# Identification des leptons taus dans l'expérience D0 auprès du Tevatron et recherche de particules supersymétriques se désintégrant avec R_parité violée (couplage $\lambda$_133)

Anne-Catherine Le Bihan

▶ **To cite this version:**

Anne-Catherine Le Bihan. Identification des leptons taus dans l'expérience D0 auprès du Tevatron et recherche de particules supersymétriques se désintégrant avec R_parité violée (couplage $\lambda$_133). Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2005. Français. NNT : . tel-00011450

**HAL Id: tel-00011450**

**https://theses.hal.science/tel-00011450**

Submitted on 24 Jan 2006

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR**

**THÈSE**

présentée pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR STRASBOURG I**

Spécialité : Physique des Particules

présentée par

Anne-Catherine Le Bihan

# IDENTIFICATION DES LEPTONS TAUS DANS L'EXPÉRIENCE DØ AUPRÈS DU TEVATRON ET RECHERCHE DE PARTICULES SUPERSYMÉTRIQUES SE DÉSINTÉGRANT AVEC R-PARITÉ VIOLÉE (COUPLAGE $\lambda_{133}$)

présentée le 19 avril 2005 devant la commission d'examen composée de

| | | |
|---|---|---|
| MM. | François Charles | (Directeur de thèse) |
| | Jean-François Grivaz | (Examinateur) |
| | Daniel Huss | (Président du jury) |
| Mme | Lydia Iconomidou-Fayard | (Rapporteur) |
| MM. | Abdenour Lounis | (Directeur de thèse) |
| | Serban Protopopescu | (Rapporteur) |

*A Angela, Henri et Patrick.*

# Remerciements

Je remercie Daniel Huss de m'avoir accueillie à l'institut de Recherches Subatomiques et d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Merci aux membres du jury, Lydia Iconomidou-Fayard, Jean-François Grivaz, Serban Protopopescu pour avoir lu attentivement mon manuscrit et pour y avoir apporté leurs corrections.

Je tiens ensuite à remercier mes directeurs de thèse François Charles et Abdenour Lounis pour leurs encouragements et la confiance qu'ils m'ont témoignés au cours de cette thèse. Merci à François pour avoir choisi l'aventure de l'identification des taus et pour les précieux conseils qu'il m'a donnés pour pouvoir mener ce travail à bien.

Je suis reconnaissante à toute l'équipe D0 Strasbourg pour son ambiance sympathique, leurs encouragements et leurs relectures du manuscrit. Merci dans le désordre à Daniel Bloch pour sa bienveillance, Denis Gelé et Walter Geist pour leurs remarques avisées, Isabelle Ripp-Baudot pour son intro de Maîtrise à la HEP et sa compréhension de la psychologie féminine ( ... de la mienne en tous les cas). Merci à Auguste Besson (Augustino) pour la première intro à la SUSY et pour son *bonjour les enfants*. Merci à Arnaud Gay pour être devenu un compagnon de route tau-id et relecteur attitré. Merci à Benoît Clément pour sa disponibilité et ses discussions de tracas de physiciens à tout moment. Merci à Jean-Laurent Agram entre autre pour les conseils MAC et monitorat, merci au p'tit dernier Vincent Siccardi pour sa gentillesse et ses blagues inattendues. Enfin merci à Sébastien Greder pour son extraordinaire *seb-style*. Le partage du bureau m'a permis de découvrir des journées emplies de travail acharné, de disgressions de physique et de musique. Merci pour cette joie de vivre si intense et communicable ainsi que pour les analyses de situation qui ont effacé les moments difficiles. A très bientôt aussi !

Je suis reconnaissante à toute l'équipe RpV qui s'est constituée au cours de cette dernière année. Merci à Daniela Kaefer, Anne-Marie Magnan et Gérard Sajot pour tous les longs mails échangés à propos des erreurs systématiques, des calculs NLO ... Merci pour tous les échanges d'outils et d'informations qui ont permis d'avancer plus rapidement et de rendre le travail plus intéressant. Je souhaite également remercier Volker Buescher, Jean-François Grivaz et Serban Protopopescu pour l'intérêt qu'ils ont porté à l'identification des taus et à la SUSY avec des taus. Sans leurs questions, commentaires et encouragements le tau-id et l'analyse SUSY n'auraient pas abouti sous cette forme.

Merci également à Eric Kajfasz pour ses explications détaillées des premiers mois sur le Silicon Microstrip Tracker et pour son rire sonore du fin fond de l'outback. Merci à

Steve Muanza et Yannick Arnoud pour les trucs et astuces de physiciens.

Merci à Jean-Pierre Ernenwein pour ses explications rigoureuses et intéressantes sur les réseaux de neurones. Merci à Vincenzo Branchina pour avoir consacré du temps à relire la partie théorique et pour avoir mis en lumière les sous-entendus et maladresses. Merci également à Jean-Pierre Engel, Roger Strub et Pierre Van Hove, les sympathiques présences du couloir, à Alain Michalon pour le soutient informatique plus rapide que la lumière et à Stéphanie Goeb pour tous les billets d'avion réservés à la dernière minute.

Et puis une pensée pour toutes les rencontres de Fermilab qui ont permis de déjouer la réputation du FNAL : *Friday Night Alone in the Lab.* Merci à Amber, Anatoly, Eddivaldo, Emily, Lydia, Lorenzo, Philipp, Ricardo, Sarosh, Sébastien, Tamsin, pour les soirées de salsa, les barbecues indiens, les anniversaires aquatiques, les cinémas des dorms, les international tea times et les toasts russes. Et je cite aussi les thésards de D0 France qui ont contribué à réduire de façon for sympathique le pourcentage de FNALs : Alex, Alexis, Anne-Marie, Aurélien, Emmanuel, Frédéric, Jean-Roch, Jérôme, Mathieu, Marine, Nadia, Nikola, Pavel, Pierre-Antoine, Samuel, Stéphanie et Stéphanie, Thomas, Tuan. Merci aussi aux gars du DEA et de l'IReS pour leur franc parler et humour déstabilisant. Allez merci Angel, Arnaud, Benjamin, Damien, Eric, Hugo, Jérôme, Noël et Renaud.

Mes dernières pensées se tournent évidemment, oserais je dire, vers mes parents et petit frère. Je les remercie pour la magnifique enfance que j'ai vécue et qui m'a permis d'entreprendre tout cela.

Et tout en dernier, merci à Dominique pour sa tendresse et zénitude infinie en toutes circonstances.

Vous pouvez lire la suite maintenant !

# Introduction

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué au sein de l'expérience DØ, située auprès de l'accélérateur Tevatron au Fermilab. Ce collisionneur proton-antiproton permet aux expériences DØ et CDF d'étudier les produits des collisions qui se déroulent à une énergie de 1.96 TeV dans le centre de masse. La première phase de fonctionnement du Tevatron, appelée Run I (1983-1996) a été marquée par la découverte du quark top. Après un arrêt prolongé de 5 ans, qui a permis d'améliorer les performances de l'accélérateur et des détecteurs, une deuxième période de prise de donnée a débuté, connue sous le nom de Run II. Elle s'attache à étudier un vaste programme de recherche : mesure des observables électrofaibles du Modèle Standard, tests de QCD, recherche du boson de Higgs et de phénomènes se situant au-delà du Modèle Standard.

Cette thèse s'intéresse plus particulièrement à la recherche de particules supersymétriques dans le contexte où la R-parité est violée. Le couplage $\lambda_{133}$ a été étudié, conduisant à la désintégration du neutralino en un tau, un neutrino et un second tau ou un électron. Afin de mener cette analyse à bien un outil d'identification des leptons taus dans leurs modes hadroniques a été au préalable développé.

Le premier chapitre évoque le contexte théorique de la supersymétrie dans lequel se situe le travail d'analyse effectué dans cette thèse. Après une introduction au Modèle Standard, il y sera fait mention de ses insuffisances ainsi que des arguments en faveur de la supersymétrie. La construction du lagrangien supersymétrique y sera succintement évoquée. Les modèles MSSM et mSUGRA seront introduits.

Le contexte phénoménologique de production et de désintégration des particules supersymétriques fera l'objet du début du second chapitre. Les contraintes expérimentales existant sur les couplages violant la R-parité seront ensuite décrites. L'état des lieux des analyses recherchant des particules supersymétriques se désintégrant avec couplage $\lambda_{133}$ sera mentionné.

Le troisième chapitre est consacré à la description du complexe d'accélération des protons et des antiprotons et du détecteur DØ. Il est suivi par un court chapitre de description de la reconstruction des objets utilisés dans l'analyse.

Le cinquième chapitre détaille l'outil que j'ai développé pour identifier, à l'aide de réseaux de neurones, les leptons taus dans leurs modes de désintégration hadroniques. L'algorithme de reconstruction des jets de tau sera tout d'abord décrit ainsi que la classification des différents modes de décroissances hadroniques. L'architecture, les variables d'entrée des réseaux de neurones, les performances pour des événements simulés ainsi

que les différentes optimisations sont ensuite décrites. Ce chapitre est clos par la description de la mise en évidence de désintégrations hadroniques de taus à l'aide du signal $Z \to \tau\tau \to \tau_{hadr}\mu$. Les performances de l'outil développé sont mesurées dans les données grâce à ce signal.

Le dernier chapitre traite de l'analyse des données, représentant environ 352 $pb^{-1}$ de luminosité intégrée. La recherche du canal constitué de deux électrons, d'au moins un tau hadronique, accompagnés d'énergie transverse manquante y est décrite. L'absence d'excès de signal par rapport aux prédictions du Modèle Standard y est interprêtée dans le contexte de la violation de la R-parité avec couplage $\lambda_{133}$. De nouvelles limites sont obtenues sur les masses des neutralinos et des charginos.

# 1
# Aspects théoriques

Cent ans après la parution des travaux révolutionnaires d'Albert Einstein, l'année 2005 a été choisie pour célébrer les sciences physiques dans le monde entier. Les trois thèmes fondamentaux que sont les quanta de lumière, la relativité et le mouvement brownien ont en effet ouvert la voie à pratiquement tous les développements de la physique du vingtième siècle et notamment à la physique des particules. Sa représentation découle en effet de l'union entre théorie quantique et relativité restreinte. Fondée sur le concept de dualité onde-corpuscule, elle permet de décrire les particules élémentaires ainsi que leurs interactions.

L'ensemble des connaissances actuelles de la physique des particules est regroupé dans un modèle, appelé Standard. Plusieurs étapes ont jalonné la construction de ce modèle. L'unfication des forces électromagnétique et faible par S.L. Glashow, A. Salam, S. Weinberg en 1960 [1], [2] a permis d'anticiper la découverte des courants neutres en 1973 dans la chambre à bulles du CERN. Les découvertes des gluons en 1979, et des bosons électrofaibles en 1983 ont mis à jour l'ensemble des particules véhiculant les interactions décrites dans le Modèle Standard. La découverte du quark top en 1995 [3], [4], confirma l'existence d'une troisième génération de particules fondamentales dont l'existence avait été suggérée par la découverte du lepton tau en 1977 [5].

Le Modèle Standard est ainsi devenu en l'espace d'un demi-siècle la théorie de référence de la physique des particules et continue à être confronté aux résultats expérimentaux grâce à de nombreuses mesures de précision. Sa particule manquante reste à l'heure actuelle le "boson de Higgs" dont l'existence est la conséquence du mécanisme de Higgs qui permet d'expliquer l'origine des masses des particules élémentaires. De manière plus fondamentale il est communément admis que le Modèle Standard n'est qu'une théorie effective, limite d'une théorie plus fondamentale, dont la supersymétrie pourrait être une extension.

L'objectif de ce chapitre est d'évoquer succintement le cadre théorique du Modèle Standard puis d'introduire celui de la supersymétrie. Il s'appuie sur les références [6], [7], [8], [9].

## 1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard décrit les interactions électromagnétique, faible et forte entre les particules élémentaires. La gravitation n'est pas introduite dans ce modèle du fait des faibles quantités de matière impliquées au niveau élémentaire et des faibles énergies mises en jeu. Sa non-insertion dans le Modèle Standard s'explique également par l'absence de description quantique de la gravité. On distingue deux familles de constituants élémentaires : les fermions qui constituent la matière et sont des particules de spin demi-entier et les bosons qui sont des particules de spin entier et véhiculent les interactions.

### 1.1.1 Les constituants de la matière

Six quarks et six leptons (et leurs antiparticules) constituent à ce jour le contenu en fermions du Modèle Standard. Les quarks sont les constituants de la matière hadronique, sensibles aux interactions électromagnétique, faible et forte, tandis que les leptons ne subissent que les interactions électromagnétique et faible. L'observation de la désintégration $\beta$ et de la désintégration du neutron par interaction faible de courant chargé a suggéré aux physiciens l'existence d'une symétrie entre ces constituants et une classification des fermions en doublets d'isospin faible. Une distinction entre composantes de chiralité [1] gauche et droite a été introduite afin de rendre compte de la violation de la parité dans les interactions faibles (mise en évidence par C.S. Wu en 1960 [10]). Seules les particules de chiralité gauche sont sensibles à l'interaction faible. Le fait que les neutrinos ne sont sensibles qu'à l'interaction faible suggère l'inexistence de neutrinos droits et d'anti-neutrinos gauches. On distingue ainsi trois générations de fermions, dont les particules possèdent une à une les mêmes nombres quantiques, mais des masses différentes. Dans cette représentation les composantes gauches (indice L) sont donc rassemblées dans des doublets, tandis que les composantes droites (indice R) appartiennent à des singulets.

Première génération : $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$, $e^-_R$, $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$, $u_R$, $d_R$

Deuxième génération : $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$, $\mu^-_R$, $\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$, $c_R$, $s_R$

Troisième génération : $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$, $\tau^-_R$, $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$, $t_R$, $b_R$

Seule la première génération de constituants élémentaires décrit la matière qui nous entoure : les quarks *up* et *down* forment les nucléons et, avec les électrons, les atomes. Les particules des autres familles (hormis les neutrinos), beaucoup plus massives, ont un faible temps de vie et peuvent être produites à haute énergie dans des rayons cosmiques ou dans les accélérateurs de particules. Les oscillations de neutrinos [11], récemment mises en évidence, impliquent le fait que les neutrinos possèdent une masse, propriété

[1] La chiralité se confond avec l'hélicité, la projection du spin sur l'impulsion, dans l'approximation de particules de masse nulle.

non décrite dans le Modèle Standard. Des singulets droits $\nu_R$ peuvent être ajoutés au modèle pour décrire cette propriété. Ces neutrinos droits possédant un isospin et une charge électrique nuls, leur hypercharge l'est également. Ils ne participent donc pas à l'interaction faible.

