $\not{E}_T$
- significance de l'$\not{E}_T$

Pour les deux points, on a :

$$A_0 = 0,\ \tan\beta = 2,\ \mu < 0$$

Le premier point choisi se situe en

$$m_0 = 100 \text{ et } m_{1/2} = 100$$

et le deuxième en

$$m_0 = 500 \text{ et } m_{1/2} = 70$$

Dans le premier cas, le signal présente beaucoup d'énergie transverse manquante et relativement peu de jets alors que dans le deuxième cas, le signal a un peu plus de jets et moins d'énergie transverse manquante (figures 7.9, 7.10, 7.11 et 7.12). Les deux points sont proches des limites les plus récentes établies sur le signal squarks et gluinos (voir chapitre 1).

De plus, pour chacun des deux points, l'optimisation a été faite avec deux hypothèses de luminosité, $10\,\mathrm{pb}^{-1}$ et $100\,\mathrm{pb}^{-1}$. La première hypothèse correspond à la luminosité qu'aura enregistrée DØ à l'été. Les coupures de cette optimisation seront appliquées aux données actuellement recueillies. La deuxième hypothèse permettra d'avoir une idée de la limite que DØ sera en mesure de mettre sur la masse des squarks et des gluinos d'ici la fin de l'année [2]. Le tableau 7.2 résume dans chacun des cas la valeur optimale des coupures, l'efficacité sur le signal, le bruit de fond attendu et le rapport signal sur bruit. La procédure d'optimisation est décrite plus bas. L'erreur donnée sur le nombre d'événements de bruit de fond attendu est uniquement statistique. Des effets systématiques comme l'utilisation de section efficace LO et non NLO pour les événements de bruit de fond ne sont pas pris en compte.

Pour le point dominé par la production de gluinos, les coupures en E_T du premier jet et en H_T restent quasiment à la valeur minimale. C'est dû au fait que les coupures de "déclenchement" sont déjà très sévères pour ce signal.

Les optimisations ont montré qu'il n'était pas nécessaire d'utiliser la significance de l'énergie transverse manquante. L'ajout d'une coupure sur cette variable a un impact très faible comme la figure de 7.13 l'illustre. En effet, le bruit de fond dominant restant après optimisation des autres coupures est essentiellement $t\bar{t}$ dont l'énergie transverse manquante est réelle. Par conséquent, la significance de l'énergie transverse manquante ne peut pas aider à lutter contre ce bruit de fond. Son utilité serait apparue si l'on avait eu à lutter contre le bruit de fond QCD. Les événements Monte Carlo QCD utilisés pour cette analyse sont trop peu nombreux pour estimer correctement le fond QCD attendu. De plus, il est encore impossible pour le moment d'utiliser la significance en énergie manquante sur des données puisque toutes les résolutions qu'utilise l'algorithme sont déduites d'événements Monte Carlo.

La procédure d'optimisation consiste à minimiser la valeur de N_{95}, qui est la valeur moyenne de la limite supérieure à 95% de degré de confiance (95% C. L.) sur le nombre d'événements de signal produits obtenus lors d'une succession d'expériences de pensée, en l'absence de signal [85].

Si a_n est la limite supérieure à 95% C. L. sur le nombre d'événements de signal obtenu quand n candidats sont observés, b est le nombre d'événements de bruit de fond attendus et ϵ, l'efficacité de la sélection, N_{95} s'écrit :

[2]J'ai gardé les mêmes conditions de déclenchement pour comparer à l'hypothèse $10\,\mathrm{pb}^{-1}$, a priori la couverture calorimétrique de déclenchement devrait être étendue avant l'été.

	$m_0 = 100$ et $m_{1/2} = 100$		$m_0 = 500$ et $m_{1/2} = 70$	
	$10\,\mathrm{pb}^{-1}$	$100\,\mathrm{pb}^{-1}$	$10\,\mathrm{pb}^{-1}$	$100\,\mathrm{pb}^{-1}$
# de jets	2	2	2	2
$E_T^{jet_1}$ (GeV)	90	90	60	60
H_T (GeV)	60	60	70	70
$\not{E}_T$(GeV)	50	80	50	50
$\frac{signal}{bruit}$	4.65	9.93	1.4	1.4
# d'événements de fond attendus	0.83 ± 0.18	3.18 ± 0.2	1 ± 0.19	9.7 ± 1.2
efficacité sur le signal (%)	9.1	7.4	4.2	4.2

TAB. 7.2 – Résultats de l'optimisation des coupures dans les différentes hypothèses.

$$N_{95} = \frac{e^{-b}}{\epsilon} \sum_{n=0}^{\infty} a_n \frac{b^n}{n!}$$

N_{95} est la somme des a_n pondéré par la probabilité de Poisson d'observer n événements quand b sont attendus, divisée par l'efficacité.

Les valeurs de a_n sont solutions de l'équation donnée ci-dessous ; la probabilité de voir n candidats ou moins quand a_n sont attendus étant égale à 5% [86] :

$$\frac{P_n(a_n + b)}{P_n(b)} = 0.05$$

La validité de cette formule suppose que b est le fond soustrait. L'efficacité et la valeur de b dépendent du choix des coupures.

Les figures 7.9, 7.10, 7.11 et 7.12 présentent pour chacune des quatre optimisations, les distributions des variables discriminantes sur lesquelles l'optimisation a été faite pour le signal et pour le bruit de fond. Dans chacun des cas, toutes les coupures de l'analyse sont appliquées sauf celle choisie pour la variable présentée. L'optimisation au point dominé par la production de gluinos ayant donné les mêmes résultats pour $10\,\mathrm{pb}^{-1}$ et $100\,\mathrm{pb}^{-1}$, les figures 7.11 et 7.12 sont identiques à un facteur 10 près dans le nombre d'événements.

7.2.4 Prospective

La luminosité qu'aura enregistrée DØ d'ici la fin de l'année est de $100\,\mathrm{pb}^{-1}$. C'est aussi une luminosité très proche de celle utilisée pour les dernières recherches de squarks et gluinos au TeVatron avec les données collectées au Run I. Cependant c'est une luminosité suffisante pour améliorer les limites attendues sur les masses des squarks et des gluinos grâce à l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse et à l'amélioration du détecteur. Le passage de 1.8 TeV à 1.96 TeV augmente la valeur des sections

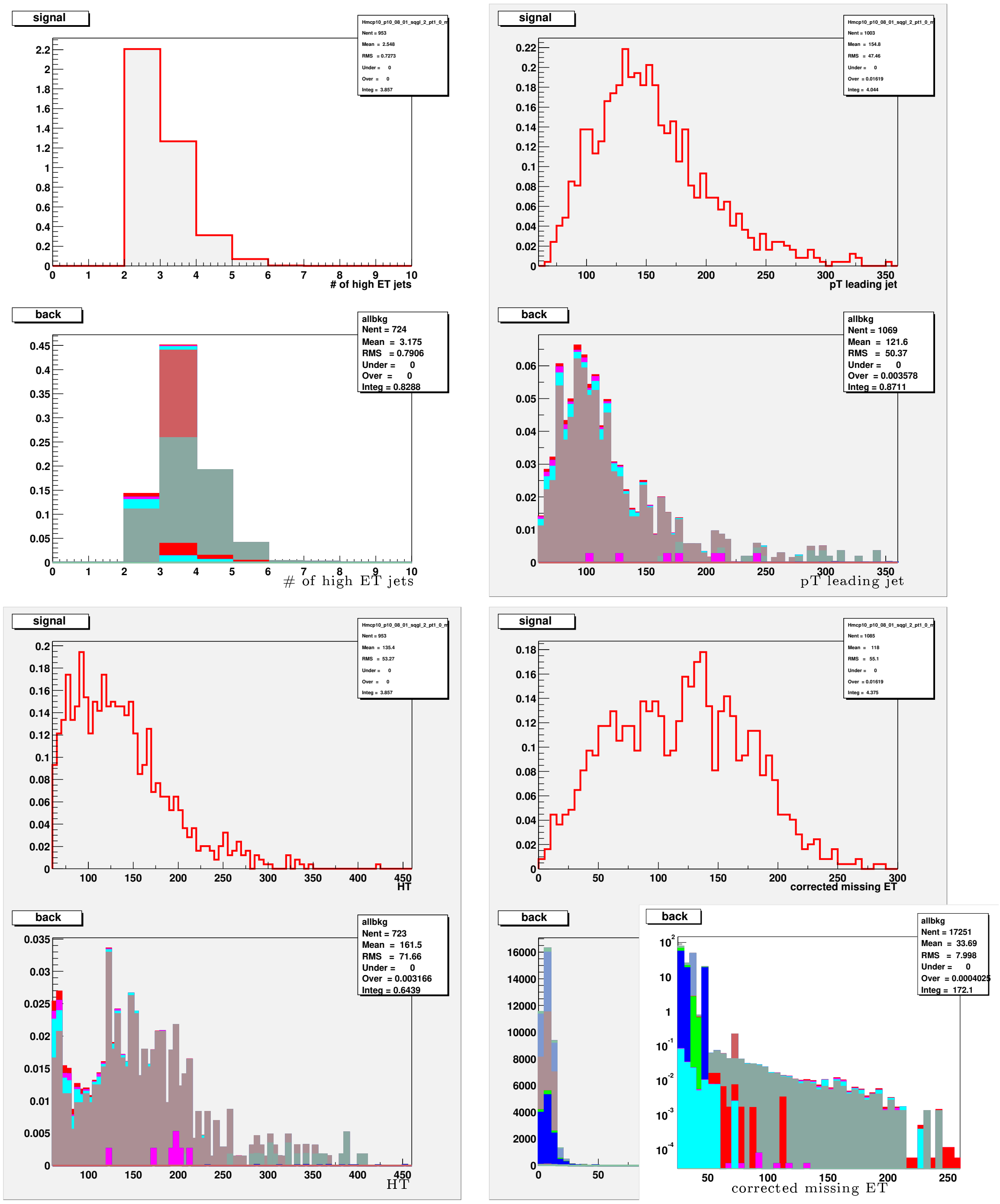


FIG. 7.9 – Les histogrammes du haut sont faits à partir d'événements de signal ($m_0 = 100, m_{1/2} = 100$) et ceux du bas à partir d'événements de bruit de fond normalisés à $10\,\mathrm{pb}^{-1}$. De gauche à droite et de haut en bas sont représentés le nombre de bons jets de plus de 25 GeV, l'énergie transverse du jet le plus énergétique, H_T et $\not\!\!E_T$. Toutes les coupures ont été appliquées sauf celle sur la variable représentée. Un agrandissement en échelle logarithmique de la distribution de $\not\!\!E_T$ a été ajouté.