### 1.1.2 Interactions de jauge du Modèle Standard

Les termes d'interaction entre les constituants fondamentaux apparaissent dans le Modèle Standard en requérant l'invariance du lagrangien sous des transformations de symétrie locales. Il est en effet nécessaire d'introduire des nouveaux champs, dits de jauge, afin de maintenir l'invariance du lagrangien. Ce mécanisme peut être aisément illustré dans le contexte de l'électrodynamique quantique.

#### L'électrodynamique quantique (QED)

Soit un fermion de masse $m$, de spin 1/2 et de charge $e$ décrit par un champ de Dirac $\psi$. En l'absence d'interactions il est soumis à l'équation de Dirac, $(i\partial\!\!\!/ - m)\psi(x) = 0$, avec $\partial\!\!\!/ = \partial_\mu \gamma^\mu$. Le lagrangien libre correspondant s'écrit :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(x)(i\partial\!\!\!/ - m)\psi(x)$$

La transformation des champs, par une rotation globale de phase $Q\theta$ (transformation du groupe de symétries U(1)),

$$\psi \rightarrow e^{iQ\theta}\psi$$
$$\bar{\psi} \rightarrow e^{-iQ\theta}\bar{\psi}$$
$$\partial_\mu\psi \rightarrow e^{iQ\theta}\partial_\mu\psi$$

laisse le lagrangien invariant. Cette invariance entraîne la conservation d'un courant électromagnétique (et donc de la charge $e$) comme stipulé par le théorème de Noether. Une transformation dépendante des coordonnées locales de l'espace temps, $\psi \rightarrow e^{iQ\theta(x)}\psi$, ne laisse cependant plus invariante le lagrangien, car

$$\partial_\mu\psi \rightarrow e^{iQ\theta(x)}\partial_\mu\psi + iQ(\partial\mu\theta(x))e^{iQ\theta(x)}.$$

L'invariance peut être restaurée en remplaçant la dérivée $\partial_\mu$ par la dérivée covariante, définie par $D_\mu\psi = (\partial_\mu - ieQA_\mu)\psi$, qui est transformée de la même façon que le champ $\psi$ :

$$D_\mu\psi \rightarrow e^{iQ\theta(x)}D_\mu\psi$$

$A_\mu$ peut être identifié au champ électromagnétique et $e$ à la constante de couplage. $A_\mu$ interagit avec le champ $\psi$ et se transforme de la façon suivante :

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu\theta(x)$$

L'invariance du lagrangien est donc rendue possible grâce à l'introduction d'un nouveau champ $A_\mu$, nécessairement de masse nulle, décrivant le photon et faisant apparaître un couplage $e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi$ (couplage minimal). Le fait d'imposer l'invariance du lagrangien sous une transformation dépendante des coordonnées de l'espace temps a ainsi transformé le champ de Dirac libre en un champ interagissant. L'utilisation du principe de

jauge de façon *ad hoc* permet donc la description de particules interagissantes et joue ainsi un rôle essentiel dans la construction du Modèle Standard.

### La théorie électrofaible

Les interactions électromagnétique et faible peuvent être décrites de façon unifiée grâce aux travaux de Weinberg, Salam et Glashow, [1], [2], dans le cadre de la théorie électrofaible. Les interactions sont à nouveau introduites grâce au principe de jauge, en requérant l'invariance du lagrangien sous une transformation du groupe de jauge $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$. Celle-ci nécessite l'introduction de quatre nouveaux champs : $W_1^\mu$, $W_2^\mu$, $W_3^\mu$ et $B^\mu$. Les trois champs de jauge $W^\mu$ sont associés aux générateurs de $\mathrm{SU}(2)_L$ et $B^\mu$ au générateur de $\mathrm{U}(1)_Y$. $\mathrm{SU}(2)_L$ est le groupe d'isospin faible qui agit sur les fermions de chiralité gauche et $\mathrm{U}(1)_Y$ est le groupe d'hypercharge faible. L'introduction de dérivées covariantes fait apparaître comme en QED des couplages entre les fermions et les champs $W^\mu$, de constante $g$, et des couplages avec $B^\mu$, de constante $g'$. Celles-ci peuvent s'écrire de façon générale pour un fermion $\psi$ :

$$D_\mu \psi = \left( \partial_\mu - igT \cdot W_\mu - ig' \frac{1}{2} B_\mu \right) \psi$$

Cette théorie permet donc d'introduire les quanta d'interaction qui véhiculent les interactions faible et électromagnétique, mais n'explique pas leur masse. Expérimentalement seul le photon est cependant de masse nulle. Des termes de masse $M_W^2 W_\mu W^\mu$, $\frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu$ et $m_\psi \bar{\psi}\psi$, n'étant pas invariants sous les transformations de jauge $\mathrm{SU}(2)_L \times U(1)_Y$, ils ne peuvent pas être ajoutés au lagrangien. Le mécanisme de Higgs, détaillé ci-après, fait intervenir une brisure spontanée de la symétrie et permet ainsi aux bosons de jauge d'acquérir une masse.

### Le mécanisme de Higgs

Le mécanisme de Higgs est fondé sur l'introduction d'un doublet de champs scalaires complexes :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}$$

La dynamique de ce champ est décrite par le lagrangien :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \phi^\dagger)(D^\mu \phi) - V(\phi)$$

où $V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$ est le potentiel renormalisable le plus simple. $\lambda$ est choisi positif afin que le potentiel soit borné inférieurement et $D_\mu$ est la dérivée covariante introduite au paragraphe précédent. Le choix d'un terme $-\mu^2$ négatif implique un état d'énergie minimal du potentiel non nul. En effet $\frac{dV}{d|\phi|^2} = -\mu^2 + 2\lambda|\phi|^2 = 0$ implique $|\phi^2| = \frac{\mu^2}{2\lambda}$. Le potentiel possède donc une infinité de minima possibles selon la phase choisie du champ $\phi$ dans l'état fondamental. La symétrie initiale peut donc être brisée en choisissant une valeur particulière de l'état fondamental. Par exemple $\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$ où $v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$ est appelé valeur dans le vide (*vev* pour *vacuum expectation value*). L'ensemble

du spectre $\phi(x)$ est décrit en effectuant de faibles oscillations autour de l'état fondamental, paramétrisées par :

$$\phi(x) = \exp\left(i\frac{\vec{\xi}(x)\cdot\vec{\sigma}}{v}\right)\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

où $\vec{\xi(x)}$ et $H(x)$ représentent les quatre degrés de liberté introduits par le doublet de champs complexes $\phi_1$ et $\phi_2$. Les termes d'interaction entre le boson de Higgs et les bosons électrofaibles apparaissent alors dans le lagrangien :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{cin} = D_\mu\phi^\dagger D^\mu\phi &= |(\partial_\mu - igT\cdot W_\mu - ig'\frac{1}{2}B_\mu)|^2\phi \\ &= \left(0\ \frac{v+H(x)}{\sqrt{2}}\right)\left(\partial_\mu - igT\cdot W_\mu - ig'\frac{1}{2}B_\mu\right)^2\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}\end{aligned}$$

La partie du lagrangien décrivant les termes de masses, $\mathcal{L}_{masse} = \frac{1}{8}v^2g^2(W_1^{\mu 2} + W_2^{\mu 2}) + \frac{1}{8}v^2(g'B^\mu - gW_3^\mu)^2$, contient un terme non diagonal en $W_3^\mu B_\mu$, exprimant une différence entre états physiques et états de masse. Ces termes peuvent être rendus diagonaux en insérant les états de masse suivants :

$$A^\mu = \frac{g'W_3^\mu + gB^\mu}{\sqrt{g^2+g'^2}}$$

$$Z^\mu = \frac{g'W_3^\mu - gB^\mu}{\sqrt{g^2+g'^2}}$$

$$W^\pm = \frac{W_1^\mu \mp W_2^\mu}{\sqrt{2}}$$

Ce qui revient en termes matriciels au changement de base suivant :

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix}\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}$$

où $\theta_W$ est l'angle de Weinberg, défini par : $\sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}}$. Les masses des bosons électrofaibles et du boson de Higgs s'expriment finalement ainsi :

$$\begin{aligned} M_W &= \frac{1}{2}gv \\ M_Z &= \frac{v\sqrt{g^2+g'^2}}{2} \\ M_A &= 0 \\ M_H &= \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{-2\lambda}v \end{aligned}$$

La comparaison des lagrangiens électrofaible et de la QED permet d'obtenir la relation suivante entre les constantes de couplage : $e = g\sin\theta_W = g'\cos\theta_W$. Le paramètre $v$ est quant à lui connu expérimentalement, $v \approx 246$ GeV, grâce à la constante de Fermi $G_F$ :

$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{1}{2v^2}$. Le paramètre $\mu$ (ou $\lambda$) étant inconnu, la masse du boson de Higgs n'est pas prédite par le mécanisme de Higgs.

Pour clore l'introduction du spectre de masse des particules du Modèle Standard, il faut encore expliquer l'origine des masses des fermions. Celles-ci sont générées par des termes d'interaction introduits de façon *ad hoc*, invariants de jauge, entre le boson de Higgs aux 9 fermions, de la forme $-f_l(\bar{\psi}^l_R \phi^+ \psi^l_L + \bar{\psi}^l_L \phi \psi^l_R)$, où $\psi^l_L$ représente un doublet de fermions et $\psi^l_R$ un singulet. Ces termes d'interaction font intervenir les termes des matrices $f_l$, dits couplages de Yukawa [2], dont les valeurs ne sont pas prédites par le Modèle Standard mais déterminées à partir des masses mesurées. On observe expérimentalement que les quarks de type *up* et *down* ne sont pas dégénérés en masse, les états d'interaction et de masse ne coincident donc pas. Il y a correspondance entre états d'interaction et de masse dans le cas des leptons, car les neutrinos gauches sont supposés de masse nulle dans le modèle standard. La matrice qui décrit ainsi les couplages entre les différentes familles de quarks est la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa, dite CKM [12]. Elle est unitaire et définie par trois angles réels et une phase complexe.

### La chromodynamique quantique

La structure des hadrons a été mise en évidence dans des expériences de collisions profondément inélastiques lepton-hadron, où un lepton de haute énergie entre en collision avec un proton ou un neutron dans un noyau. Comme les leptons ne participent pas à l'interaction forte, de telles expériences permettent de sonder une sous-structure des hadrons, dont les éléments élémentaires interagiraient de façon électromagnétique et faible. Ces expériences ont permis de mettre en évidence l'existence de partons (quarks, gluons) au sein des hadrons avec une loi de probabilité décrite par des *fonctions de structure* dépendant de l'énergie considérée.

La chromodynamique quantique (QCD) est la théorie qui décrit l'interaction forte entre les quarks et les gluons. Les quarks se différencient en effet des autres fermions par le fait qu'ils portent un nombre quantique supplémentaire, la couleur. Ce nombre quantique a été introduit afin d'expliquer l'existence des hadrons $\Delta^{++}$, $\Delta^-$ et $\Omega^-$, fermions de spin 3/2, constitués de quarks identiques de même spin. Ce nombre quantique supplémentaire permet de préserver le principe d'exclusion de Pauli, les quarks n'étant pas tous dans le même état quantique au sein du hadron.

A nouveau c'est la considération d'une théorie de jauge locale, fondée sur le groupe SU(3), qui permet le passage de la description de quarks libres à celle de quarks interagissant. La spécificité de ce groupe de jauge est que les champs de jauge, les gluons, sont également porteurs de la charge de couleur, ce qui rend possible les interactions entre eux. En plus des couplages entre quarks et gluons, il convient donc de considérer ceux à plusieurs gluons. La couleur est ainsi à la source de l'interaction forte, de la même façon que la charge électrique est à l'origine de l'interaction électromagnétique.

[2] Couplage d'un scalaire à deux fermions.

Deux autres caractéristiques des interactions entre les quarks sont le confinement et la liberté asymptotique. L'intensité de l'interaction forte croît lorsque la distance entre deux quarks augmente et diminue lorsque la distance diminue également. Deux quarks infiniment proches sont donc asymptotiquement libres tandis qu'ils ne peuvent exister seuls à l'état libre. Il arrive cependant qu'un quark s'extirpe du hadron qui le contient (lors d'une collision $p\bar{p}$ par exemple) et forme à nouveau un état lié avec un quark d'une paire quark-antiquark issue du vide, sous l'effet du potentiel de l'interaction forte. Le deuxième quark de la paire s'associera alors avec les quarks restants du proton ou avec une autre paire quark-antiquark issue du vide.

### 1.1.3 Etat des lieux

Nous avons succintement passé en revue les différentes particules et interactions qui constituent le Modèle Standard. Si le Modèle Standard souffre d'insuffisances phénoménologiques et théoriques, décrites dans le paragraphe suivant, il connaît de nombreux succès sur le plan expérimental qui confirment son pouvoir prédictif. La figure 1.1 rassemble les valeurs des observables électrofaibles, telles qu'elles ont été présentées aux conférences de l'été 2004 [13]. Le *Pull* représente l'écart entre la mesure $O^{meas}$ et la prédiction $O^{fit}$ d'une observable du Modèle Standard : $pull = \frac{O^{meas} - O^{fit}}{\sigma^{meas}}$.

## 1.2 Les insuffisances du Modèle Standard

De nombreux arguments plaident en faveur du fait que le Modèle Standard, malgré ses nombreux succès, ne serait qu'une théorie effective à basse énergie décrivant les interactions entre particules fondamentales. Parmi ces arguments ont peut retenir les suivants:

- Le Modèle Standard comporte 18 paramètres libres non contraints par des arguments théoriques (et encore plus si les neutrinos possèdent une masse) : les trois constantes de couplage g, g′ et $\alpha_s$, la masse du boson de Higgs, les 9 masses des fermions, une masse de boson électrofaible ($M_Z$ ou $M_W$), les quatre paramètres de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa.
- Le nombre de générations et l'apparente symétrie de l'arrangement en trois familles valable pour les quarks et les leptons ne sont pas compris. Les données du LEP et du SLC [3] confirment qu'il n'y a que trois familles de neutrinos se couplant au $Z^0$ et de masse inférieure à la moitié de celle du $Z^0$, soit 45.6 GeV/c$^2$ [14], [15].
- Le Modèle Standard n'inclut pas la gravitation. Si ces effets peuvent être considérés comme négligeables dans une première approche, du fait de la faiblesse de l'interaction, ce n'est plus le cas à des échelles d'énergie très élevées. Au-delà de l'échelle de Planck de $10^{19}$ GeV la gravitation entre en conflit avec la mécanique quantique.
- Les valeurs des constantes de couplage $g$, $g'$, $\alpha_s$, extrapolées jusqu'à des énergies élevées atteignent le même ordre de grandeur, suggérant un degré d'unification important, mais ne convergent pas exactement à la même valeur (cf figure 1.2).