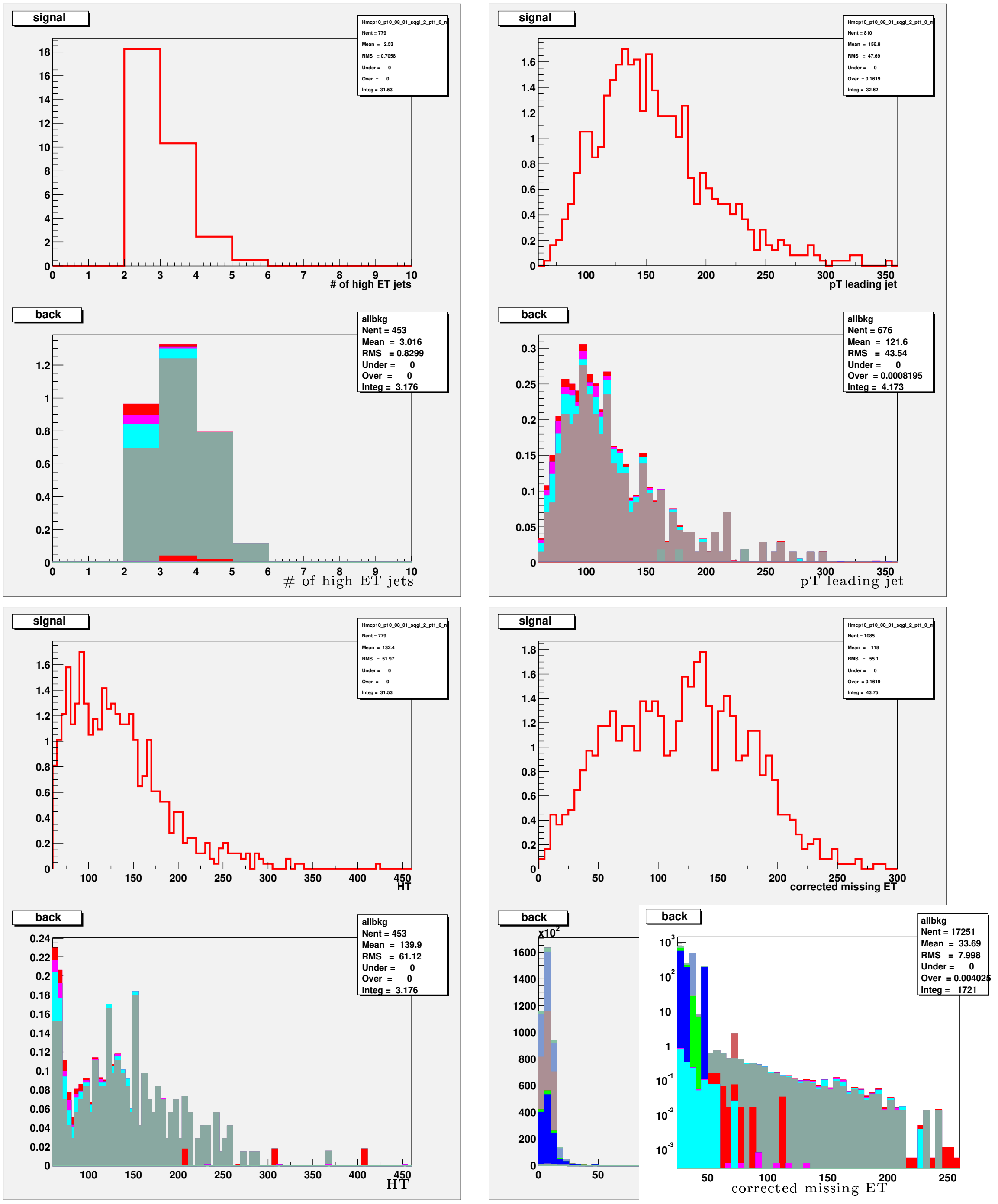


FIG. 7.10 – Les histogrammes du haut sont faits à partir d'événements de signal ($m_0 = 100, m_{1/2} = 100$) et ceux du bas à partir d'événements de bruit de fond normalisés à $100\,\mathrm{pb}{-1}$. De gauche à droite et de haut en bas sont représentés le nombre de bons jets de plus de 25 GeV, l'énergie transverse du jet le plus énergétique, H_T et $\not\!\!E_T$. Toutes les coupures ont été appliquées sauf celle sur la variable représentée. Un agrandissement en échelle logarithmique de la distribution de $\not\!\!E_T$ a été ajouté.

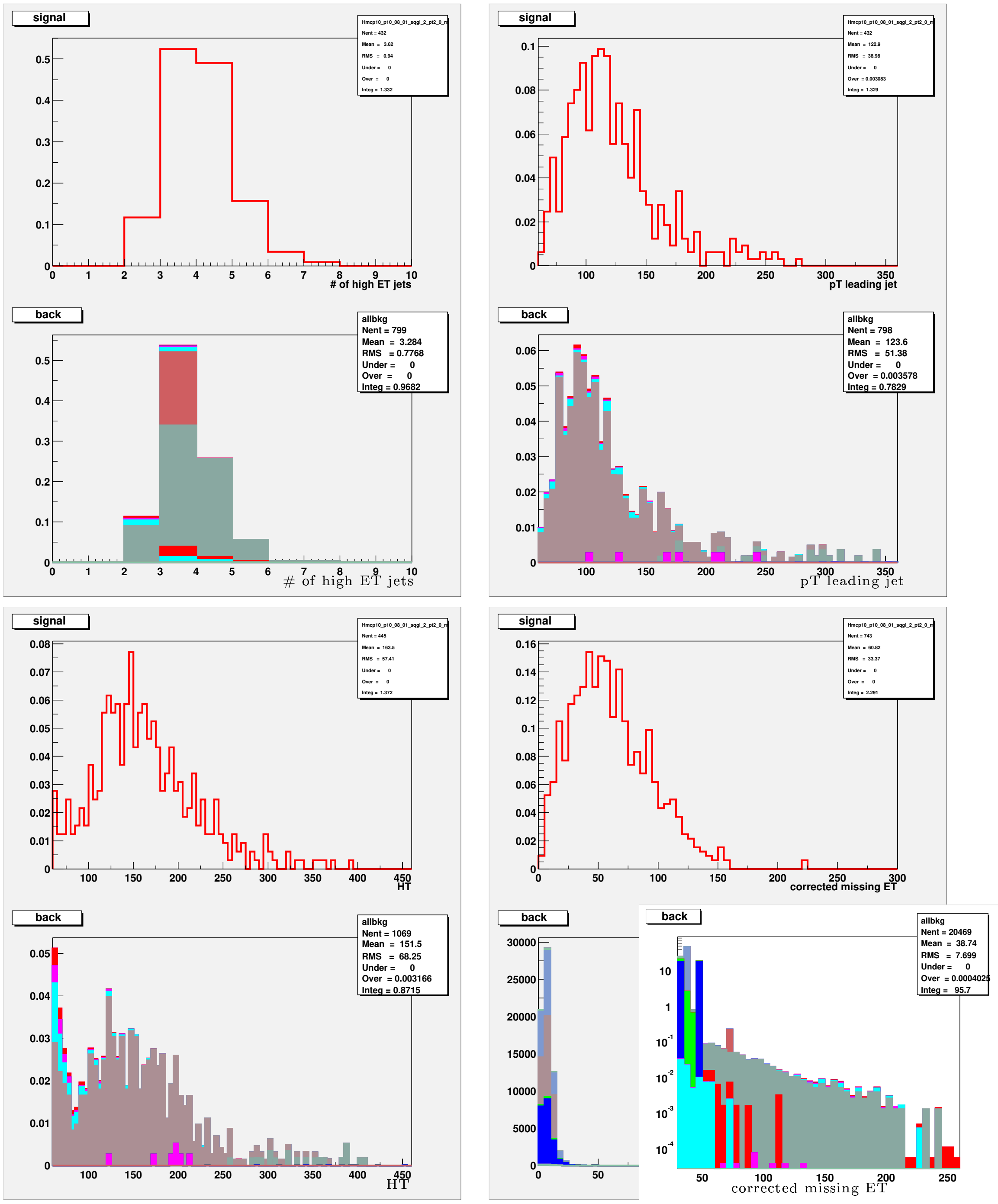


FIG. 7.11 – Les histogrammes du haut sont faits à partir d'événements de signal ($m_0 = 500, m_{1/2} = 70$) et ceux du bas à partir d'événements de bruit de fond normalisés à $10\,\mathrm{pb}^{-1}$. De gauche à droite et de haut en bas sont représentés le nombre de bons jets de plus de 25 GeV, l'énergie transverse du jet le plus énergétique, H_T et $\not\!\!E_T$. Toutes les coupures ont été appliquées sauf celle sur la variable représentée. Un agrandissement en échelle logarithmique de la distribution de $\not\!\!E_T$ a été ajouté.