[3] Large Electron Positron collider et Standford Linear Collider, collisionneurs $e^+e^-$ ayant fonctionné à $\sqrt{s} = M_Z$.

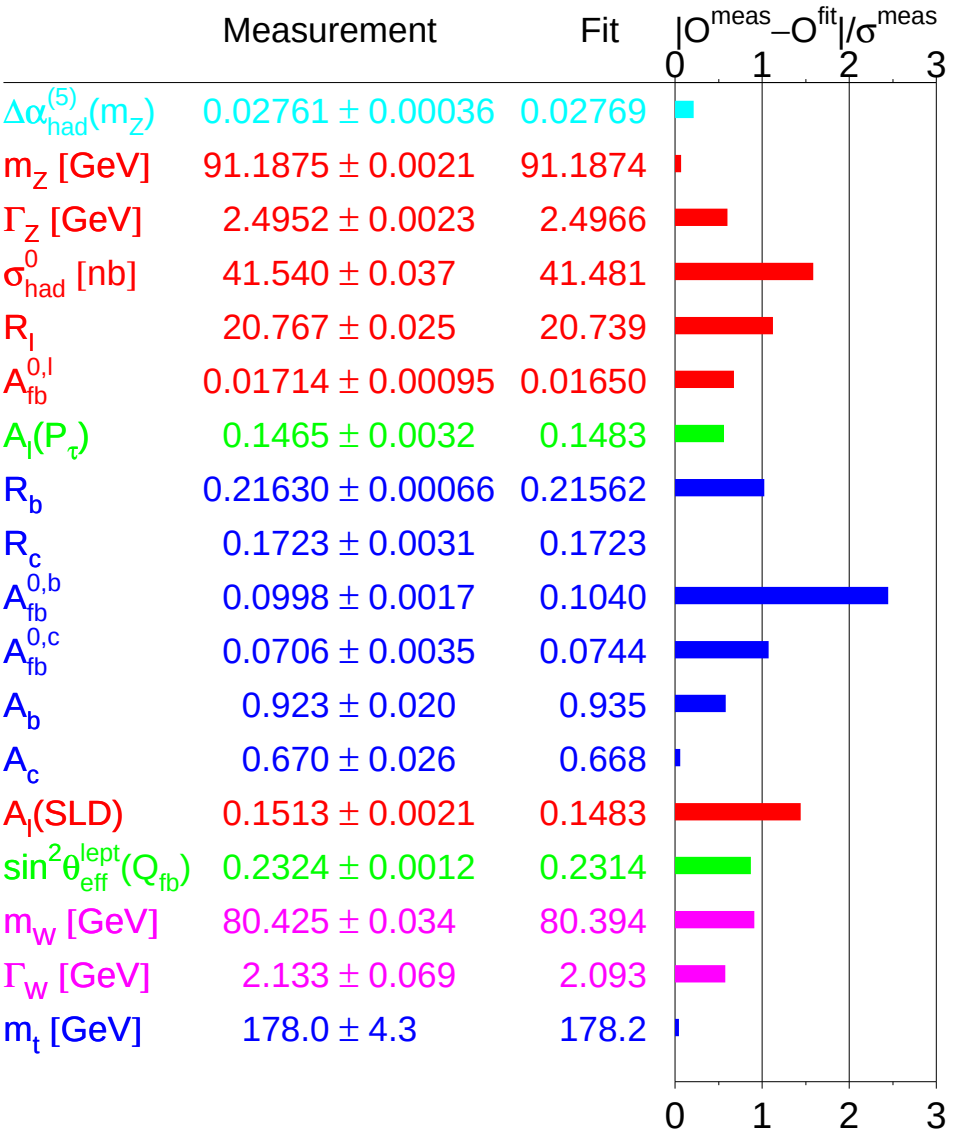


Figure 1.1: *Valeurs mesurées et ajustées des observables électrofaibles du Modèle Standard.*

- La différence des masses des fermions n'est pas comprise. Le quark top est ainsi bien plus lourd que le quark *up* qui possède pourtant les mêmes nombres quantiques.

- Les masses des particules scalaires fondamentales présentent des divergences quadratiques. Il s'agit donc d'un problème théorique qui affecte essentiellement la masse du boson de Higgs. La contribution à l'ordre d'une boucle de ces corrections est représentée sur la figure 1.4 (couplage de Yukawa et autocouplage du boson de Higgs). A l'ordre d'une boucle la masse du boson de Higgs corrigée est donnée par:

$$m^2 = m_0^2 - \frac{\lambda^2 \Lambda^2}{16\pi^2}$$

avec $m_0$ la masse "nue" du champ de Higgs (masse du Higgs en l'absence d'interactions), $\Lambda$ une coupure ultra-violette qui représente la limite de validité du Modèle Standard (échelle de grande unification ou échelle de Planck par exemple), $m$ la masse effective du boson de Higgs à l'échelle d'énergie considérée (électrofaible). La technique de renormalisabilité permet de choisir la masse "nue" du champ de Higgs de façon à vérifier les contraintes expérimentales sur la masse du Higgs. Si on impose donc que $m \approx 100$ GeV et $\Lambda = 10^{19}$ GeV, $m_0$ et $\lambda$ doivent cependant être ajustées à 32 décimales près :

$$m_0^2 = 10^{36}(\frac{\lambda^2}{16\pi^2} + 10^{-32}).$$

Ce type d'ajustement n'est absolument pas "naturel" et on parle de problème de naturalité. Les masses des fermions sont également affectées par des corrections radiatives mais les contributions auxquelles elles sont soumises divergent logarithmiquement et restent bien inférieures à la masse du fermion à l'ordre de l'arbre.

## 1.3 La Supersymétrie

La supersymétrie est une des théories proposées pour étendre le modèle standard et répondre à certaines insuffisances évoquées dans le paragraphe précédent. Son développement remonte aux années 1970 et son objectif premier était d'élaborer une symétrie entre fermions et bosons. A chaque fermion du Modèle Standard est associé un partenaire supersymétrique de nature bosonique et vice-versa. Si ce modèle double *a priori* le contenu en champs du modèle et semble le complexifier, il permet de résoudre de nombreux problèmes phénoménologiques et théoriques et notamment celui des divergences quadratiques.

### 1.3.1 Arguments en faveur d'une extension supersymétrique du Modèle Standard

- L'apparition de nouvelles particules supersymétriques modifie l'évolution des équations du groupe de renormalisation et les constantes de couplages g, g' et $\alpha_s$ évoluent de façon à se rejoindre autour d'une énergie de $10^{16}$ GeV. La figure 1.3, extraite de [8], illustre la convergence de l'inverse des constantes de couplage en fonction du logarithme de l'énergie. Les modèles supersymétriques n'ayant pas été construits explicitement pour résoudre ce problème, cette évolution est un des arguments en faveur de la supersymétrie.

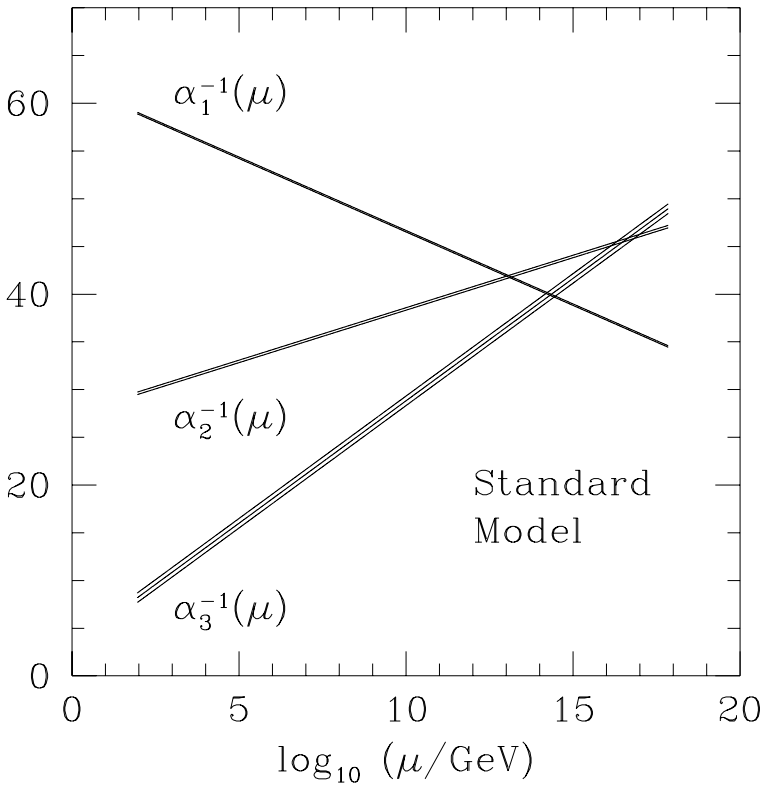


Figure 1.2: *Evolution de l'inverse des constantes de couplage en fonction du logarithme de l'énergie. $\mu$ désigne l'échelle d'énergie à laquelle on évalue les constantes de couplage.*

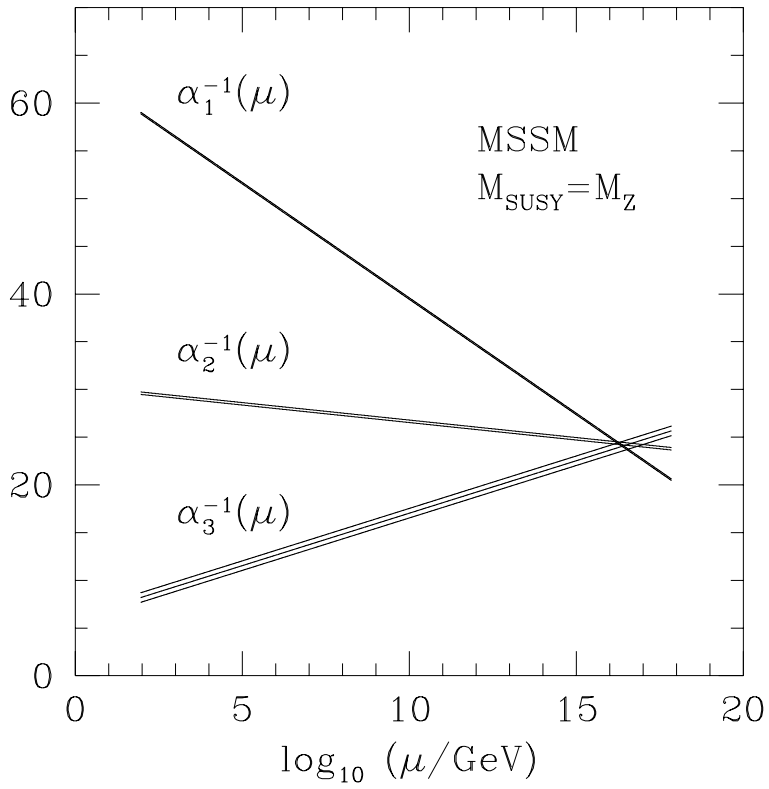


Figure 1.3: *Evolution de l'inverse des constantes de couplage en fonction du logarithme de l'énergie dans le cadre du modèle supersymétrique MSSM. $\mu$ désigne l'échelle d'énergie à laquelle on évalue les constantes de couplage. $M_{SUSY} = M_Z$ désigne le fait que la brisure de la supersymétrie s'effectue à l'échelle électro-faible.*

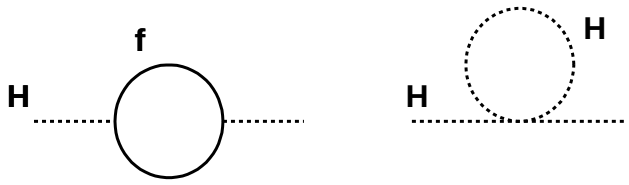


Figure 1.4: *Corrections radiatives à l'ordre de la boucle à la masse du boson de Higgs (couplage de Yukawa et autocouplage).*

- Le problème de la naturalité est éludé. En effet les corrections radiatives à la masse du Higgs sont annulées puisqu'à chaque boucle faisant intervenir un boson correspond une boucle faisant intervenir le partenaire supersymétrique du boson, un fermion (et vice-versa). Le partenaire supersymétrique possédant la même masse et les mêmes nombres quantiques mis à part son spin, sa contribution est opposée. La supersymétrie étant cependant nécessairement une symétrie brisée, puisqu'aucune particule scalaire de 511 keV, partenaire supersymétrique de l'électron, n'a été découverte, les partenaires et superpartenaires ne possèdent pas exactement la même masse et les contributions ne s'annulent pas exactement. La correction à la masse du Higgs s'écrit alors pour une particule du Modèle Standard et son superpartenaire:

  $$\delta m_H^2 \approx \lambda^2 (m_F^2 - m_B^2)$$

  Ainsi pour que la correction $\delta m_H$ reste petite il faut que la différence de masses entre superpartenaires ne soit pas trop grande, de l'ordre du TeV au plus. Ainsi si la supersymétrie existe et apporte une solution au problème de la naturalité, elle doit se manifester en-deçà de l'ordre de grandeur du TeV, c'est-à-dire aux énergies accessibles aux collisionneurs Tevatron, LHC[4] ou du futur ILC[5].

- La gravité peut être incluse de façon naturelle dans le modèle supersymétrique mSUGRA, comme nous le verrons au paragraphe 1.4.4;

### 1.3.2 Une nouvelle symétrie

La supersymétrie n'est pas une symétrie interne comme les symétries de jauge évoquées précédemment mais une symétrie de l'espace-temps. Il s'agit en effet de transformer un boson |s> en un fermion |f> et vice versa grâce à des générateurs $Q$ et $Q^\dagger$, qui sont des opérateurs fermioniques avec spin 1/2 :

$$Q|s>=|f>, Q|f>=|s>$$

[4]Large Hadron Collider
[5]International Linear Collider

Les générateurs de la supersymétrie sont ainsi liés aux générateurs de l'algèbre de Poincaré, les générateurs des boost de Lorentz $M_{\mu\nu}$ et des rotations de l'espace-temps $\mathcal{P}_\mu$. Les relations de commutation avec les éléments de l'algèbre de Poincaré sont :

$$\begin{aligned}
[M_{\mu\nu}, Q_\alpha] &= \frac{1}{2}(\sigma_{\mu\nu})^\beta_\alpha Q^\beta \\
[M_{\mu\nu}, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}] &= -\frac{1}{2}(\bar{\sigma}_{\mu\nu})^\beta_\alpha \bar{Q}^\beta \\
[Q_\alpha, P_\mu] &= 0 \\
[\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, P_\mu] &= 0
\end{aligned}$$

où les matrices $\sigma^\mu$ et $\bar{\sigma}^\mu$ sont définies à l'aide des matrices de Pauli : $\sigma^\mu = \left(1, \sigma^1, \sigma^2, \sigma^3\right)$ et $\bar{\sigma}^\mu = \left(1, -\sigma^1, -\sigma^2, -\sigma^3\right)$. La matrice $\sigma^{\mu\nu}$ est définie comme $\frac{1}{4}\left(\bar{\sigma}^\mu\sigma^\nu - \bar{\sigma}^\nu\sigma^\mu\right)$. Des relations d'anticommutations relient les générateurs de spin demi-entier entre eux :

$$\begin{aligned}
\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} &= 2(\sigma^\mu)_{\alpha\beta} P_\mu \\
\{Q_\alpha, Q_\beta\} &= 0
\end{aligned}$$

L'introduction de relations d'anticommutation permet de généraliser l'algèbre de Lie et d'introduire des générateurs avec spin dans l'algèbre de Poincaré. Le théorème de Coleman-Mandula [16] prouve en effet que tous les générateurs qui forment un groupe de Lie avec paramètres réels doivent avoir un spin nul, à l'exception des générateurs de Poincaré. Seule une extension de l'algèbre de Lie, appelée graduée ou superalgèbre, permet de rassembler au sein de multiplets irréductibles [6] des particules de spin différents. Le fait que la supersymétrie soit une symétrie de l'espace-temps, indépendante de toutes les symétries internes, garantit la commutation des générateurs de la supersymétrie avec ceux des syméries internes. Les particules d'un même multiplet possèdent donc les mêmes nombres quantiques, tels que les charges électriques et de couleur, l'isospin, le nombre leptonique, etc. Les opérateurs de masse et de parité commutant avec $Q$ et $Q^\dagger$, toutes les particules appartenant à un même supermultiplet possèdent donc également la même masse. Des particules supersymétriques n'ayant pas été observées expérimentalement, on voit déjà apparaître une des caractéristiques de la supersymétrie : c'est une symétrie brisée.

La structure de l'algèbre implique deux autres conséquences fondamentales :

- l'état fondamental est d'énergie positive ou nulle. Cette propriété entraîne des conséquences cosmologiques, puisque l'énergie du vide contribue à la valeur de la densité d'énergie de l'Univers.
- les représentations de l'algèbre supersymétrique contiennent un nombre de degrés de liberté fermioniques et bosoniques égaux.

Le nombre de générateurs de la supersymétrie peut être étendu à un nombre N. Le cas N=1 est généralement considéré pour des raisons phénoménologiques. Dans le cas

[6] Représentations fondamentales de l'algèbre.

N=2, les multiplets sont par exemple leurs propres conjugués sous CPT, contenant deux fermions de Weyl et deux scalaires. Le multiplet entier étant transformé sous une même symétrie de jauge, la dissymétrie phénoménologique qu'offrent les composantes gauches et droites des fermions vis-à-vis de l'interaction faible n'est plus respectée.

### 1.3.3 Construction du lagrangien supersymétrique

#### 1.3.3.1 Supermultiplets chiraux et de jauge

Le lagrangien supersymétrique le plus simple peut être construit en considérant un fermion de Weyl $\psi$ à deux composantes (deux états d'hélicité, permettant une représentation invariante sous CPT) et un champ scalaire complexe $\phi$ (possédant ainsi deux degrés de liberté bosoniques). Le lagrangien libre s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_{libre} = -i\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi - \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi$$

Une transformation de supersymétrie transforme un scalaire en fermion :

$$\delta\phi = \epsilon\psi,\ \delta\phi^* = \epsilon^\dagger \psi^\dagger$$

où $\epsilon$ est un paramètre infinitésimal de la transformation. La variation scalaire du lagrangien s'écrit alors :

$$\delta\mathcal{L}_s = -\epsilon\partial^\mu\psi\partial_\mu\phi^* - \epsilon^\dagger\partial^\mu\psi^\dagger\partial_\mu\phi$$

Pour compenser cette variation du lagrangien scalaire, la variation $\partial\psi$ doit être linéaire en $\epsilon^\dagger$ et en la dérivée de $\phi$ afin que la variation du lagrangien fermionique compense celle du lagrangien scalaire : $\partial\psi_\alpha = i(\sigma^\mu\epsilon^\dagger)_\alpha\partial_\mu\phi$, $\partial\psi^\dagger_{\dot{\alpha}} = -i(\epsilon\sigma^\mu)_{\dot{\alpha}}\partial_\mu\phi^*$. On peut montrer que la variation fermionique du lagrangien s'écrit alors :

$$\delta\mathcal{L}_f = \epsilon^\dagger\partial^\mu\psi^\dagger\partial_\mu\phi + \epsilon\partial^\mu\psi\partial_\mu\phi^* - \partial_\mu(\epsilon\sigma^\nu\bar{\sigma}^\mu\psi\partial_\nu\phi + \epsilon\psi\partial^\mu\phi^* + \epsilon^\dagger\psi^\dagger\partial^\mu\phi)$$

Ce qui permet de conclure que l'action $S$ reste invariante sous la transformation supersymétrique, soit $\delta S = \int d^4x(\delta\mathcal{L}_f + \delta\mathcal{L}_s) = 0$, puisque $\delta\mathcal{L}_f + \delta\mathcal{L}_s$ est égal à une dérivée totale.

Il reste à vérifier que les transformations supersymétriques utilisées appartiennent bien à l'algèbre de la supersymétrie, c'est à dire que le commutateur de deux transformations supersymétriques soit une combinaison linéaire des transformations de l'algèbre. Le calcul montre que [8]:

$$\begin{aligned}
[\delta_{\epsilon_1}, \delta_{\epsilon_2}\phi] &= i(\epsilon_2\sigma^\mu\epsilon_1^\dagger - \epsilon_1\sigma^\mu\epsilon_2^\dagger)\partial_\mu\phi \\
[\delta_{\epsilon_1}, \delta_{\epsilon_2}\psi_\alpha] &= i(\epsilon_2\sigma^\mu\epsilon_1^\dagger - \epsilon_1\sigma^\mu\epsilon_2^\dagger)\partial_\mu\psi_\alpha + i\epsilon_{1\alpha}\epsilon_2^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi - i\epsilon_{2\alpha}\epsilon_1^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi
\end{aligned}$$

L'opérateur $-i\partial_\mu$ étant un générateur des translations de l'espace temps, la transformation supersymétrique pour les champs scalaires appartient bien à l'algèbre. Pour le commutateur des champs fermioniques seul le premier terme correspond à une translation de l'espace-temps. Les deux derniers termes peuvent cependant s'annuler si le champ $\psi$

vérifie l'équation de Dirac pour un champ sans masse (on se situe dans l'approximation d'un champ sans masse) :

$$\bar{\sigma}^{\mu}\partial_{\mu}\psi = 0.$$

La supersymétrie n'est ainsi fermée que si les fermions sont des particules réelles, sur leur couche de masse ("on-shell"). Ce problème peut être résolu en introduisant dans le lagrangien un champ scalaire complexe $F$, dit auxiliaire, qui permet de fermer la supersymétrie également "off-shell". Ainsi si on introduit un champ scalaire complexe $F$ sans terme cinétique dans le lagrangien,

$$\mathcal{L}_{aux} = F^*F,$$

vérifiant les transformations de supersymétrie, $\delta F = i\epsilon^{\dagger}\bar{\sigma}^{\mu}\partial_{\mu}\psi$ et $\delta F^* = -i\partial_{\mu}\psi^{\dagger}\bar{\sigma}^{\mu}\epsilon$, et si on modifie également les transformations des champs des fermions,

$$\delta\psi_{\alpha} = i(\sigma^{\mu}\epsilon^{\dagger})_{\alpha}\partial\phi + \epsilon_{\alpha}F \text{ et } \delta\psi^{\dagger}_{\dot{\alpha}} = -i(\epsilon\sigma^{\mu})_{\dot{\alpha}}\partial_{\mu}\phi^* + \epsilon^{\dagger}_{\dot{\alpha}}F^*,$$

on peut vérifier que pour tous les champs $\Phi = \phi, \phi^*, \psi, \psi^{\dagger}, F, F^*$ le commutateur s'écrit désormais :

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

L'introduction de champs auxiliaires permet également de vérifier l'égalité des degrés de liberté fermioniques et bosoniques. En effet le champ fermionique porte quatre degrés de liberté tandis que le champ scalaire complexe en porte seulement deux. En considérant ainsi un fermion et son superpartenaire scalaire (et un champ auxiliaire) on a construit un type de multiplet de la supersymétrie, un **supermultiplet chiral**.

Il convient également de considérer des multiplets contenant un boson de jauge sans masse $A^a_{\mu}$ et son superpartenaire fermionique, un jaugino $\lambda^a$, appelés **supermultiplets vectoriels ou de jauge**, puisque le Modèle Standard ne contient pas seulement des fermions. L'indice $a$ permet de décrire tous les bosons de jauge du Modèle Standard. Le lagrangien du supermultiplet de jauge se présente sous la forme,

$$\mathcal{L}_{jauge} = -\frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^{a\mu\nu} - i\lambda^{a\dagger}\bar{\sigma}^{\mu}D_{\mu}\lambda^a + \frac{1}{2}D^aD^a$$

et appelle plusieurs commentaires.

- Une dérivée covariante $D_{\mu}$ est introduite afin de tenir compte des symétries de jauge que doit vérifier le boson de jauge du Modèle Standard et par conséquent l'ensemble du supermultiplet. Soit :

  $$D_{\mu}\lambda^a = \partial_{\mu}\lambda^a - gf^{abc}A^b_{\mu}\lambda^c$$

  où $g$ est le couplage de jauge, $f^{abc}$ les constantes de structure antisymétriques du groupe de jauge.

- un nouveau champ auxiliaire $D$ a été introduit pour fermer l'algèbre en dehors de la couche de masse et respecter l'égalité des degrés fermioniques et bosoniques, de la même façon que pour les supermultiplets chiraux.

Les transformations de supersymétrie pour ces champs sont alors :

$$\begin{aligned}
\delta A^a_\mu &= -\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\epsilon^\dagger \bar{\sigma}_\mu \lambda^a + \lambda^{a\dagger}\bar{\sigma}_\mu \epsilon\right) \\
\delta \lambda^a_\mu &= -\frac{i}{2\sqrt{2}}\left(\sigma^\mu \bar{\sigma}^\nu \epsilon\right)_\alpha F^\alpha_{\mu\nu} + \frac{1}{\sqrt{2}}\epsilon_\alpha D^\alpha \\
\delta D^\alpha &= \frac{i}{2\sqrt{2}}\left(\epsilon^\dagger \bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda^a - D_\mu \lambda^{a\dagger}\bar{\sigma}^\mu \epsilon\right)
\end{aligned}$$

#### 1.3.3.2 Interactions

Le Modèle Standard supersymétrique doit décrire les symétries qui permettent de transformer des fermions en bosons et vice-versa, mais également les termes d'interaction entre les différents champs. Aux lagrangiens libres détaillés précédemment, il convient donc d'ajouter les termes d'interactions. Ceux-ci sont de différentes natures. On distingue les termes d'interaction entre multiplets chiraux et les couplages entre mutiplets chiraux et de jauge.

**Interactions du multiplet chiral**

Il peut être montré que le lagrangien décrivant les termes d'interaction entre multiplets chiraux est de la forme :

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{1}{2}W^{ij}\psi_i\psi_j + W^i F_i + cc.$$

$W^{ij}$ et $W^i$ sont des fonctions des champs bosoniques $\phi_i$ et $\phi_i^*$ de dimension de masse et de masse au carré respectivement. Cette condition est imposée afin de garantir la renormalisabilité de la théorie : chaque terme du lagrangien doit avoir une dimension en masse inférieure ou égale à quatre. Les champ fermioniques de dimension en masse 3/2 ne peuvent donc pas intervenir dans ces termes. $W^i$ est au plus un polynôme de degré 2 en $\phi_i$ et $\phi_i^*$ et $W^{ij}$ est au plus linéaire en $\phi_i$ et $\phi_i^*$. Le lagrangien libre étant lui même invariant sous les transformations supersymétriques, $\mathcal{L}_{int}$ doit l'être également. Une démonstration de l'invariance peut être consultée dans [7]. En combinant les deux lagrangiens on obtient ainsi : $\mathcal{L} = -\partial^\mu \phi^i \partial_\mu \phi_i - i\psi^{\dagger i}\bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i - \frac{1}{2}W^{ij}\psi_i\psi_j + W^i F_i + cc.$. Les équations du mouvement imposant $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial F^i} = F^{i*} + W^i = 0$, les champs auxiliaires peuvent donc être remplacés par les champs scalaires $W^i$. Le lagrangien s'écrit alors :

$$\mathcal{L} = -\partial^\mu \phi^* \partial_\mu \phi_i - i\psi^{\dagger i}\bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i - \frac{1}{2}(W^{ij}\psi_i\psi_j + W^*_{ij}\psi^{i\dagger}\psi^{j\dagger}) - W^i W^*_j$$

Soit encore :

$$\mathcal{L} = -\partial^\mu \phi^* \partial_\mu \phi_i - i\psi^{\dagger i}\bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i - \frac{1}{2}m^{ij}\psi_i\psi_j - \frac{1}{2}m^*_{ij}\psi^{i\dagger}\psi^{j\dagger} - V - \frac{1}{2}y^{ijk}\phi_i\psi_j\psi_k - \frac{1}{2}y^*_{ijk}\phi^{*i}\psi^{j\dagger}\psi^{k\dagger}$$

en prenant en compte la forme de $W^{ij}$ et $W^i$ imposée par l'invariance du lagrangien d'interaction. $W^{ij} = m^{ij} + y^{ijk}\phi_k$ et $W^i = m^{ij}\phi_j + \frac{1}{2}y^{ijk}\phi_j\phi_k$, où $m^{ij}$ est la matrice

symétrique de masse et $y^{ijk}$ sont les couplages de Yukawa.