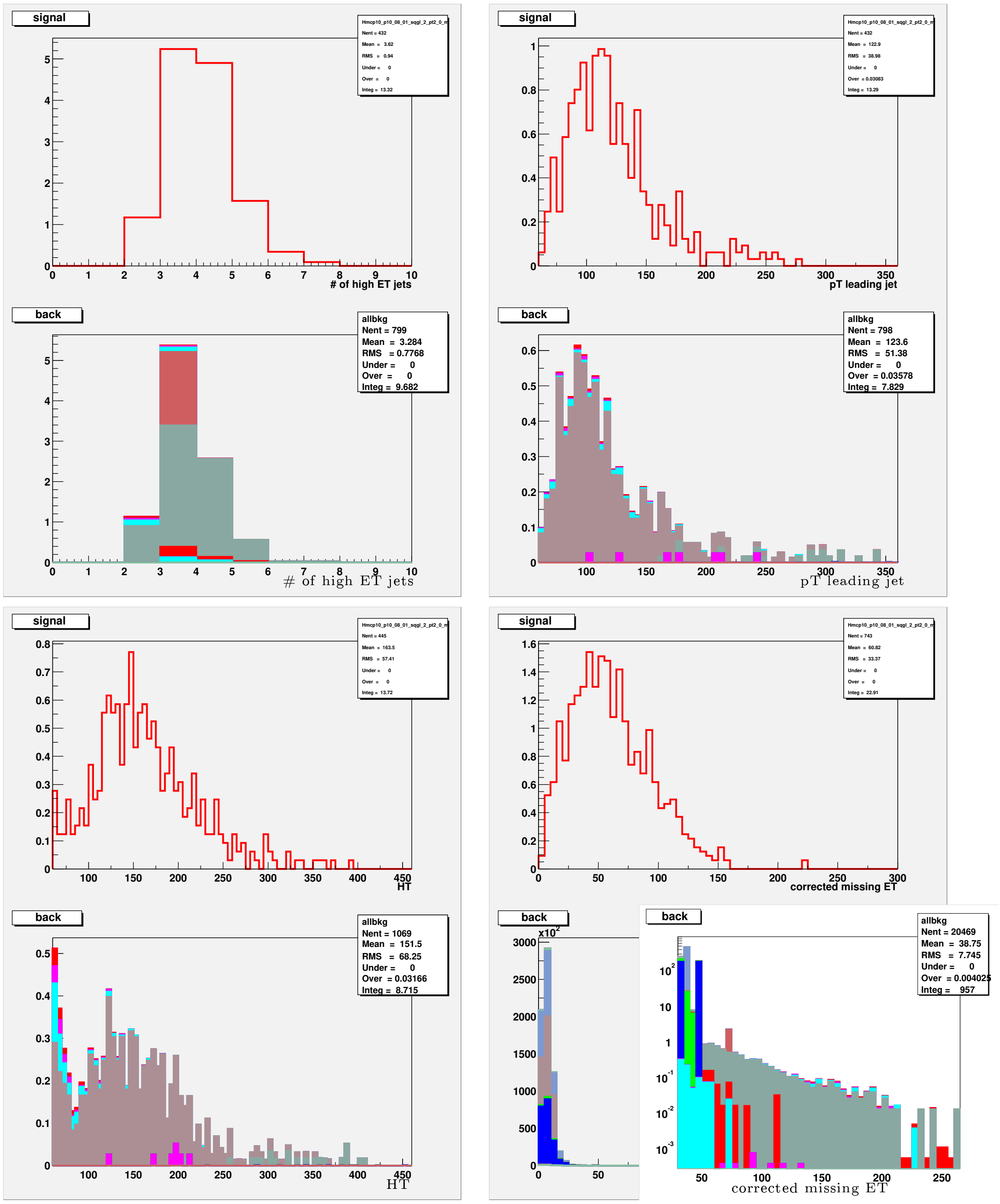


FIG. 7.12 – Les histogrammes du haut sont faits à partir d'événements de signal ($m_0 = 500, m_{1/2} = 70$) et ceux du bas à partir d'événements de bruit de fond normalisés à $100\,\mathrm{pb}^{-1}$. De gauche à droite et de haut en bas sont représentés le nombre de bons jets de plus de 25 GeV, l'énergie transverse du jet le plus énergétique, H_T et $\not{E}_T$. Toutes les coupures ont été appliquées sauf celle sur la variable représentée. Un agrandissement en échelle logarithmique de la distribution de $\not{E}_T$ a été ajouté.

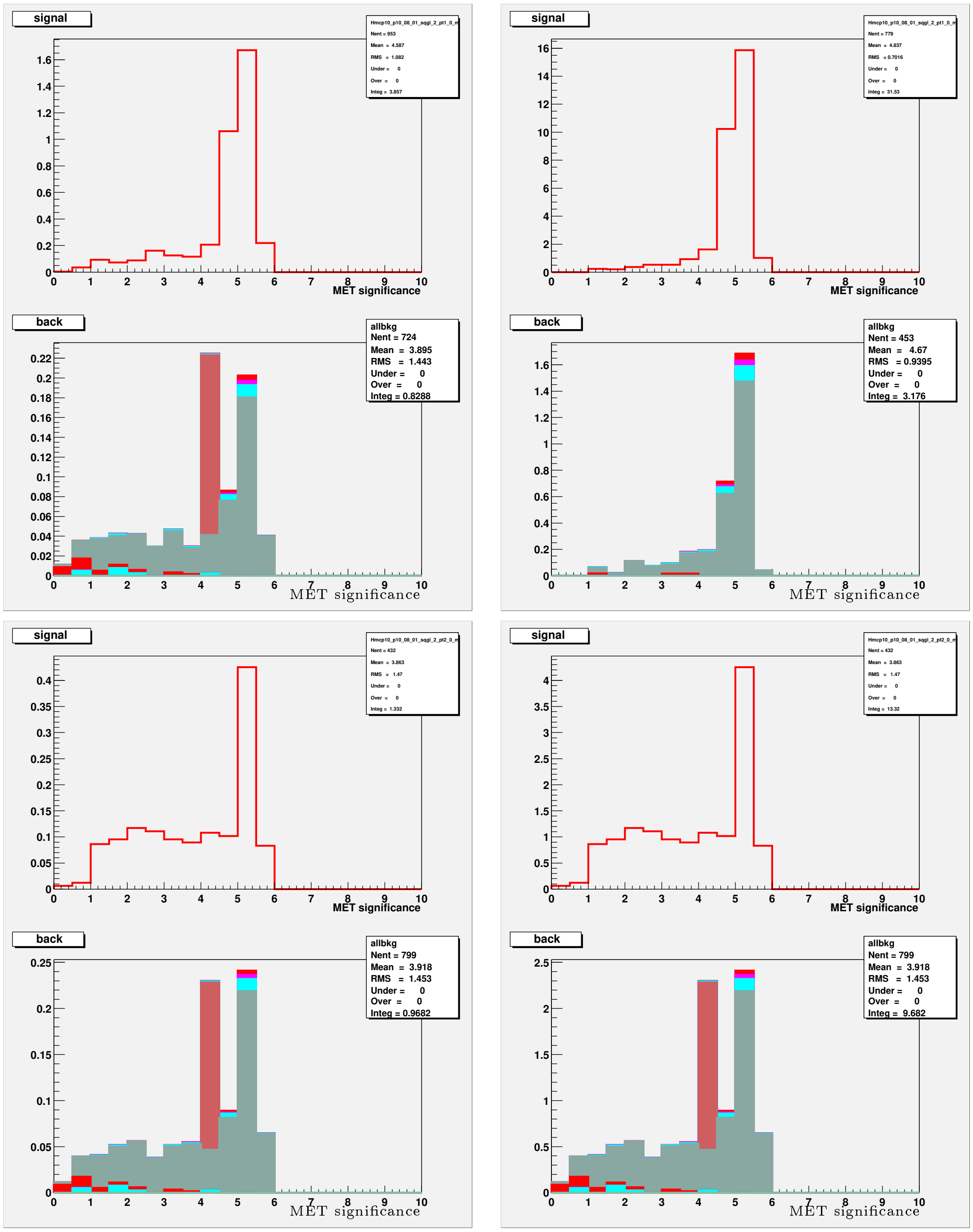


FIG. 7.13 – Les histogrammes du haut sont faits à partir d'événements de signal et ceux du bas à partir d'événements de bruit de fond normalisés à 10 pb^{-1} (à gauche) ou 100 pb^{-1} (à droite). En haut, le signal est le point ($m_0 = 100, m_{1/2} = 100$) et en bas le point ($m_0 = 500, m_{1/2} = 70$). Pour chacune des optimisations, la valeur de la significance en énergie transverse manquante est représentée.

efficaces de production attendues. Par exemple pour les deux points pour lesquels les analyses ont été optimisées, on a :

- $\sigma_{NLO}^{1.8\,\mathrm{TeV}} = 2.912\,\mathrm{pb}$ et $\sigma_{NLO}^{1.96\,\mathrm{TeV}} = 4.697\,\mathrm{pb}$ pour $m_0 = 100$ et $m_{1/2} = 100$
- $\sigma_{NLO}^{1.8\,\mathrm{TeV}} = 2.481\,\mathrm{pb}$ et $\sigma_{NLO}^{1.96\,\mathrm{TeV}} = 3.657\,\mathrm{pb}$ pour $m_0 = 500$ et $m_{1/2} = 70$

soit une augmentation de 61% et 48% de la section efficace entre l'énergie dans le centre de masse au Run I et au Run II.

6000 événements ont été produits pour chacun des 60 points du plan $(m_0, m_{1/2})$ ($A_0 = 0$, $\tan\beta = 2$, $\mu < 0$). Pythia a été utilisé pour la génération mais le calcul des masses du spectre supersymétrique à partir des paramètres de mSUGRA a été fait avec ISAJET. Les événements ont été reconstruits avec la chaîne de reconstruction complète (version p10.08.01). L'analyse optimisée au point dominé par la production de squarks et celle optimisée au point dominé par la production de gluinos ont été appliquées à chacun des points. De plus les sections efficaces de productions NLO ont été calculées pour tous les points théoriquement valables du plan $(m_0, m_{1/2})$ tels que $0 < m_0 < 500$ et $0 < m_{1/2} < 200$ par pas de 10. Les efficacités pour l'ensemble de ces points sont déduites des efficacités connues aux 60 points produits par interpolation des efficacités des trois points les plus proches. Les distances séparant le point dont on recherche l'efficacité aux trois points utilisés pour l'interpolation doivent être petites. Par conséquent, cette procédure ne permet pas d'obtenir une efficacité pour tous les points pour lesquels une section efficace a été calculée. Le nombre d'événements de bruit de fond attendu pour chaque analyse est celui déduit du Monte Carlo (tableau 7.2).

Un point est exclu si le nombre d'événements produits à ce point (section efficace × luminosité) est supérieur à la limite à 95% C. L. à ce point, donnée par N_{95}. Les contours d'exclusion ainsi obtenus sont présentés figure 7.14 pour chacune des deux optimisations ainsi que leur comparaison sur la figure du bas. L'analyse optimisée sur le point dominé par la production de squarks permet d'exclure plus de points de la région du plan dominée par cette production. Et inversement, plus de points sont exclus dans la région dominée par la production de gluinos par l'analyse optimisée sur un point dominé par la production de gluinos. Les limites obtenues sont de l'ordre de 30 GeV au-dessus de celles établies avec une luminosité équivalente au Run I [28]. Le point $(0, 140)$ du plan $(m_0, m_{1/2})$ à la limite de la zone d'exclusion correspond à $m_{\tilde{q}} = 318\,\mathrm{GeV}$ et $m_{\tilde{g}} = 368\,\mathrm{GeV}$. A l'opposé du plan $(m_0, m_{1/2})$, le point $(500, 70)$ qui est également exclu se traduit par une masse de squark de 523 GeV et une masse de gluino de 226 GeV. La limite obtenue ici permet d'exclure des masses jusqu'à 318 GeV lorsque $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$.

Bien qu'aucune étude de systématique n'ait été faite ici, la figure 7.15 présente, le contour obtenu avec l'analyse optimisée sur le point dominé par la production de squarks et le même contour où à chaque point, l'efficacité du signal a été réduite de 10%. On a ainsi une idée de la sensibilité de l'analyse aux effets systématiques. A grand

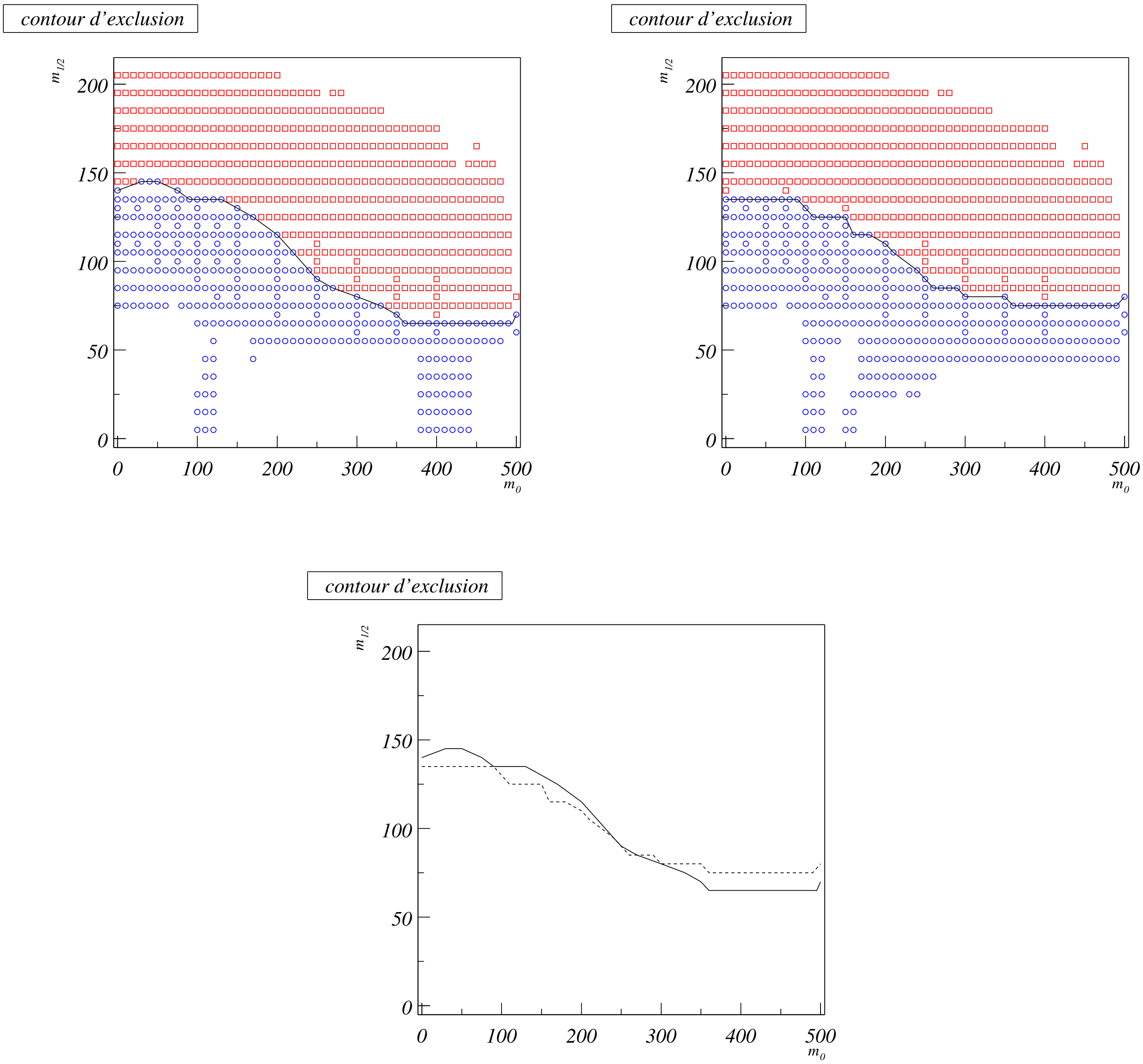


FIG. 7.14 – Contours d'exclusion obtenus grâce aux analyses optimisées pour 100 pb^{-1} au point dominé par la production de squarks, $m_0 = 100$ et $m_{1/2} = 100$, (en haut à gauche) et au point dominé par la production de gluinos, $m_0 = 500$ et $m_{1/2} = 70$, (en haut à droite). Les carrés sont les points non exclus et les cercles les points exclus. La figure du bas superpose les deux contours précédents ($m_0 = 100$ et $m_{1/2} = 100$ est en trait plein et $m_0 = 500$ et $m_{1/2} = 70$ est en trait pointillé).

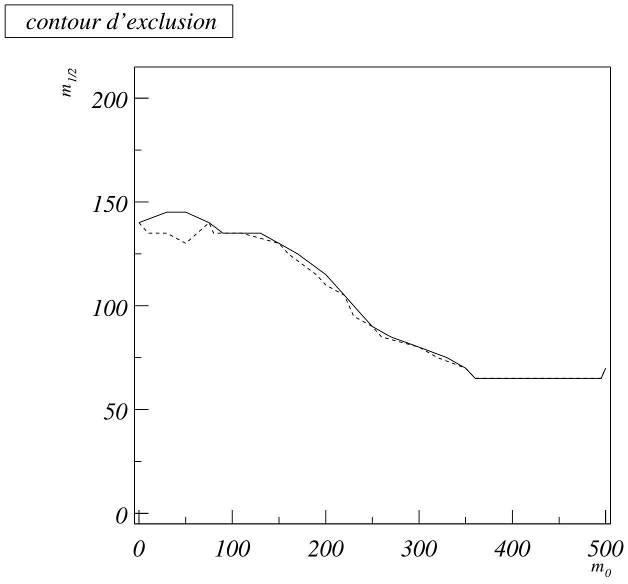


FIG. 7.15 – Comparaisons des contours d'exclusion obtenues pour l'analyse optimisée au point $m_0 = 100$ et $m_{1/2} = 100$ à $100\,\mathrm{pb}^{-1}$ (trait plein) et avec la même analyse pour laquelle les efficacités en chaque point ont été systématiquement déduites de 10%. Une illustration grossière des effets systématiques qui n'ont pas été pris en compte.

m_0, lorsque la section efficace de production est faible, les effets systématiques ne sont plus visibles.

7.2.5 Et sur les données ...

Les événements collectés par DØ satisfaisant le déclenchement 4CJT5 représentent une luminosité de $1.26\,\mathrm{pb}^{-1}$ (la sélection s'arrête au 1^{er} février 2002). Parmi ces événements, les runs de mauvaise qualité sont supprimés. Les runs supprimés sont ceux sélectionnés par le groupe jets et énergie transverse manquante. Cette sélection se base, comme on l'a vu au chapitre précédent, sur la valeur moyenne de l'énergie transverse manquante au cours du run. Aucune des deux projections sur x et y de la valeur moyenne de l'énergie transverse manquante au cours d'un run ne doit dépasser 2 GeV. De plus tous les runs, où plus de 10 cellules chaudes en moyenne par événement sont mises en évidence par NADA sont supprimés. Un run pris dans des conditions normales n'a qu'une cellule chaude de moyenne. On supprime également tous les runs pour lesquels des problèmes notables acquisition sont connus. La suppression de ces runs fait que l'on arrive à une luminosité de $0.78\,\mathrm{pb}^{-1}$.

Les analyses optimisées sur $10\,\mathrm{pb}^{-1}$ sont appliquées au lot de données. 7 événements sont sélectionnés par les coupures du point dominé par la production de squarks et 8 événements le sont par les coupures du point dominé par la production de gluinos. Cinq événements et six événements suivant le choix de coupures appartiennent au run

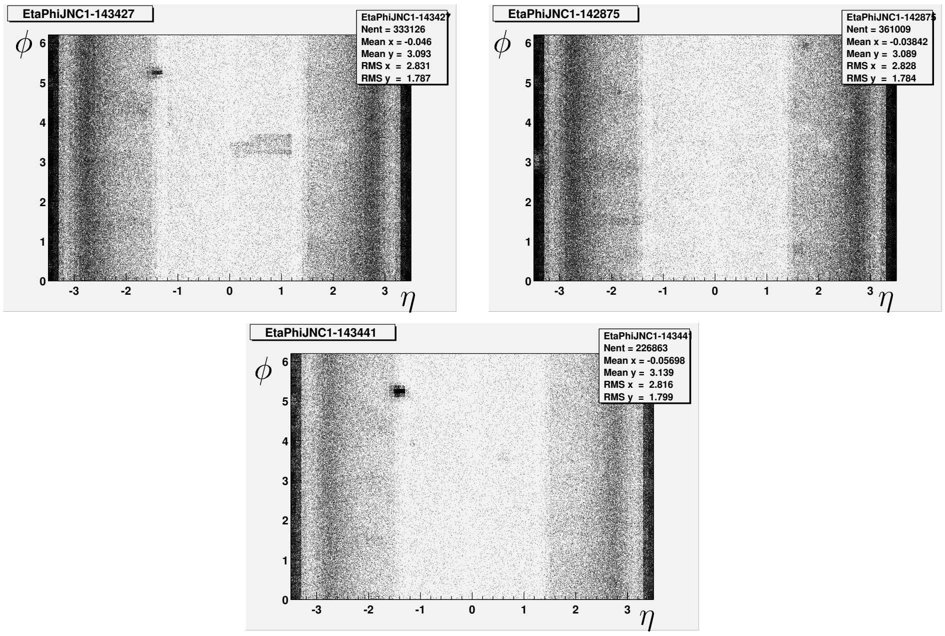


FIG. 7.16 – Positions des clusters cellNN dans le plan (η, ϕ) pour les runs 143427, 142875 et 143441 (de haut en bas et de gauche à droite).