**Interactions entre multiplets chiraux et de jauge**

La notion d'invariance de jauge pour les supermultiplets vectoriels a déjà été évoquée au paragraphe 1.3.3.1, avec l'insertion de dérivées covariantes. Les supermultiplets chiraux doivent également vérifier cette invariance. Elle se traduit d'une part par le remplacement des dérivées ordinaires par les dérivées covariantes :

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

où $T^a$ sont les générateurs de la transformation de jauge. Les transformations de supersymétrie doivent également être modifiées afin que l'invariance du lagrangien soit toujours vérifiée en présence des dérivées covariantes. Soit,

$$\begin{aligned} \delta(\psi_i)_\alpha &= i(\sigma^\mu \epsilon^\dagger)_\alpha D_\mu \phi_i + \epsilon_\alpha F_i \\ \delta F_i &= i\epsilon^\dagger \bar{\sigma}^\mu D_\mu \psi_i + \sqrt{2} g (T^a \phi)_i \epsilon^\dagger \lambda^{a\dagger}. \end{aligned}$$

Trois termes supplémentaires, également invariants de jauge et renormalisables, sont ajoutés au lagrangien :

$$g(\phi^* T^a \phi) D^a \, , \, \sqrt{2} g (\phi^* T^a \psi) \lambda^a \, , \, \lambda^{a\dagger} (\psi^\dagger T^a \phi)$$

Le lagrangien supersymétrique final s'écrit donc :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{jauge} + \mathcal{L}_{chiral} + g(\phi^* T^a \phi) D^a - \sqrt{2} g [(\phi^* T^a \psi) \lambda^a + \lambda^{a\dagger} (\psi^\dagger T^a \phi)]$$

où $\mathcal{L}_{chiral}$ désigne le lagrangien du multiplet chiral où les dérivées ordinaires sont remplacées par les dérivées covariantes décrites précédemment. De la même façon que l'équation du mouvement a permis d'éliminer les termes $F$, les termes $D$ peuvent être exprimés en fonction des champs $\phi$, en utilisant l'équation du mouvement, $D^a = -g(\phi^* T^a \phi)$.

La partie scalaire du lagrangien, également appelée **superpotentiel**, s'écrit donc

$$V = F^{*i} F_i + \frac{1}{2} \sum_a D^a D^a = W^*_i W^i + \frac{1}{2} \sum_a g_a^2 (\phi^* T^a \phi)^2$$

Le terme scalaire est donc fonction des couplages de Yukawa (termes $F$) et des interactions de jauge (termes $D$).

## 1.4 Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM)

Un des modèles phénoménologiques de la supersymétrie est le Modèle Standard supersymétrique minimal comportant un nombre minimal de paramètres. Comme nous l'avons

déjà mentionné, la supersymétrie est une symétrie brisée puisqu'aucun superpartenaire possédant la même masse qu'une particule standard n'a été découverte à ce jour. Les particules supersymétriques sont donc les représentantes d'un modèle à basse énergie, limite d'une théorie plus fondamentale, telle que les théories de grande unification GUT, ou de super-cordes.

### 1.4.1 Contenu en champs

Le principe de la supersymétrie est, nous l'avons vu, d'associer à chaque fermion et boson du Modèle Standard un partenaire supersymétrique. Le contenu en champs du MSSM est donc *a priori* doublé. Aux quarks, leptons et bosons de jauges sont associés les squarks, les sleptons et les jauginos.

Les partenaires fermioniques des bosons sont dénommés par le suffixe -ino. Les winos et binos sont les états physiques associés aux bosons $W^{\pm}$, $Z^0$ et $\gamma$ et se mélangent après brisure de la symétrie électrofaible et supersymétrique avec les higgsinos pour donner les états propres de masse, les charginos et neutralinos. Les états $\tilde{Z}$, $\tilde{\gamma}$ et higgs neutres, possédant les mêmes nombres quantiques se mélangent pour donner quatre neutralinos, $\tilde{\chi}^0_{1,2,3,4}$. Les particules chargées, $W^{\pm}$ et $H^{\pm}$, se mélangent pour donner deux charginos $\tilde{\chi}^{\pm}_{1,2}$. Les termes zino et photino font référence aux partenaires en l'absence de brisure supersymétrique et désignent donc des particules hypothétiques qui auraient la même masse que leurs bosons partenaires du Modèle Standard. Le gluino, portant le nombre quantique de la couleur, ne se mélange pas aux autres jauginos.

Les partenaires scalaires des fermions, appelés sfermions, sont communément identifiés par un tilde ($\tilde{e}$ pour sélectron) et portent un indice L ou R pour désigner la chiralité du partenaire fermionique auquel ils sont associés (la notion de chiralité n'a pas de sens pour des scalaires). Seuls les sfermions gauches vont cependant interagir avec les bosons $W^{\pm}$ et les composantes du partenaire $W^{\pm}$ des charginos. Les superpartenaires chiraux ont en effet la propriété de se transformer différemment sous le groupe de jauge selon que les fermions qu'ils contiennent soient gauches ou droits. L'ensemble du supermultiplet se transformant cependant de la même manière sous la transformation de jauge, les partenaires scalaires se comportent de la même façon que les fermions auxquels ils sont associés.

Le doublet de Higgs du modèle standard est remplacé par deux doublets de Higgs, auxquels sont adjoints deux doublets de higgsinos. Ceci est nécessaire afin de construire une théorie sans anomalies triangulaires, qu'introduit la présence d'un seul doublet de Higgs et de son doublet superpartenaire. Ces diagrammes en triangle (figure 1.5) sont en effet dangereux pour le maintien de la symétrie de jauge locale du champ de jauge $A_\mu$. Dans le Modèle Standard ces anomalies se compensent en sommant sur tous les fermions, ce qui revient à vérifier que Trace$[Y^3]$=0, où $Y$ représente l'hypercharge. Dans un modèle supersymétrique la présence d'un doublet de higssino, qui possède les mêmes nombres quantiques que le doublet de Higgs (mis à part le spin) introduit une contribution qui ne s'annule pas. L'introduction d'un second doublet de Higgs et donc de deux higgsino supplémentaires d'hypercharges négatives permet de compenser ces anomalies.

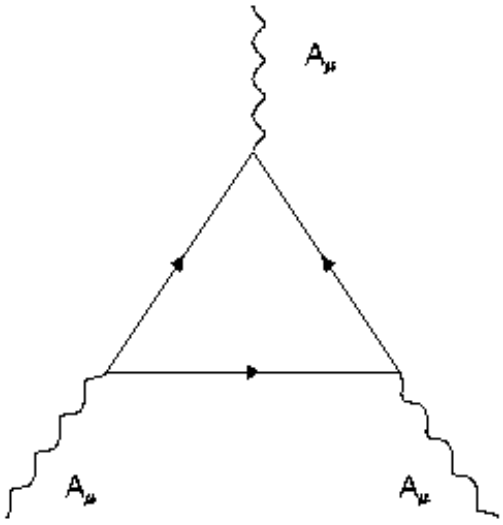

Figure 1.5: *Diagramme d'anomalies triangulaires.*

En utilisant les notations de superchamps correspondant aux supermultiplets du tableau 1.1, on peut écrire le superpotentiel du MSSM :

$$W_{MSSM} = \bar{u}\mathbf{y_u}QH_u - \bar{d}\mathbf{y_d}QH_d - \bar{e}\mathbf{y_e}LH_d + \mu H_u H_d \tag{1.1}$$

où $\mathbf{y_u}, \mathbf{y_d}, \mathbf{y_e}$ sont des matrices $3\times3$ dans l'espace des générations, contenant les couplages de Yukawa. Cette écriture du superpotentiel fait également apparaître le fait qu'un deuxième doublet de Higgs est nécessaire pour conférer aux quarks de type *up* leur masse.

### 1.4.2 Brisure de la supersymétrie

Dans le MSSM la brisure de supersymétrie est effectuée de façon explicite, en ajoutant au lagrangien des termes dits doux, ayant des couplages avec une dimension de masse. D'autres mécanismes de brisure spontanée de la supersymétrie peuvent être envisagés en requérant une énergie positive de l'état fondamental. L'état du vide supersymétrique possédant une énergie nulle ou positive (cf partie 1.3.2) seul un état fondamental avec une énergie positive peut être en effet non invariant sous une transformation supersymétrique, tandis que le lagrangien l'est. La partie scalaire du lagrangien permet d'introduire de tels termes positifs, si $F_i$ ou $D^a$ ne sont pas nuls dans l'état du vide, c'est-à-dire en ajoutant des termes au lagrangien qui ne permettent pas aux équations du mouvement, $F_i = 0$ et $D^a = 0$ d'être satisfaites simultanément. Ces mécanismes sont connus sous le nom de Fayet-Iliopoulos [17] et O'Raifeartaigh [18], mais posent des problèmes phénoménologiques : les masses de particules supersymétriques obtenues ne correspondant pas aux limites expérimentales (les partenaires scalaires sont plus légers que les fermions).

Le mécanisme retenu pour le MSSM est donc d'ajouter des termes doux au lagrangien, qui sont renormalisables et compatibles avec l'invariance de jauge mais ne sont pas

| Multiplets | | spin 0 | spin 1/2 | spin 1 | $SU(3)_C$, $SU(2)_L$, $U(1)_Y$ |
|---|---|---|---|---|---|
| | | | Multiplets chiraux | | |
| sleptons, leptons | L | $(\tilde{\nu}\,\tilde{e}_L)$ | $(\nu\, e_L)$ | | $(1,2,+\frac{1}{2})$ |
| ($\times$ 3 familles) | $\bar{e}$ | $\tilde{e}^*_R$ | $e^\dagger_R$ | | (1,1,1) |
| squarks, quarks | Q | $(\tilde{u}_L\,\tilde{d}_L)$ | $(u_L\, d_L)$ | | $(3,2,\frac{1}{6})$ |
| ($\times$ 3 familles) | $\bar{u}$ | $\tilde{u}^*_R$ | $u^\dagger_R$ | | $(\bar{3},1,-\frac{2}{3})$ |
| | $\bar{d}$ | $\tilde{d}^*_R$ | $d^\dagger_R$ | | $(\bar{3},1,\frac{1}{3})$ |
| higgs, higgsinos | $H_u$ | $(H_u^+\, H_u^0)$ | $(\tilde{H}_u^+\, \tilde{H}_u^0)$ | | $(1,2,+\frac{1}{2})$ |
| | $H_d$ | $(H_d^0\, H_d^-)$ | $(\tilde{H}_d^0\, \tilde{H}_u^-)$ | | $(1,2,-\frac{1}{2})$ |
| | | | Multiplets de jauge | | |
| winos, bosons W | W | | $(\tilde{W}^\pm\, \tilde{W}^0)$ | $(W^\pm\, W^0)$ | (1,3,0) |
| bino, boson B | B | | $\tilde{B}^0$ | $B^0$ | (1,1,0) |
| gluino , gluon | G | | $\tilde{g}$ | $g$ | (8,0,1) |

Table 1.1: *Multiplets chiraux et vecteurs du MSSM.*

invariants sous les transformations supersymétriques. Ces termes sont qualifiés de doux, car ils ne doivent pas provoquer l'addition de divergences quadratiques à la masse du Higgs, afin de ne pas faire réapparaître le problème de la non-naturalité du modèle. Les termes doux suivants sont ajoutés (en utilisant les notations du tableau 1.1):

- termes de masse pour les squarks et sleptons :

$$-\tilde{Q}^\dagger \mathbf{m_Q^2} \tilde{Q} - \tilde{L}^\dagger \mathbf{m_L^2} \tilde{L} - \tilde{\bar{u}} \mathbf{m_{\bar{u}}^2} \tilde{\bar{u}}^\dagger - \tilde{\bar{d}} \mathbf{m_{\bar{d}}^2} \tilde{\bar{d}}^\dagger - \tilde{\bar{e}} \mathbf{m_{\bar{e}}^2} \tilde{\bar{e}}^\dagger$$

- termes de masse pour les bosons de Higgs :

$$-m^2_{H_u} H_u^* H_u - m^2_{H_d} H_d^* H_d - (b H_u H_d + c.c.)$$

- termes de masse pour jauginos :

$$-\frac{1}{2}(M_3 \tilde{g}\tilde{g} + M_2 \tilde{W}\tilde{W} + M_1 \tilde{B}\tilde{B}) + c.c.$$

- termes d'interaction trilinéaire :

$$-(\tilde{\bar{u}} \mathbf{a_u} \tilde{Q} H_u - \tilde{\bar{d}} \mathbf{a_d} \tilde{Q} H_d - \tilde{\bar{e}} \mathbf{a_e} \tilde{L} H_d) + c.c.$$

Cette description effective présente cependant l'inconvénient d'introduire 105 paramètres de masses, de phases et d'angles de mélange supplémentaires par rapport au Modèle Standard. Ce nombre de paramètres libres peut être réduit en introduisant des contraintes sur les paramètres, découlant d'observations phénoménologiques. Ainsi les matrices (notées en gras) sont choisies diagonales afin d'éviter des violations leptoniques ou changements de saveur par courant neutre. Les matrices **a** sont généralement prises proportionnelles aux matrices de Yukawa, afin de reproduire la même hiérarchie de couplages pour les squarks et sleptons que pour les quarks et leptons. Ces matrices introduisent également des mélanges entre composantes gauche et droite des sfermions,

mélanges proportionnels aux couplages de Yukawa du Modèle Standard. Les termes de mélange sont donc particulièrement importants pour la troisième génération de constituants supersymétriques, $\tilde{t}, \tilde{b}, \tilde{\tau}$, pour lesquels les masses des partenaires du Modèle Standard sont les plus élevées. La brisure de la supersymétrie entraîne donc une levée de la dégénérescence de masse des sfermions gauche et droit. Par convention on note $\tilde{f}_1$ l'état propre de masse du fermion le plus léger et $\tilde{f}_2$ l'état propre de masse le plus lourd. Les couplages pour les deux premières générations sont souvent négligés ; les interactions de jauge sont donc les interactions dominantes auxquelles sont soumises les particules supersymétriques des deux premières générations.