143427. Un événement appartient au run 142875 et le dernier événement appartient au run 143441. La figure 7.16 présente la répartition des clusters cellNN dans le plan (η, ϕ) pour ces trois runs. En effet, la représentation de la répartition des clusters plutôt que celle des jets est plus sensible aux zones chaudes. Le run 143427 a une zone chaude dans le calorimètre central. Ce run n'aurait pas dû être gardé. Lorsqu'on le supprime de la liste, la luminosité accumulée descend à $0.755\,\mathrm{pb}^{-1}$. Le run 143441 a également une région chaude, plus petite et moins centrale ce qui fait qu'elle n'affecte sûrement pas la reconstruction des jets mais augmente sans aucun doute artificiellement l'énergie transverse manquante de cet événement. Le run 142875 est en revanche de bonne qualité et l'événement sélectionné dans ce run est montré figure 7.17. L'un des jets est très proche de la région intermédiaire entre les calorimètres et ne passe les coupures de qualité que de justesse. De plus si l'on reconstruit cet événement, avec une version plus récente du programme de reconstruction (p10.15.00), il ne passe plus la coupure en énergie transverse manquante. Il en est de même pour l'événement du run 143441. Dans p10.15.00, la version utilisée de NADA tue plus de cellules chaudes que dans les versions précédentes. En effet, les seuils d'énergie sur une cellule et sur ses voisines ne sont plus fixes, c'est le rapport des deux qui est fixe. De plus NADA agit sur les cellules d'énergie négative dans cette version.

Le nombre d'événements de données satisfaisant les coupures de l'analyse comparé au nombre d'événements de fond attendu est une façon de comparer données et prédictions Monte Carlo. Une autre comparaison possible est faite maintenant, pour laquelle des coupures minimales sont choisies :

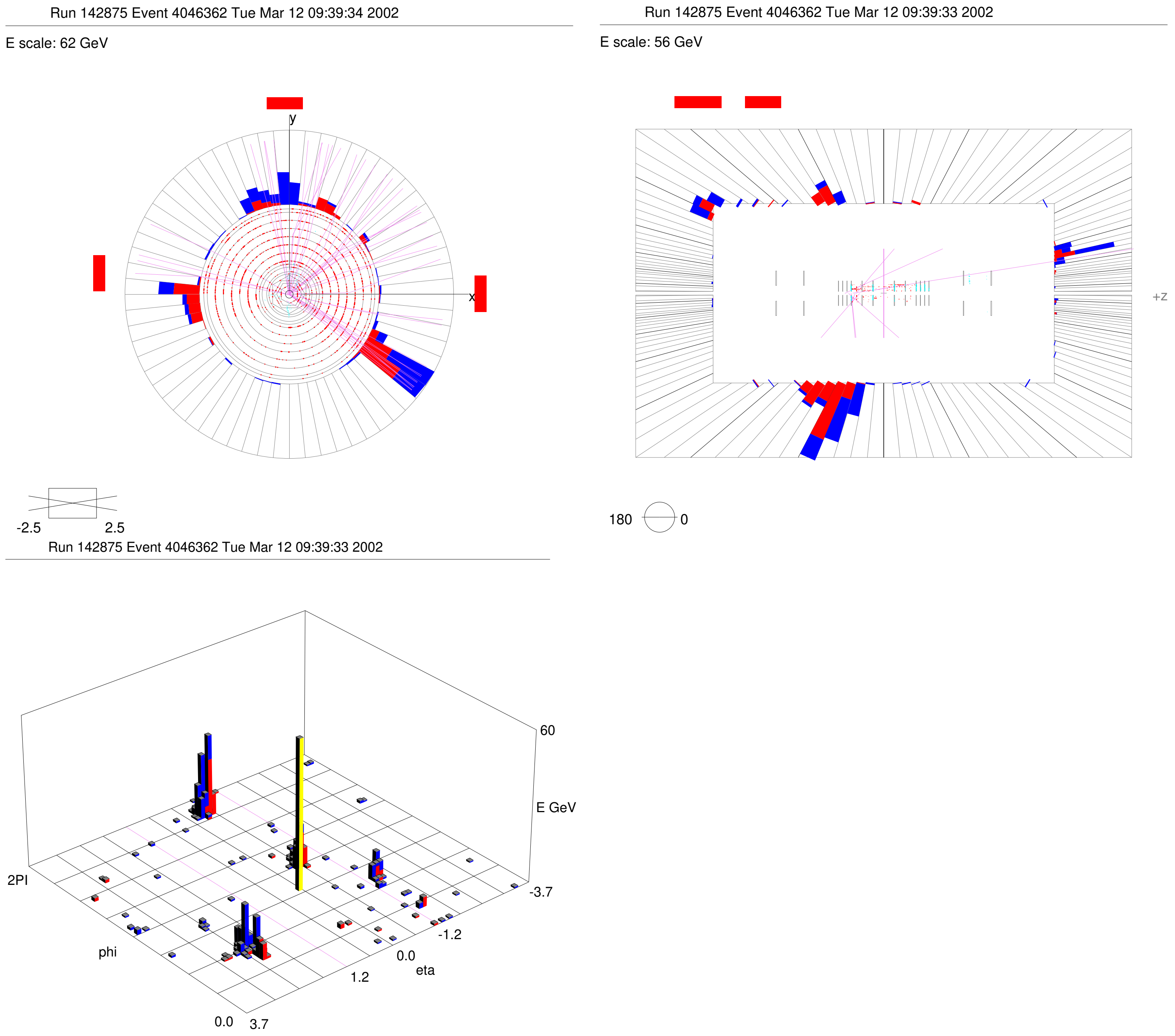


FIG. 7.17 – Evénement 4046362 du run 142875. De gauche à droite et de haut en bas, vue dans le plan (x, y), vue dans le plan (r, z) et vue lego dans le plan (η, ϕ). Le pic vers le centre de la dernière vue représente l'énergie transverse manquante. Le quatrième jet de l'événement est caché par ce pic dans cette vue.

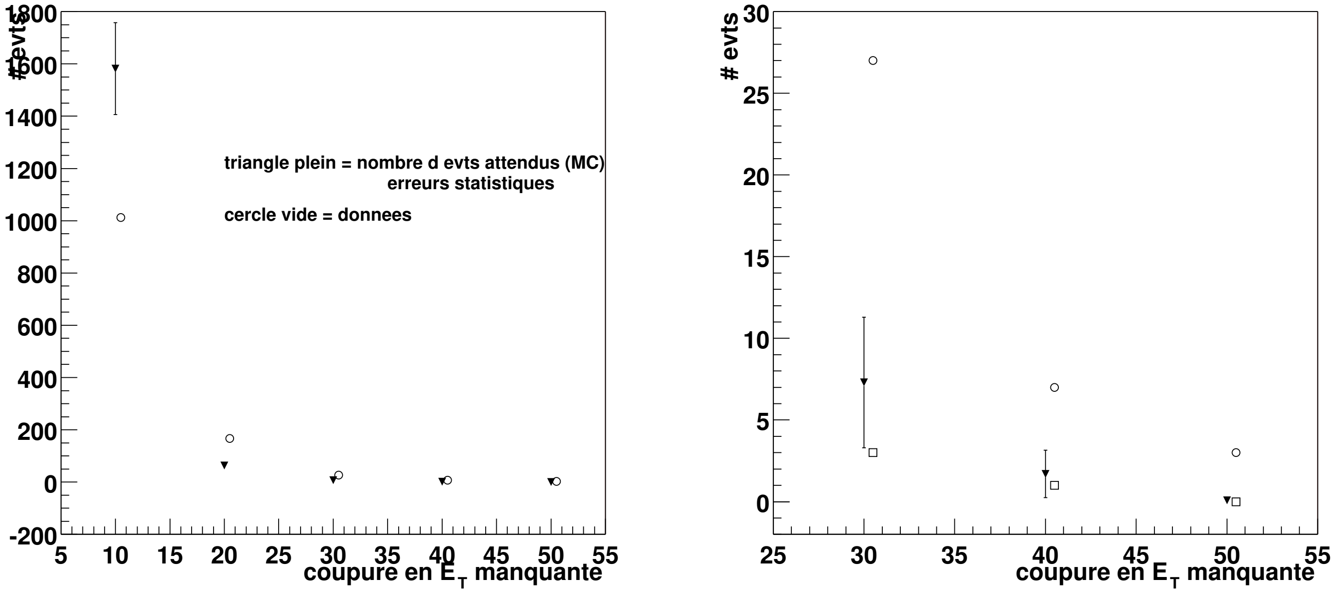


FIG. 7.18 – Nombre d'événements satisfaisant des coupures minimales sur le nombre de jets, l'énergie du jet le plus énergétique et H_T en fonction de la valeur de la coupure en $\not\!\!E_T$ appliquée. Les cercles représentent les données, les carrés les données reconstruites avec p10.15.00 et les triangles le Monte Carlo. Les erreurs sont statistiques uniquement.

- au moins deux bons jets de plus de 25 GeV
- E_T du jet le plus énergétique > 60 GeV
- $H_T > 60$ GeV

Puis on fait évoluer la coupure sur $\not\!\!E_T$ de 10 GeV à 50 GeV par pas de 10 GeV. Le nombre d'événements attendus pour le Monte Carlo est donné figure 7.18 (triangles). L'erreur représentée est l'erreur statistique uniquement. Les cercles représentent le nombre d'événements de données passant les coupures. La figure de droite est un agrandissement de celle de gauche pour les valeurs les plus importantes de la coupure en $\not\!\!E_T$. L'accord entre Monte Carlo et données n'est pas très bon. Les données semblent avoir en général beaucoup d'énergie transverse manquante. Le run 143427 a été supprimé pour réaliser cette figure. Notons que pour les plus grandes valeurs de la coupure en énergie transverse manquante pour lesquelles l'exercice a été fait, si les événements de données passant cette coupure sont reconstruits avec la version p10.15.00 du programme de reconstruction, l'accord données Monte Carlo est bien meilleur (carrés sur la figure 7.18), ce qui semble indiquer que ces différences sont dues à des cellules chaudes du calorimètre.

A court terme, c'est-à-dire lorsque l'analyse Monte Carlo sur 10 pb^{-1} pourra être menée sur les données, un certain nombre de problèmes rencontrés ici devront avoir trouvé une solution. Bien sûr, le lot de données sera bien plus important et reconstruit avec la version du programme de reconstruction p10.15.00 qui semble donner de bien meilleurs résultats quant à la suppression des cellules chaudes du calorimètre. La qualité des données du calorimètre s'améliorera avec le temps, une fois la période de "mortalité juvénile" de l'électronique passée.

Un déclenchement incluant un seuil sur l'énergie transverse manquante permettra de gagner beaucoup en terme d'efficacité sur le signal. Dans ce but, on peut espérer que la couverture en acceptance du calorimètre sera étendue jusqu'à $\eta_{dét} = 2.4$ d'ici l'été.

Le fond QCD n'a pas du tout été étudié ici alors que c'est le fond le plus difficile à comprendre dans ce type d'analyse. L'utilisation de la significance en énergie transverse manquante prendra tout son sens quand il s'agira de s'attaquer à ce problème.

De plus, une analyse plus détaillée mène vite au problème de la compréhension de la qualité du vertex reconstruit. Pour cela, un travail sur les traces reconstruites est à envisager.

Enfin, lorsque le TeVatron aura atteint sa luminosité instantanée de croisière, les effets de haute luminosité comme l'empilement ne pourront être laissés de côté.

A plus long terme, les jets de cône de tours calorimétriques de 0.5 utilisés jusqu'alors sont destinés à être remplacés par des jets de cône construits à partir de particules energy flow. Pour cela, l'algorithme doit d'abord être optimisé sur les données. Par exemple, l'efficacité de la reconstruction de traces dans les données doit être comprise. De plus, les résolutions du détecteur de traces et de cellNN sur les données sont à comparer avec les résolutions obtenues à partir du Monte Carlo, la calibration de cellNN sur les données reste une étape préalable. Enfin, pour l'algorithme de cône choisi pour construire des jets de particules energy flow, il faut établir l'échelle d'énergie même si l'on a vu que les corrections à apporter pour se recaler à la bonne énergie seront sûrement petites.

L'energy flow devrait contribuer à lutter contre les bruits de fond instrumentaux en améliorant la résolution sur la mesure de l'énergie des jets et de l'énergie transverse manquante. Même si le fond QCD Monte Carlo n'est pas parfaitement modélisé, on peut l'utiliser pour avoir une idée de la proportion de ce fond dont la grande énergie transverse manquante est due à des effets de résolutions. Dans le cas du fond $b\bar{b}$ ou $c\bar{c}$ notamment, l'énergie transverse manquante peut être causée par la présence de neutrinos et l'utilisation de l'energy flow n'apportera rien alors. En ne sélectionnant que les événements QCD passant l'ensemble des coupures d'analyse minimales (au moins deux bons jets de plus de 25 GeV, E_T du jet le plus d'énergétique de plus de 60 GeV et $H_T > 60$ GeV) et ayant plus de 50 GeV d'énergie transverse manquante, il apparaît que pour 53% d'entre eux l'énergie transverse manquante provient d'effets de résolution (y compris de jets mal mesurés car proches de la région ICD). On peut donc espérer un impact de l'utilisation de l'energy flow sur la moitié du fond QCD.

Conclusion

Le travail qui vient d'être présenté aborde des sujets variés. Il reflète l'évolution rapide de DØ au cours des dernières années, d'un détecteur en construction à une expérience en train de prendre des données. Pour chacun des thèmes abordés, étudier et mettre à profit les améliorations apportées au détecteur du Run II dans le but de mieux mesurer l'énergie ont servi de ligne directrice.

La chaîne de lecture à l'intérieur du calorimètre a été comprise en détail. Elle peut être modélisée par un circuit électronique relativement simple reposant sur huit grandeurs que l'on connaît dorénavant voie par voie grâce à deux campagnes de mesures de réflectométrie temporelle. En effet, les valeurs des caractéristiques de chacune des voies ont été extraites des signaux de réflectométrie globaux grâce à une analyse des différentes composantes dont ils étaient formés.

De plus, une simulation des signaux de physique et de calibration en sortie de shaper utilisant pour chacune des voies la base de données que l'on vient d'évoquer a été réalisée. Elle se base sur les fonctions de transfert déduites des dessins du switch et du préamplificateur et sur une mesure de la réponse du shaper. Il a été montré que la simulation reproduit bien les signaux de calibration des canaux électromagnétiques (des études restent à faire pour les voies hadroniques du calorimètre).

Elle permet de connaître les variations du signal de physique en fonction des variations du signal de calibration. En effet, l'impact d'une variation du signal de calibration sur le signal de physique n'est pas forcément simple puisque la calibration de DØ est une calibration chaude dont l'inconvénient est que le signal de calibration ne suit pas le chemin du signal de physique.

Elle peut donner également la correspondance entre la charge physique déposée et le courant de calibration injecté, étape essentielle d'une calibration absolue du calorimètre uniquement grâce au système de calibration.

Une des améliorations majeures du détecteur DØ au Run II a été de plonger la cavité centrale dans un champ magnétique permettant la mesure de l'impulsion des traces chargées. D'autres expériences ont montré que la résolution sur la mesure de l'énergie d'un événement peut être nettement améliorée si les informations fournies par différents sous-détecteurs sont combinées. En particulier, on gagne à choisir la mesure du détecteur de traces pour les traces chargées jusqu'à une certaine énergie tout en conservant la mesure calorimétrique pour les particules neutres. La mesure de l'énergie du détecteur de traces est meilleure que celle du calorimètre pour les particules de basse énergie que l'on trouve en abondance dans les jets. L'idée développée dans ce travail est qu'il est possible d'avoir une étape intermédiaire de reconstruction de "particules" qui donnent accès au flux d'énergie (energy flow) de l'événement. Elles sont fabriquées soit d'une seule trace, soit d'un cluster calorimétrique uniquement soit d'une combinaison des deux, l'énergie étant donnée par la meilleure des mesures. La reconstruction des jets ou de l'énergie transverse manquante se fait ensuite à partir des particules energy flow et plus directement à partir de la lecture du calorimètre.

La première condition pour combiner traces et clusters dans DØ était de construire les clusters. En effet, pour choisir la meilleure mesure de l'énergie, il faut être en mesure de comparer l'impulsion d'une trace à son dépôt d'énergie dans le calorimètre. Si le cluster associé à la trace contient plus d'énergie que celle due à la gerbe chargée, la comparaison conduira soit à conserver l'énergie calorimétrique et à ne pas avoir de gain en résolution, soit à remplacer l'énergie du calorimètre par l'impulsion de la trace et à dégrader la résolution (de l'énergie aura été perdue). J'ai donc commencé ce travail par l'écriture d'un algorithme de clusterisation basé sur les cellules du calorimètre, cellNN. La granularité du calorimètre a été exploitée au maximum pour s'approcher d'une reconstruction individuelle des gerbes de particules. De même, l'information longitudinale a été utilisée ce qui a permis de séparer des gerbes électromagnétiques et hadroniques superposées.

De plus, une méthode de correction de l'énergie des clusters a été établie permettant de restaurer suffisamment l'énergie générée de telle sorte que l'énergie des clusters soit comparable à l'impulsion des traces.

Dans un deuxième temps, l'association des traces et des clusters cellNN a été étudiée. Il a été montré qu'il était possible d'améliorer la résolution en énergie de cette manière. Typiquement, sur des événements $Z \rightarrow d\bar{d}$, le gain est de 20% sur la résolution dans le détecteur central lorsque des jets de cône de rayon 0.7 sont construits avec des particules energy flow plutôt qu'avec les tours du calorimètre (on passe d'une résolution de 13.4% à 10.5%). De plus, l'échelle d'énergie générée est restaurée et on peut penser que les corrections à appliquer à des jets construits à partir de particules energy flow seront petites.

Les premières données de DØ enregistrées jusqu'au 1er février 2002 ont permis de commencer à étudier les clusters cellNN dans les données. Malheureusement, le détecteur de traces n'était pas suffisamment stable dans son fonctionnement pour que l'energy flow soit mis en place sur les données. Un travail de compréhension et d'optimisation des deux algorithmes reste donc à faire.

En préparation à l'analyse, une étude a été menée sur les efficacités des déclenchements calorimétriques. Une analyse basée sur des événements Monte Carlo a permis de conclure que DØ serait en mesure d'améliorer les limites actuelles sur la masse des squarks et des gluinos malgré l'absence de déclenchement sur l'énergie transverse manquante qui est pourtant la signature principale des squarks et des gluinos en utilisant des techniques de reconstruction proches de celles employées au Run I. En effet, la différence d'énergie dans le centre de masse permet d'atteindre des sections efficaces de production bien plus importantes. De plus, les améliorations apportées au détecteur du Run II doivent également contribuer à repousser ces limites. L'amélioration de la résolution en énergie de l'energy flow devrait permettre d'avoir moins de fausse énergie transverse manquante due à des effets instrumentaux. Notamment, le détecteur de traces a la bonne propriété de venir combler la région mal instrumentée du calorimètre au niveau où les cryostats se rencontrent. Cette étude reste à faire lorsque l'energy flow pourra être utilisé sur les données. En effet, le fond QCD doit être estimé sur les données de préférence au Monte Carlo. Cependant, l'energy flow devrait avoir un impact significatif pour réduire la contribution du bruit de fond QCD à ce type d'analyse.