Les termes de brisure douce ne contiennent pas de termes de masses pour les particules du Modèle Standard puisque celles-ci acquièrent leur masse par le mécanisme de brisure électrofaible. Celui-ci est naturel dans le cadre du modèle MSSM car la valeur moyenne dans le vide d'un des doublets de Higgs est négative à l'échelle électro-faible et entraîne donc une brisure spontanée de la symétrie. Soulignons qu'en absence de brisure de la supersymétrie par des termes doux, la valeur moyenne dans le vide des doublets de Higgs est nulle. La brisure spontanée de la symétrie électrofaible est donc une conséquence de la brisure de la supersymétrie [9].

### 1.4.3 Spectre de masse

Détaillons un peu plus en détails le spectre de masse obtenu à l'issue de la brisure de la supersymétrie, décrite précédemment.

#### Masses des charginos

Les états propres de masses associés aux états propres d'interaction, $\tilde{W}^{\pm}$, $\tilde{H}^{\pm}$ s'obtiennent en diagonalisant la matrice suivante, exprimée dans la base $(-i\tilde{W}^{+}, \tilde{H}_2^{+}, -i\tilde{W}^{-}, \tilde{H}_1^{-})$.

$$\mathcal{M}_C = \begin{Bmatrix} 0 & 0 & M_2 & \sqrt{2}M_W \sin\beta \\ 0 & 0 & \sqrt{2}M_W \sin\beta & \mu \\ M_2 & \sqrt{2}M_W \sin\beta & 0 & 0 \\ \sqrt{2}M_W \cos\beta & \mu & 0 & 0 \end{Bmatrix}$$

#### Masses des neutralinos

La matrice de masse suivante permet de déterminer les états propres de masse, les neutralinos $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$, exprimés dans la base des états d'interaction $(\tilde{B}, \tilde{W}^3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$ :

$$\mathcal{M}_N = \begin{Bmatrix} M_1 & 0 & -m_Z \sin\theta_W \cos\beta & m_Z \sin\theta_W \sin\beta \\ 0 & M_2 & m_Z \cos\theta_W \cos\beta & -m_Z \cos\theta_W \sin\beta \\ -m_Z \sin\theta_W \cos\beta & m_Z \cos\theta_W \cos\beta & 0 & -\mu \\ m_Z \sin\theta_W \sin\beta & -m_Z \cos\theta_W \sin\beta & -\mu & 0 \end{Bmatrix}$$

Les termes des matrices $\mathcal{M}_N$ et $\mathcal{M}_C$ ne dépendant que des paramètres supersymétriques $\tan\beta$, $M1$, $M_2$ et $\mu$, les masses des charginos et neutralinos ne vont donc pas dépendre

du paramètre $m_0$ du modèle mSUGRA. Selon les valeurs des paramètres des matrices, on peut également déduire le caractère des neutralinos et charginos. Ainsi, si $|\mu/M_Z|$ est important, le chargino le plus léger $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ sera de type wino, tandis que $\tilde{\chi}_2^{\pm}$ sera de type higgsino et inversement [19].

### Masse du gluino

La masse du gluino est directement décrite par le terme de brisure douce, $-\frac{1}{2}M_3\tilde{g}\tilde{g}$. Le gluino possédant un nombre quantique de couleur, il ne peut se mélanger avec les autres jauginos du MSSM. Sa masse $m_{\tilde{g}}$ est donc égale à $M_3$.

### Masses des bosons de Higgs

Nous avons vu précédemment qu'il était nécessaire d'introduire deux doublets de Higgs, soit huit degrés de liberté supplémentaires. Les huit degrés de liberté ne donnent cependant pas naissance à huit particules supplémentaires , puisque trois degrés sont absorbés au moment de la brisure électrofaible pour conférer une masse aux bosons $W^{\pm}$ et $Z^0$. Cinq bosons de Higgs sont donc présents dans le MSSM, contre un seul dans le Modèle Standard :

- un pseudo-scalaire neutre $A$, impair sous une transformation CP;
- deux scalaires neutres $h$ et $H$ ($m_h < m_H$), pairs sous une transformation CP;
- deux scalaires chargés $H^{\pm}$.

Les masses des bosons de Higgs peuvent être approximées par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} m_A^2 &= M_1^2 + M_2^2 \\ m_{H^{\pm}}^2 &= m_A^2 + m_W^2 \\ m_H^2 &= \frac{1}{2}\left(m_A^2 + m_Z^2 + \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2) - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta}\right) \\ m_h^2 &= \frac{1}{2}\left(m_A^2 + m_Z^2 - \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2) - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta}\right) \end{aligned}$$

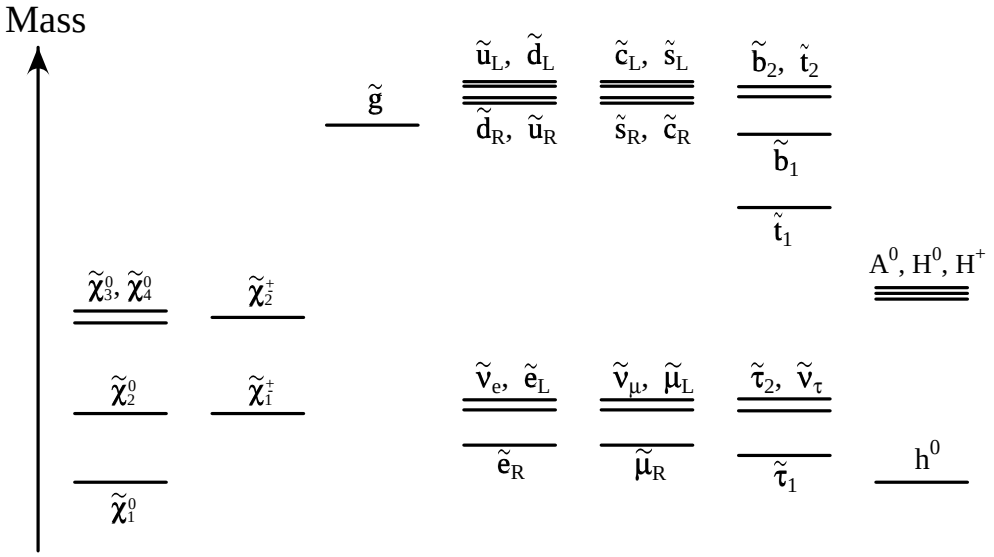


Figure 1.6: *Spectre de masse des particules supersymétriques.*

**Aspect général**

L'aspect général du spectre de masses du MSSM est illustré sur la figure 1.6, extraite de [8]. Les masses des sleptons des deux premières générations sont dégénérées. Le stau le plus léger $\tilde{\tau}_1$ est plus léger que les autres sleptons. Le boson de Higgs h est plus léger que les autres bosons de Higgs A, H et $H^\pm$. Le neutralino 2, désigné par $\tilde{N}_2$ sur la figure 1.6, et le chargino 1 désigné par $\tilde{C}_1$ possèdent quasiment la même masse. Le squark le plus léger est le stop, $\tilde{t}_1$, du fait des termes de mélange importants pour la troisième famille.

### 1.4.4 Modèle Supersymétrique minimal avec Supergravité mSUGRA

#### 1.4.4.1 Principe et brisure de la supersymétrie

Jusqu'à présent nous avons considéré la supersymétrie comme invariante sous des transformations globales de symétrie. Le fait de demander que la supersymétrie soit invariante localement, c'est-à-dire sous des transformations supersymétriques dépendantes des coordonnées de l'espace-temps, permet d'inclure la gravité dans le modèle. On parle alors de supergravité. Afin de construire cependant un modèle phénoménologiquement viable, la brisure de ce modèle supersymétique doit se situer à une échelle située entre 100 GeV et 1 TeV, afin que les particules supersymétriques se manifestent à cette échelle et offrent une solution au problème de la naturalité. Le scénario envisagé est de postuler l'existence de deux secteurs de champs, l'un appelé visible et le second dit caché. Le premier contient les particules supersymétriques observables et le second des particules responsables de la brisure de la supersymétrie. Les deux secteurs communiquent seulement par des interactions gravitationnelles, les particules du secteur cachés ne possédant pas de nombre quantique en commun avec les particules du secteur observable.

#### 1.4.4.2 Paramètres

Dans le cadre du modèle MSSM avec supergravité, mSUGRA, le spectre de masse des particules à l'échelle électrofaible peut être déduit à partir des cinq paramètres suivants :

- $m_0$, masse commune des particules scalaires à l'échelle d'unification;
- $m_{1/2}$, masse commune des fermions à l'échelle d'unification;
- $A$, constante de couplage trilinéaire commune à l'échelle d'unification;
- $\tan\beta = v_1/v_2$, rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux bosons de Higgs neutres;
- signe de $\mu$, le terme de mélange de masse du superpotentiel de Higgs (cf 1.1).

Ces paramètres découlent des hypothèses simplificatrices, qui sont ajoutées à celles de la supergravité. On parle également de modèle cMSSM pour *constrained MSSM*. Les paramètres sont en effet supposés unifiés à l'échelle GUT : unification des couplages de jauge, des masses des jauginos, de celles des scalaires et des couplages trilinéaires. Aucune hiérarchie entre couplages ou masses n'est introduite lors de la brisure de la supersymétrie afin de représenter l'insensibilité de la gravité face aux différentes interactions de jauge. L'hypothèse d'unification des constantes de couplage traduit un des enjeux principaux de la supersymétrie.

Les masses des particules supersymétriques sont obtenues à l'échelle électrofaible grâce aux équations du groupe de renormalisation. Celles-ci relient à l'ordre d'une boucle les couplages de jauge et les masses des jauginos de la façon suivante :

$$M_i(Q) = \frac{g_i^2(Q)}{g_i^2(Q_0)} m_{1/2}$$

où $Q$ est l'échelle d'énergie considérée et $Q_0$ l'échelle de grande unification. En utilisant le fait que $M_1(Q_0) = M_2(Q_0) = M_3(Q_0)$ et $g_1(Q_0) = g_2(Q_0) = g_3(Q_0)$, ceci revient à écrire :

$$\frac{M_1}{g_1^2} \approx \frac{M_2}{g_2^2} \approx \frac{M_3}{g_3^2}$$

et conduit à la relation caractéristique :

$$M_1 = \frac{5}{3}\tan^2\theta_W \; M_2 \approx \frac{1}{2} M_2.$$

Au final, les approximations suivantes peuvent être utilisées :

$$M_1 \approx 0.4 \cdot m_{1/2},\; M_2 \approx 0.8 \cdot m_{1/2},\; M_3 \approx 2.6 \cdot m_{1/2}.$$

Les masses des sfermions, calculées à l'aide des équations du groupe de renormalisation, peuvent être exprimées à l'aide des paramètres mSUGRA. Ainsi :

$$
\begin{aligned}
m^2_{\tilde{u_L}} &\approx m_0^2 + 6.28 m_{1/2}^2 + 0.35 m_Z^2 \cos(2\beta) \\
m^2_{\tilde{d_L}} &\approx m_0^2 + 6.28 m_{1/2}^2 - 0.42 m_Z^2 \cos(2\beta) \\
m^2_{\tilde{u_R}} &\approx m_0^2 + 5.87 m_{1/2}^2 + 0.16 m_Z^2 \cos(2\beta) \\
m^2_{\tilde{d_R}} &\approx m_0^2 + 5.82 m_{1/2}^2 - 0.08 m_Z^2 \cos(2\beta) \\
m^2_{\tilde{\nu_L}} &\approx m_0^2 + 0.52 m_{1/2}^2 + 0.50 m_Z^2 \cos(2\beta) \\
m^2_{\tilde{e_L}} &\approx m_0^2 + 0.52 m_{1/2}^2 - 0.27 m_Z^2 \cos(2\beta) \\
m^2_{\tilde{e_R}} &\approx m_0^2 + 0.15 m_{1/2}^2 - 0.23 m_Z^2 \cos(2\beta) \\
m^2_{\tilde{b_R}} &\approx m^2_{\tilde{d}_R} \\
m^2_{\tilde{b_L}} &\approx m^2_{\tilde{d}_L} - 0.49 m_0^2 - 12.21 m_{1/2}^2 \\
m^2_{\tilde{t_R}} &\approx m^2_{\tilde{u_R}} + m_t^2 - 0.99 m_0^2 - 2.42 m_{1/2}^2 \\
m^2_{\tilde{t_L}} &\approx m^2_{\tilde{u_L}} + m_t^2 - 0.49 m_0^2 + 1.21 m_{1/2}^2
\end{aligned}
$$

### 1.4.5 R-parité

La supersymétrie n'impose pas *a priori* la conservation des nombres leptoniques et baryoniques, L et B. De même que cette conservation n'est pas une des propriétés fondamentales du Modèle Standard, mais découle du fait qu'il n'est pas possible de construire des lagrangiens renormalisables qui violent B ou L. La symétrie de la R-parité $R_p = (-1)^{3B+2L+S}$, où S désigne le spin, fut proposée en 1978 par Farrar et Fayet [20] pour prendre en compte les limites expérimentales du temps de vie du proton. Ce nouveau nombre quantique assigne une valeur $R_p = 1$ aux particules du Modèle Standard et une valeur $R_p = -1$ aux particules supersymétriques. La conservation de $R_p$ impose que les particules supersymétriques ne peuvent être produites que par paires et se désintègrent nécessairement en une autre particule supersymétrique, puisqu'il s'agit d'une symétrie multiplicative.

Il n'existe cependant aucun argument théorique permettant de rejeter l'hypothèse d'une R-parité non conservée. Le terme général suivant peut ainsi être ajouté au superpotentiel $W_{MSSM}$.

$$W_{\not R_p} = \frac{1}{2}\lambda_{ijk}(L_i L_j)\bar{e}_k + \lambda'_{ijk}(L_i Q_j)\bar{d}_k + \lambda''_{ijk}(\bar{u}_i \bar{d}_j \bar{d}_k)$$

Les notations employées sont identiques à celles décrivant $W_{MSSM}$, les indices de $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$ sont sous-entendus. Une écriture détaillée,

$$W_{\not R_p} = \frac{1}{2}\lambda_{ijk}\epsilon_{ab}(L_i^a L_j^b)\bar{e}_k + \lambda'_{ijk}\epsilon_{ab}(L_i^a Q_j^b)\bar{d}_k + \lambda''_{ijk}\epsilon_{xyz}(\bar{u}_i^x \bar{d}_j^y \bar{d}_k^z),$$

incluant ces indices (a=1,2 pour les indices d'isospin faible de SU(2), x,y,z=1,2,3 pour les indices de couleur de SU(3)), montre que le premier terme de $W_{\not R_p}$ est antisymétrique en $\{i, j\}$, tandis que le troisième l'est en $\{j, k\}$. Les termes $i = j$ disparaissent alors pour

le couplage $(L_iL_j)\bar{e}_k$ et ceux avec $j = k$ pour $(\bar{u}_i\bar{d}_j\bar{d}_k)$. $W_{\not R_p}$ introduit donc 9+27+9=45 nouveaux couplages.