Bibliographie

[1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579 ; A. Salam et J. C. Ward, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 168 ;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.

[2] LEP Working Group for Higgs boson searches and ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, lhwg note/2001-03, cern-ep/2001-055, 21 juillet 2001.

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

[4] E. Gildener, Phys. Rev. Lett. **D14** (1976) 1667.

[5] C. Kolda et H. Murayama, *The Higgs mass and new physics scales in the minimal Standard Model*, JHEP, 0007, 035, 2000.

[6] G. 't Hooft, *Recent developments in gauge theories*, Cargèse 1979, NATO ASI series B59.

[7] E. Kh. Akhmedov, *Neutrino Physics, hep-ph/0001264* ; S. M. Bilenky, *Neutrino masses, mixing and oscillations*, hep-ph/0001311.

[8] M. Gell-Mann, P. Ramond and R. Slansky, in *Supergravity*, ed. by P. van Nieuwenhuizen and D. Z. Freedman (North Holland, Amsterdam, 1979), p. 315 ;
T. Yanagida, in Proc. of the *Workshop on the Unified Theory and Baryon Number in the Universe*, ed. by O. Sawada and A. Sugamoto (KEK report 79-18, 1979), p.95, Tsukuba, Japan ;
R.N. Mohapatra and G. Senjanović, Phys. Rev. Lett.**44** (1980) 912.

[9] M. Davier, *L'interaction faible : un bilan des résultats de LEP1 et SLC*, Ecole de Gif 1996 ;
D. Charlton, *Precise Electroweak Results from LEP2*, BHAM-HEP/99-08 ;
The LEP Collaborations : ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, *the LEP Electroweak Working Group, the SLD Heavy Flavour, Electroweak Working Group, A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, hep-ex/0112021 ;

[10] D. Bailin et A. Love, *Supersymmetric gauge theory and string theory*, IOP publishing, 1994 ;
R. N. Mohapatra, *Unification and supersymmetry*, Springer-Verlag, 1996 ;
M. Drees, *An introduction to supersymmetry*, hep-ph/9611409 ;
E. Witten, *Introduction to supersymmetry*, lectures in Trieste, juillet 1981 ;

P. Binetruy, *Supersymmetry : from concepts to searches*, à paraître ;
S. P. Martin, *A Supersymmetry Primer*, dans Perspectives on supersymmetry, G. L. Kane (éd.), 1-98. hep-ph/9709356.

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

[12] L. O'Raifeartaigh, *Spontaneous symmetry breaking for chiral scalar superfields*, Nucl. Phys. **B96**, 331-352, 1975.

[13] P. Fayet et J. Iliopoulos, *Spontaneously broken super gauge symmetries and Goldstone spinors*, Phys. Lett., **51B**, 461-464, 1974.

[14] P. Fayet, *Supergauge invariant extension of the higgs mechanism ...*, Nucl. Phys., **B90**, 104-124,1975.

[15] L. Girardello et M. T. Grisaru, *Soft breacking of supersymmetry*, Nucl. Phys. **B194**, 65-76, 1982.

[16] par exemple G. Bhattacharya, *R-parity violating supersymmetric Yukawa couplings : a mini-review*, hep-ph/9608415.

[17] G. R. Farrar et P. Fayet, Phys. Lett. **B 76**, 575 (1978).

[18] G. Jungman, M. Kamionkowski et K. Griest, *Supersymmetric dark matter*, Physics Reports 267 (1996) 195.

[19] R. Barbieri, F. Caravaglios et M. Frigeni, The supersymmetric higgs for heavy superpartners, Phys. Lett. **B258**, 167-170, 1991.

[20] M. Dine et A. E. Nelson, Phys. Rev. D48 (1993) 1277 ;
M. Dine, A. E. Nelson et Y. Shirman, Phys. Rev. D51 (1995) 1362, hep-ph/9408384 ;
M. Dine, A. E. Nelson, Y. Nir et Y. Shirman, Phys. Rev. D53 (1996) 2658, hep-ph/9507378.

[21] H. P. Nilles, *Supersymmetry, supergravity and particle physics*, Phys. Rept. 100, 1 (1984) ;
P. van Nieuwenhuizen, *Supergravity*, Physics Reports 68 (1981) 189.

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

[23] D. Pierce et A. Papadopoulos, Phys. Rev. **D 50**, 565 (1994) ;
Nucl. Phys. **B430**, 278 (1994) ;
D. Pierce, J. A. Bagger, K. Matchev et R.-J. Zhang, Nucl. Phys. **B491**, 3 (1997).

[24] W. Beenakker, R. Höpker et M. Spira, Prospino, *a programm dor the production of supersymmetric particles in next to leading order QCD*, hep-ph/9611232.

[25] W. Porod, *The decays* $\tilde{\mathrm{g}} \rightarrow \tilde{\mathrm{t}}_1 \mathrm{W}^- \bar{\mathrm{b}}$ *and* $\tilde{\mathrm{g}} \rightarrow \tilde{\mathrm{t}}_1 \bar{\mathrm{c}}$ *and phenomenological implications in supersymmetric theories*, hep-ph/0202259.

[26] M. Carena, R. L. Culbertson, S. Eno, H. J. Frisch et S. Mrenna, *The Search for Supersymmetry at the Tevatron Collider*, hep-ex/9712022.

[27] DØ Collaboration, *A Search for Dilepton Signature from Minimal Low-energy Supergravity* $p\bar{p}$ *Collisions at 1800 GeV*, Phys. Rev. D63, 091102 (2001).

[28] CDF Collaboration, *Search for Gluinos and Scalar Quarks in* $p\bar{p}$ *Collisions at* $\sqrt{1.8}$ TeV *using the Missing Energy plus Multijets Signature*, Phys. Rev. Lett. **041801** (2002) 88.

[29] M. Church, *Subtantial Upgrades to TeVatron Luminosity*, hep-ex/0105041.

[30] *Concepts Rookie Book*, http ://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/concepts/conceptstoc.html.

[31] *Run II Handbook*, http ://www-bd.fnal.gov/runII/index.html.

[32] http ://www-bd.fnal.gov/public/proton.html.

[33] http ://www-bd.fnal.gov/public/multiturn.html.

[34] *Main Ring Rookie Book*, http ://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/mainring/intro.html ;
http ://www-bd.fnal.gov/public/maininj.html.

[35] *Pbar Rookie Book*, http ://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/pbar_book/contents.html ;
http ://www-bd.fnal.gov/public/antiproton.html.

[36] *Prospectus for an Electron Cooling System for the Recycler*, Fermilab-TM-2061.

[37] http ://www-bd.fnal.gov/public/tevatron.html ;

[38] E. Kajfasz for the DØ Collaboration, *DØ, Silicon Microstrip Tracker for Run II a*, hep-ex/0112014.

[39] The DØ Collaboration, *The DØ Detector*, Nucl. Instr. and Methods, **A338**, 185 (1994) ;

[40] The DØ Collaboration, *The DØ Upgrade, The Detector and Its Physics*, DØ note (1996).

[41] The DØ Collaboration, *The Upgraded DØ Detector*, à publier.

[42] J. Kotcher, Design, *performance and upgrade of the DØ calorimeter*, DØ conf. 95-1.

[43] R. Madaras, *DØ EC-EM Technical Parameters*, DØ note **757** ;
P. Grannis, *Specifications for the DØ detector*, DØ note **560**.

[44] M. Demarteau, Neal, *Sampling Fractions of CCEM Modules*, DØ note **912**.

[45] The DØ Collaboration, *Determination of the Absolute Jet Energy Scale in the DØ Calorimeters*, Nucl. Inst. Meth. **A424** (1999) 352.

[46] L. Sawyer, K. De, P. Draper, E. Gallas, J. Li, M. Sosebee, R.W. Stephens, A. White, *Technical Design Report for the Upgrade of the ICD for DØ Run II*, DØ note **2686**.

[47] The DØ Collaboration, *Beam Tests of the D0 Uranium Liquid Argon End Calorimeter*, Nucl. Instr. and Methods, **A324**, 53 (1993)

[48] P. Bhat, *DØ Calorimetre response to low energy beam at NWA and Implications to DØ Physics*, DØ note **1300**.

[49] L. Groer, Calor 2000.

[50] L. Duflot, R. Hirosky, *MC studies of jet algorithms in the Run II framework*, DØ note **3746** ;
S. Grinstein, V. Zutshi, *Jet studies in top and higgs events*, DØ note **3926**.

[51] M. Begel, *Luminosity Measurement*, Présentation en session pléniaire, DØ Collaboration Meeting, 9 novembre 2001.

[52] C.-C. Miao, *The DØ Run II Luminosity Monitor*, DØ note **3573**.

[53] A. Schwartzman, M. Narain, *Primary Vertex Selection*, DØ note **3906**.

[54] K.M. Chan, D.K. Cho, M. Zielinski, V.V. Zutshi, *Optimization of calorimeter response using plate geometry in D0GSTAR p01.00.02*, DØ note **3716**.

[55] Ellis et Soper, Phys. Rev. **D48** (1993) 3160.

[56] A. Abdesselam, *Comparison of H-Matrices for electron identification in D0 Run II*, DØ note **3745**.

[57] Thèse de B. Heinemann, disponible depuis le site de H1 (http ://www-h1.desy.de)

[58] M. Wing, *Precise Measurement of Jet Energies with the Zeus Detector*, hep-ex/0011046.

[59] F. Beaudette et J. F. Grivaz, *b-tagging with electrons using the road method*, DØ note **3828** ;
F. Beaudette et J. F. Grivaz, *The road method for electrons identification in jets*, DØ note en préparation.

[60] L. Lönnblad, S. Mrenna and T. Sjöstrand, *PYTHIA 6.2 Physics and Manual*, LU TP 01-21, hep-ph/0108264.

[61] G. Corcella, I.G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M.H. Seymour and B.R. Webber, *HERWIG 6.4*, JHEP 01 (2001) 010, hep-ph/0011363 ; hep-ph/0107071.

[62] H. Baer, F. E. Paige, S. D. Protopopescu, X. Tata, *ISAJET 7.58 A Monte Carlo Event Generator for* pp, $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{p}$ *and* $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ *Reactions* (http ://www-d0.fnal.gov/ serban/isajet).

[63] Y. Fisyak, J. Womersley, *DØGSTAR, DØGEANT Simulation of the Total Apparatus Response*, DØ note **3191**.

[64] A. Kotwal et al., *Calorimeter Electronics Upgrade for Run II*, DØTechnical Report (1998).

[65] C. Hays, *Preamp Species Summary*, DØ note **3393**.

[66] P. Cornebise, P. Imbet Y. Jacquier, G. Martin, P. Petroff, C. de la Taille, P. Bailly, U. Bassler, G. Bernardi, J.F. Huppert, H. Lebbollo, F. Machefer, B. Olivier, A. Vallereau, *Calorimeter Calibration System*, DØ note **3731**.

[67] R. Zitoun, *Electronic calibration and non linearity of the DØ calorimeter readout chain*, DØ note.

[68] R. Wigmans, NIM **A265** (1988) 273-290.

[69] ALEPH collaboration, NIM **A360** (1995) 481.

[70] S. Youssef, DØ note **375**
S. Youssef, DØ note **541**
A. Klatchko and S. Youssef, DØ note **2121**
A. Klatchko and S. Youssef, DØ note **2146**
H. da Motta, DØ note **2714**

[71] D.K. Cho, communication privée, voir K.M. Chan, D.K. Cho, M. Zielinski, V.V. Zutshi DØ note **3851** pour une discussion récente.

[72] Particle Physics Booklet, *Passage of particle though matter.*

[73] *Jet Energy Scale at DØ in Run II*, DØ note à paraître.

[74] A. Goussiou, B. Kehoe (responsables du groupe échelle d'énergie des jets), communication privée.

[75] Thèse d'Andrea Bocci, disponible depuis le site de CDF (http ://www-cdf.fnal.gov)
Thèse de Tommaso Dorigo, disponible depuis le site de CDF
Thèse de Giuseppe Latino, disponible depuis le site de CDF.

[76] R. Field, *The Underlying Event in Hard Scattering Processes*, hep-ph/0201192.

[77] G. Bernardi, B. Olivier, B. Knuteson et M.Strovink, *NADA : A New Event by Event Hot Cell Killer*, DØ note **3687**.

[78] *Hot Cells and Missing Transverse Energy in Run II*, DØ note à paraître.

[79] Présentation d'A. Kupco, réunion jet et $\not\!\!E_T$, 16 janvier 2001, http ://www-d0.fnal.gov/ d0upgrad/d0_private/software/jetid/jetid.html.

[80] M. Church, *Tevatron performance*, Présentation en session plénieaire, DØ Collaboration Meeting, 15 février 2002.

[81] *Jets in Run 2*, DØ note à paraître.

[82] Thèse d'Evgeny Popkov, disponible depuis le site de DØ (http ://www-d0.fnal.gov).

[83] M. Klute, A. Quadt, *Measurements of Level 1 Trigger Efficiencies from D0 Data*, DØ note **3949**.

[84] B. Knuteson, M. Strovink, B. Olivier, U. Bassler, F. Fleuret, G. Bernardi, *The missing transverse energy resolution of an event*, DØ note **3629** ;
B. Knuteson, *Algorithms for Computing Significance*, DØ note **3345**.

[85] J. F. Grivaz et F. Le Diberder, *Complementary analyses and acceptance optimization in new particle searches*, LAL 92-37.

[86] C. Caso et al., Particle Data Group, Eur. Phys. J. **C3** (1998) 1.

Remerciements

Je remercie M. François Richard de m'avoir accueillie dans son laboratoire et d'avoir accepté d'être président de mon jury de thèse.

Je remercie MM. Pierre Lutz et Bruno Mansoulié d'avoir été rapporteurs de ce travail.

Je remercie MM. Ulrich Ellwanger et John Womersley d'avoir accepté d'être membres du jury. Merci également d'avoir fait tout ce chemin, John.

Je remercie Pierre Pétroff d'avoir accepté de me prendre sous sa direction.

Je remercie tout particulièrement Laurent Duflot d'avoir participé à l'encadrement de ce travail. Merci pour les conseils et l'attention que tu as bien voulu me donner tout au long de ces trois années.

Je remercie Jean-François Grivaz pour ses suggestions et ses conseils toujours précieux sur mon travail.

Je remercie également les autres membres du groupe DØ. Michel, Serguey et Patrice mais aussi Vipin. Ainsi que les autres membres de DØ France avec qui j'ai eu l'occasion de collaborer.

Je remercie Guy Le Meur et François Touze pour leur gentillesse et leur aide sans faille.

Je remercie Christophe de la Taille, Ronic Chiche et Gisèle Martin pour m'avoir accueillie au service électronique. Je les remercie pour leur disponibilité même pendant leurs vacances. Mais aussi Yves Jacquier, je n'oublie pas que c'est lui qui a fait mon initiation à l'électronique. Je souhaite bon vent à Amadablam.

Je voudrais aussi remercier tous ceux que j'ai croisés outre Atlantique : Anna, Vishnu, Bob et Leslie. Je n'oublie pas Marumi et Antoine.

Je tiens à remercier également Sophie et Thierry, autres thésards du bâtiment 208 et Frédéric, autre thésard de DØ pour les discussions, cafés, soutiens et conseils.

Je n'oublie pas, bien sur, le soutien moral sans faille de la famille et des amis malgré mon peu de disponibilité et mes absences longues durées aux Etats-Unis.

Enfin, je voudrais remercier Florian qui a supporté ces trois années avec patience, m'a encouragée quand il fallait et a toujours été disponible. Merci d'avoir accepté mes longues absences... Merci aussi d'avoir lu et relu inlassablement et de m'avoir apportée tes précieux conseils. C'est plus que des remerciements que je souhaiterais te donner en retour de ta présence à mes côtés.

Résumé

DØ est l'une des 2 expériences du collisionneur $p\bar{p}$ du Fermi National Accelerator Laboratory près de Chicago. Après 5 années d'arrêt, le Run II a débuté en mars 2001. Il permettra d'explorer de nouveaux domaines de masses de squarks et de gluinos, particules supersymétriques dont la signature en jets et énergie transverse manquante est l'objet de ce travail. Mais, avant le démarrage, j'ai travaillé sur des améliorations *hardware* et *software* de la mesure de l'énergie, essentielle pour les jets et l'énergie transverse manquante.

Une simulation des chaînes de lecture et de calibration de chaque voie du calorimètre a été réalisée. Son résultat dépend de 8 grandeurs caractéristiques qui ont été extraites par traitement du signal de mesures de réflectométrie temporelle. Elle permettra de définir une stratégie de calibration du calorimètre.

Une clusterisation des dépôts d'énergie calorimétrique a été réalisée (cellNN) basée sur la cellule et non la tour et exploitant au maximum la granularité du calorimètre notamment en débutant dans le 3$^{\text{ème}}$ compartiment électromagnétique, 4 fois plus granulaire que les autres. L'information longitudinale permet de séparer les particules électromagnétiques et hadroniques superposées. Ainsi, tous les éléments indispensables à la reconstruction individuelle des gerbes sont mis en œuvre.

Puis, l'energy flow combine les clusters cellNN et les traces reconstruites dans la cavité centrale pour conserver la meilleure mesure de l'énergie et améliorer ainsi la reconstruction du flux d'énergie de chaque événement.

L'efficacité des déclenchements calorimétriques actuels a été déterminée et utilisée pour une recherche de squarks et gluinos utilisant des événements Monte Carlo dans le cadre de mSUGRA. Une limite inférieure sur les masses des squarks et des gluinos qu'atteindra DØ avec $100\,\text{pb}^{-1}$ de luminosité est prédite à partir d'outils de reconstruction standards ; elle pourra être améliorée grâce à l'utilisation de l'energy flow.

Mots Clés : TeVatron
Run II
DØ
électronique
calibration
algorithme
cluster
flux d'énergie
supersymétrie

Abstract

The DØ experiment is located at the Fermi National Accelerator Laboratory on the TeVatron proton-antiproton collider. The Run II has started in march 2001 after 5 years of shutdown and will allow DØ extend its reach in squarks and gluinos searches, particles predicted by supersymmetry. In this work, I focussed on their decays that lead to signature with jets and missing transverse energy. But before the data taking started, I studied both software and hardware ways to improve the energy measurement which is crucial for jets and for missing transverse energy.

For each calorimeter channel, the physics and the calibration signal has been simulated based on a database of the 8 parameters that describe each channel. The parameters have been extracted from time reflectometry measurements. The calibration strategy can be defined using this simulation.

Energy deposits in the calorimeter has been clustered with cellNN, at the cell level instead of the tower level. Efforts have been made to take advantage of the calorimeter granularity to aim at individual particles showers reconstruction. CellNN starts from the third floor which has a quadruple granularity compared to the other floors. The longitudinal information has been used to detect electromagnetic and hadronic showers overlaps.

Then, clusters and reconstructed tracks from the central detectors are combined and their energies compared. The better measurement is kept. Using this procedure allows to improve the reconstruction of each event energy flow.

The efficiency of the current calorimeter triggers has been determined. They has been used to perform a Monte Carlo search analysis of squarks and gluinos in the mSUGRA framework. The lower bound that DØ will be able to put on squarks and gluinos masses with a $100\,\mathrm{pb}^{-1}$ integrated luminosity has been predicted. The use of the energy flow instead of standard reconstruction tools will be able to improve this lower limit.

Key Words : TeVatron
Run II
DØ
electronics
calibration
algorithm
cluster
energy flow
supersymmetry