Phénoménologiquement la durée de vie du proton peut être préservée en imposant qu'un seul des couplages de Yukawa violant la R-parité soit non nul à la fois. Ceci entraîne la violation, soit du nombre leptonique L, soit du nombre baryonique B. Les couplages $\lambda_{ijk}$ et $\lambda'_{ijk}$ ne violent en effet que L tandis que le couplage $\lambda''_{ijk}$ viole uniquement B. Les limites actuelles sur les couplages violant la R-parité prédisent des couplages beaucoup plus faibles que les couplages de jauge. Pour des couplages faibles violant $R_p$, comme $\lambda_{133}$ par exemple, la plupart des productions et désintégrations de particules supersymétriques vont donc se dérouler avec des couplages conservant la R-parité, également dans le contexte où la R-parité est violée. Seule la particule supersymétrique la plus légère se désintègre alors avec un couplage violant la R-parité. Les conséquences et contraintes phénoménologiques de la R-parité sont évoquées un peu plus en détail au chapitre suivant.

# 2

# Phénoménologie au Tevatron

Ce chapitre a pour objectif de décrire le contexte phénoménologique dans lequel se situe l'analyse effectuée dans cette thèse. Il débute par une brève description de la production des particules supersymétriques au Tevatron et de leurs modes de désintégration. Cette description se situe dans le cadre où la R-parité est conservée, mais reste valide si les couplages violant la R-parité sont faibles devant les couplages de jauge. Les différences phénoménologiques qu'apporte la violation de la R-parité sont ensuite décrites. Les limites existant sur les couplages violant la R-parité sont évoquées. Le dernier paragraphe résume les limites obtenues par les expériences au LEP sur l'existence de particules supersymétriques se désintégrant par couplage $\lambda_{133}$, coulage qui sera considéré dans cette thèse.

## 2.1 Production et désintégrations des particules supersymétriques

### 2.1.1 Production des particules supersymétriques

Les modes de production possibles des particules supersymétriques auprès des collisionneurs sont : $\tilde{\chi}_i^+\tilde{\chi}_j^-$, $\tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^\pm$, $\tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0$, $\tilde{\chi}_i^0\tilde{g}$, $\tilde{\chi}_i^\pm\tilde{g}$, $\tilde{g}\tilde{g}$, $\tilde{g}\tilde{q}$, $\tilde{q}\tilde{q}, \tilde{l^+l^-}, \tilde{\nu\nu}, \tilde{l^+\nu}$. Au Tevatron les sections efficaces de production $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ et $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^\pm$, sont cependant souvent dominantes, sauf si les squarks et gluinos sont suffisamment légers (c'est-à-dire de masse inférieure à approximativement 300 GeV/c$^2$). Les paires de charginos et neutralinos sont en effet produites par annihilation de quarks de valence en bosons faibles (figure 2.1). Dans le cas où le $\tilde{\chi}_1^\pm$ et le $\tilde{\chi}_2^0$ sont essentiellement de type wino, $\tilde{W}^\pm$ et $\tilde{W}^0$, et le $\tilde{\chi}_1^0$ de type bino $\tilde{B}$, la production des $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $\tilde{\chi}_2^0$ est favorisée du fait de leurs couplages plus importants avec les bosons $W$ et $\gamma, Z$ respectivement. Les couplages $W^+\tilde{\chi}_1^-\tilde{\chi}_2^0$ et $(Z/\gamma)\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ sont favorisés par rapport à $W^+\tilde{\chi}_1^-\tilde{\chi}_1^0$ [8], [19]. La figure 2.2 représente les sections efficaces de production des charginos en fonction de la masse du chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$. L'ordre de grandeur est de 2 pb pour une masse du chargino d'environ 100 GeV/c$^2$.

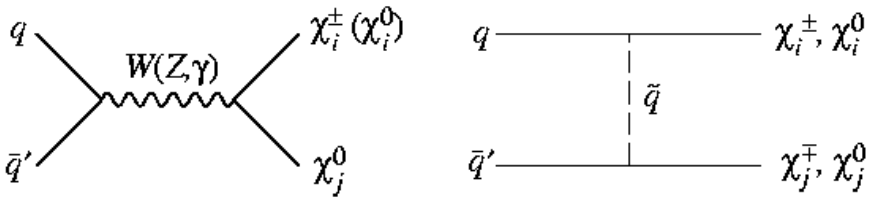


Figure 2.1: *Diagrammes de procuction de paires de charginos et de neutralinos au Tevatron.*

Les sections efficaces de production pour les neutralinos et les charginos dépendent principalement de la masse des sparticules produites, donc essentiellement de $m_{1/2}$ et sont plus favorables à bas $m_{1/2}$, comme représenté sur les figures 2.3 à 2.5. La figure 2.3 représente la section efficace de production des charginos et neutralinos en fonction de $m_0$ et $m_{1/2}$ (GeV/c$^2$) pour $\tan\beta$ =5 et les valeurs positive et négative de $\mu$. La section efficace est plus importante pour $\mu > 0$. La figure 2.4 représente la section efficace de production d'un chargino ou d'un neutralino accompagné d'un gluino. Cette section efficace est négligable par rapport à celle de production de paires de charginos et de neutralinos. La dernière figure 2.5 illustre le comportement de la production de paires de sparticules de saveur lourde (paires de squarks, de gluino , squark+gluino, squark anti-squark et stop-antistop) pour ce même espace de paramètres. La section efficace de ces processus est dix fois plus faible que la production de paires de charginos et de neutralinos.

### 2.1.2 Désintégration des particules supersymétriques

Dans l'hypothèse où la R-parité est conservée, ou dans l'hypothèse où les couplages violant la R-parité sont faibles en comparaison à ceux de jauge, les charginos et neutralinos les plus lourds se désintégrent en d'autres particules supersymétriques plus légères. S'ils sont suffisamment lourds, leur désintégration va s'accompagner d'un boson électrofaible $W^{\pm}$, $Z^0$ ou de Higgs :

$$\begin{aligned}
\tilde{\chi}_i^0 &\rightarrow \tilde{\chi}_j^0 + (\mathrm{Z}^0 \,\mathrm{ou}\, \mathrm{h} \,\mathrm{ou}\, \mathrm{A} \,\mathrm{ou}\, \mathrm{H}) \\
&\rightarrow \tilde{\chi}_j^{\pm} + (\mathrm{W}^{\pm} \,\mathrm{ou}\, \mathrm{H}^{\pm}) \\
\tilde{\chi}_i^{\pm} &\rightarrow \tilde{\chi}_j^0 + (\mathrm{W}^{\pm} \,\mathrm{ou}\, \mathrm{H}^{\pm}) \\
&\rightarrow \tilde{\chi}_j^{\pm} + (\mathrm{Z}^0 \,\mathrm{ou}\, \mathrm{h} \,\mathrm{ou}\, \mathrm{A} \,\mathrm{ou}\, \mathrm{H})
\end{aligned}$$

S'ils sont plus légers des désintégrations à trois corps vont avoir lieu.

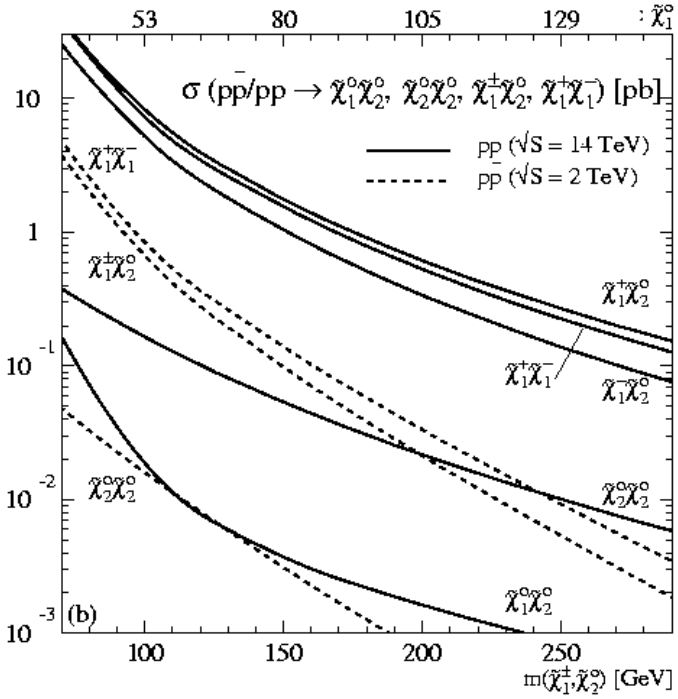


Figure 2.2: *Sections efficaces de production de jauginos (pb) pour des collisions pp à $\sqrt{s}$=14 TeV et $p\bar{p}$ à $\sqrt{s}$=2 TeV (courbes pointillées).*

$$\left.\begin{array}{rcl} \tilde{\chi}_i^0 & \to & l^+l^- + \tilde{\chi}_j^0 \\ & \to & q\bar{q} + \tilde{\chi}_j^0 \\ & \to & l^\pm\nu(\bar{\nu}) + \tilde{\chi}_j^\pm \\ \tilde{\chi}_i^\pm & \to & l^\pm\nu(\bar{\nu}) + \tilde{\chi}_j^0 \\ & \to & l^-l^+\tilde{\chi}_j^\pm \\ & \to & q\bar{q} + \tilde{\chi}_j^\pm \end{array}\right\} (j < i)$$

Notons que dans le contexte de productions de $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^\pm$ ou de $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ en R-parité conservée, la multiplicité en taus de l'état final peut être accrue à fort $\tan\beta$. Comme nous l'avons en effet introduit dans la partie 1.4.3, la masse des staus dépend de $\cos\beta$. Pour des valeurs de $\tan\beta$ importantes, les staus les plus légers $\tilde{\tau}_1$ et sbottoms les plus légers, $\tilde{b}_1$ deviennent ainsi plus légers que les charginos et le neutralino 2 tandis que les autres sleptons et squarks demeurent lourds. Les charginos et les neutralinos vont ainsi se désintégrer en staus qui à leur tour vont se désintégrer en taus [1]. Ainsi si la valeur de $\tan\beta$ est importante, une bonne identification des taus dans leurs modes hadroniques est un outil indispensable. La figure 2.6, extraite de [21], représente le produit de la section efficace de production $\sigma(p\bar{p} \to \tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_2^0 + X)$ multipliée par le rapport d'embranchement $\mathrm{BR}(\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_2^0 \to 3l + \not{E}_T)$ en fonction de $\tan\beta$. Quatre états finals, $\tau\tau\tau$,$\tau\tau l$, $\tau ll$ et $lll$ (où $l$ désigne un électron ou un muon) sont considérés pour les valeurs $\mu > 0$, $m_{1/2} = 200$

[1] Notons que la nature wino ou bino des charginos et neutralinos influe également sur les valeurs des rapports d'embranchements.

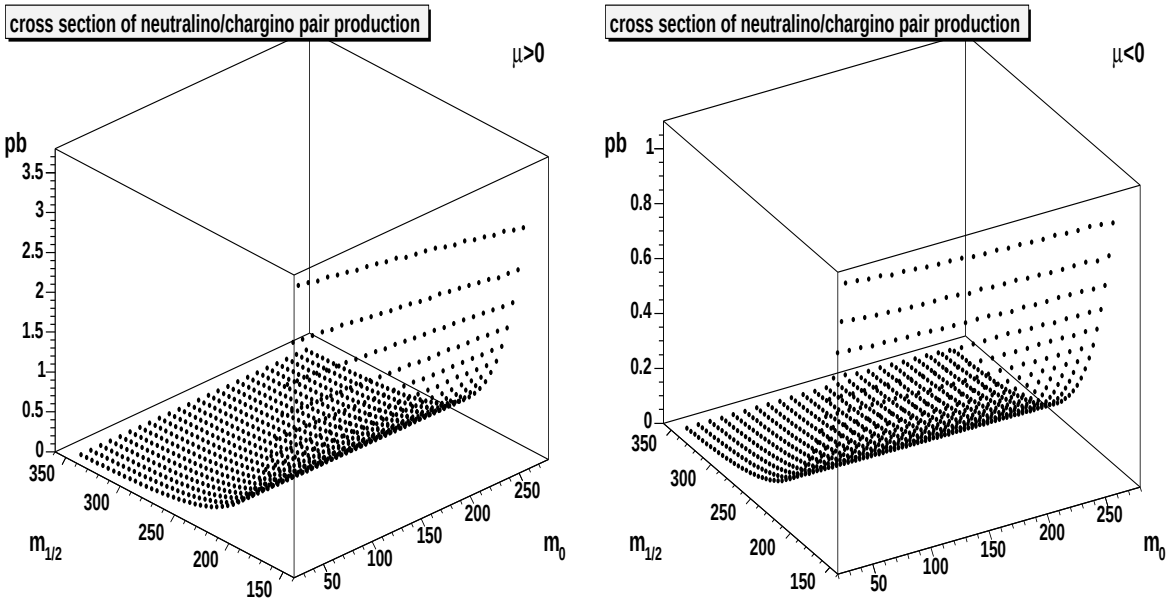


Figure 2.3: *Section efficace de production de paires de charginos en fonction de* $m_0$ *et* $m_{1/2}$ *(*$GeV/c^2$*) pour* $\tan\beta$*=5 (*$\mu > 0$ *à gauche et* $\mu < 0$ *à droite).*

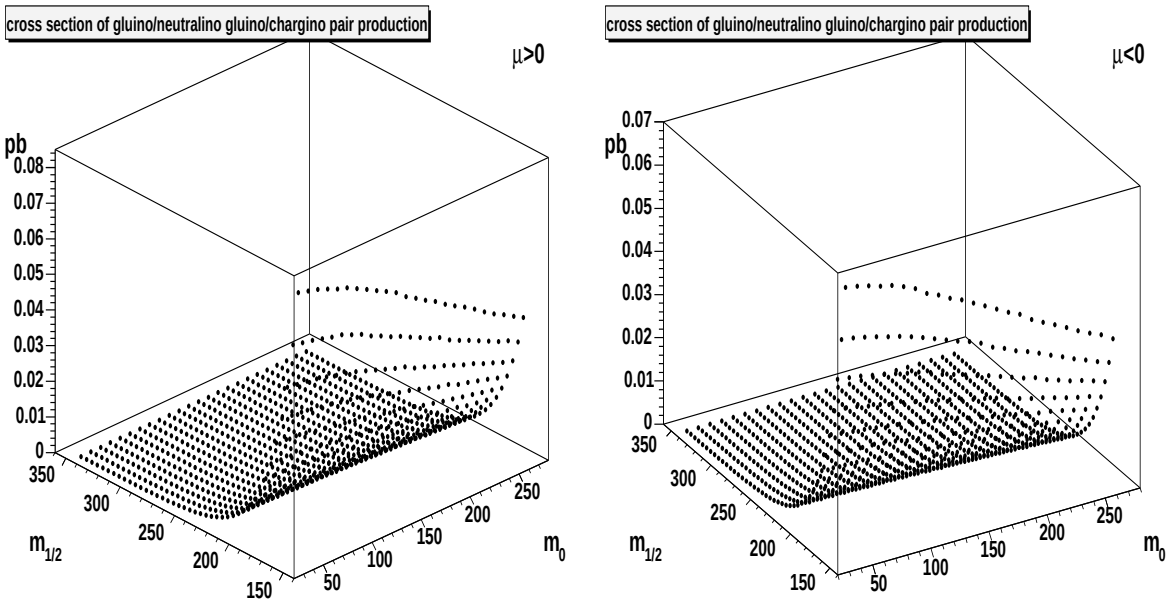


Figure 2.4: *Section efficace de production du gluino+chargino et gluino+neutralino en fonction de* $m_0$ *et* $m_{1/2}$ *pour* $\tan\beta$*=5 (*$\mu > 0$ *à gauche et* $\mu < 0$ *à droite).*

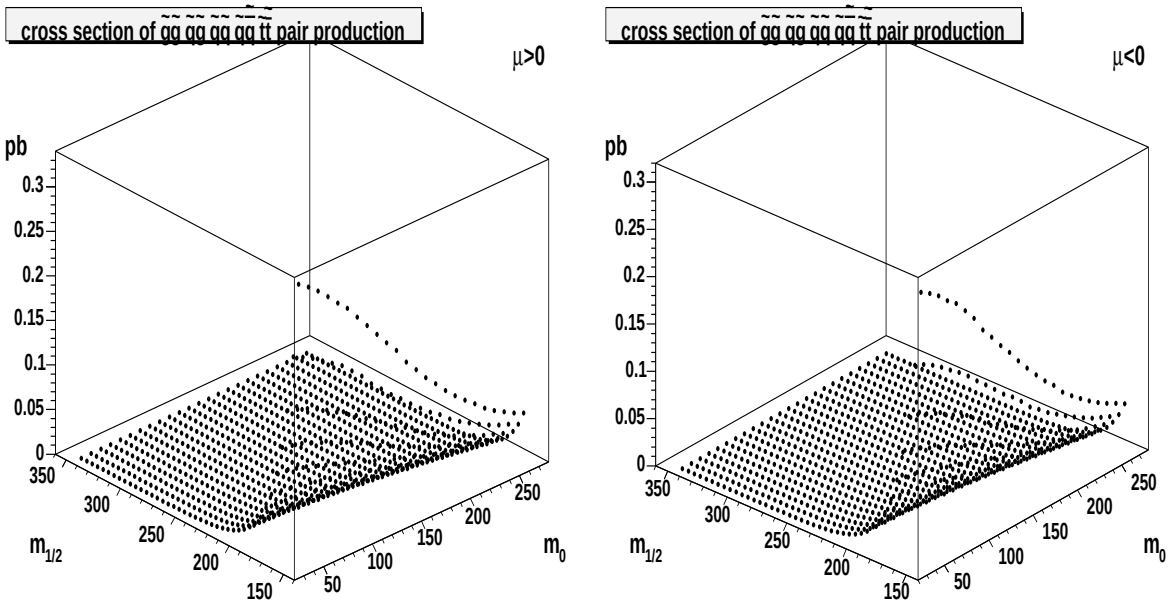


Figure 2.5: *Section efficace de production de paires de squarks, de gluino , squark+gluino, squark anti-squark et stop-antistop (pb) en fonction de* $m_0$ *et* $m_{1/2}$ *(GeV/c*$^2$*) pour* $\tan\beta$*=5 (*$\mu > 0$ *à gauche et* $\mu < 0$ *à droite).*

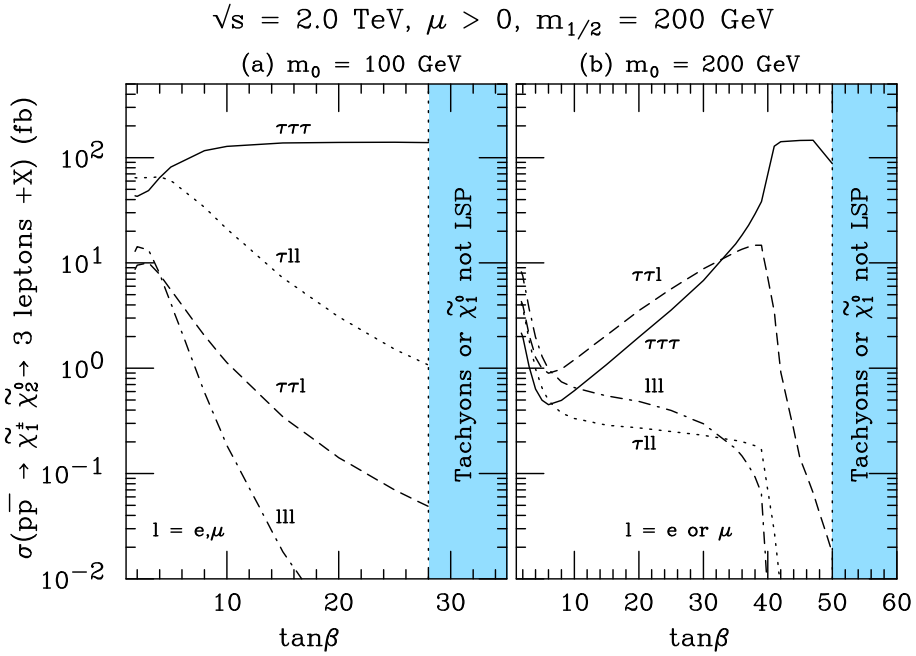


Figure 2.6: *Section efficace de production (pb)* $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0 + X)$ *multipliée par le rapport d'embranchement* $BR(\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 3l + \not{E}_T)$ *en fonction de* $\tan\beta$.

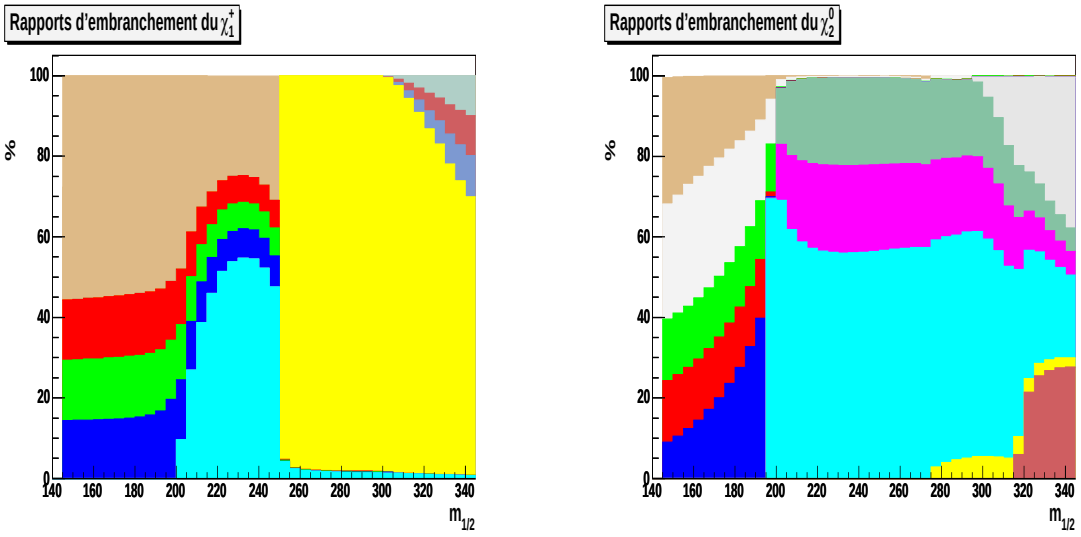


Figure 2.7: *Rapports d'embranchement du chargino 1, $\tilde{\chi}_1^{\pm}$, et du neutralino 2, $\tilde{\chi}_2^0$, pour $m_0$=100 GeV/$c^2$ et $\mu$ >0 en fonction de $m_{1/2}$ (GeV/$c^2$). La légende des couleurs est donnée dans la figure 2.8.*

GeV/$c^2$, $m_0$ =100 GeV/$c^2$ et $m_0$ =200 GeV/$c^2$. Pour $m_0 < 200$ GeV/$c^2$ et/ou $\tan\beta$ >40, les états finals avec au moins un tau sont dominants.

De façon générale si les sleptons sont suffisamment légers, notamment à bas $m_0$, les charginos et neutralinos peuvent également se désintégrer par l'intermédiaire de sleptons. Les figures 2.7 à 2.9 illustrent les rapports d'embranchement du chargino $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ et du neutralino $\tilde{\chi}_2^0$, pour les valeurs $m_0 = 100$ GeV/$c^2$ et $\tan\beta = 5$, utilisées comme valeurs de référence dans l'analyse décrite au chapitre 6. On peut voir que pour certaines valeurs de $m_{1/2}$, la mutiplicité de leptons de l'état final peut être accrue grâce aux leptons issus de la cascade. Le processus, $\tilde{\chi}_1^{\pm} \rightarrow \tilde{\tau}\nu$ est en effet autorisé pour $200 < m_{1/2} < 250$ GeV/$c^2$ et le processus $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}\tau$ pour $m_{1/2} > 200$ GeV/$c^2$ ($\mu > 0$). Dans le cas où $\mu < 0$ ces deux processus sont autorisés pour $m_{1/2} > 170$ GeV/$c^2$ . Les figures 2.10 et 2.11 illustrent les rapports d'embranchement pour une valeur plus élevée de $m_0 = 250$ GeV/$c^2$. Les désintégrations de $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ et $\tilde{\chi}_2^0$ en sleptons ne sont plus favorisées. Les dernières figures 2.12 représentent les rapports d'embranchement pour les paramètres $m_0 = 100$ GeV/$c^2$, $\tan\beta = 20$, $sign(\mu) > 0$, également considérés dans l'analyse. Les légendes des couleurs sont décrites sur la figure 2.8.

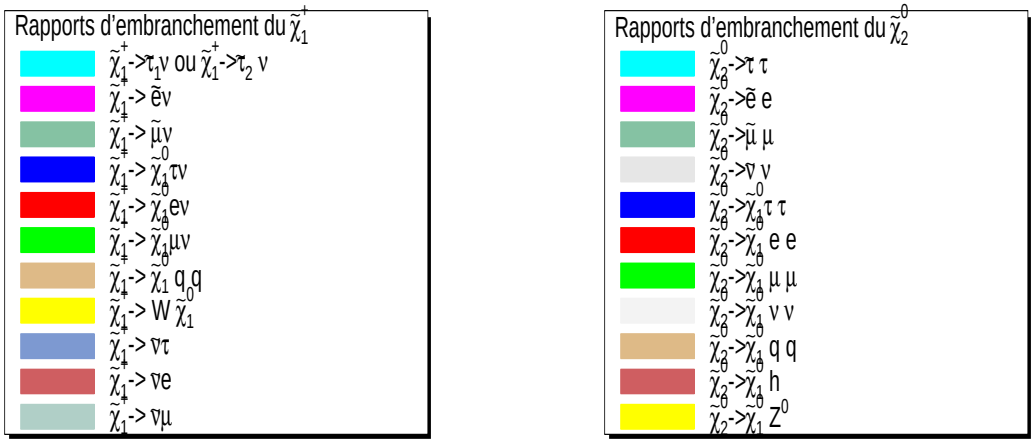


Figure 2.8: *Légendes correspondant aux modes de désintégration du* $\tilde{\chi}_1^\pm$ *et du* $\tilde{\chi}_2^0$.

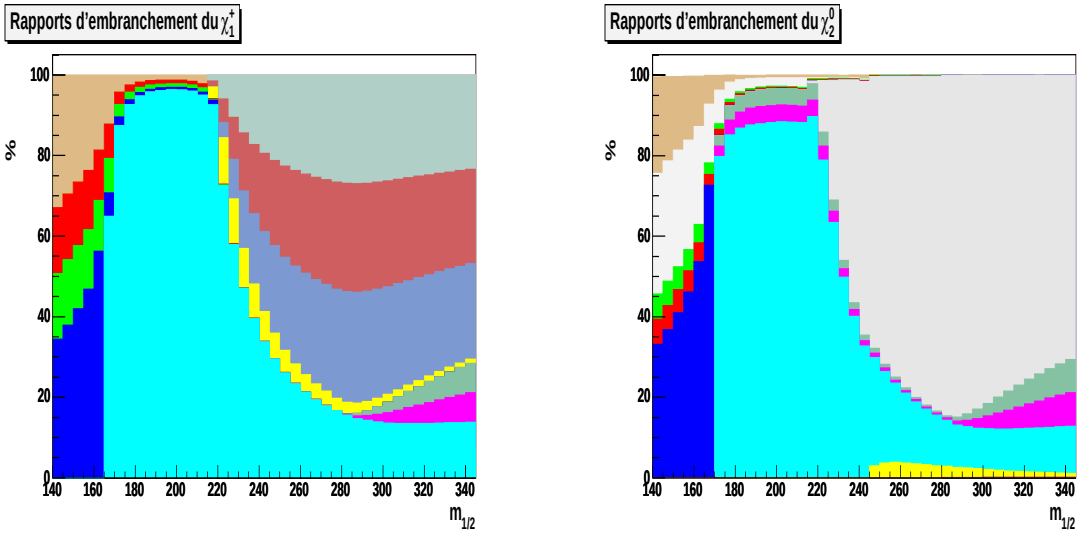


Figure 2.9: *Rapports d'embranchement du chargino 1,* $\tilde{\chi}_1^\pm$*, et du neutralino 2,* $\tilde{\chi}_2^0$*, pour* $m_0$*=100* $GeV/c^2$ *et* $\mu$ *<0 en fonction de* $m_{1/2}$ *(*$GeV/c^2$*). La légende des couleurs est donnée dans la figure 2.8.*

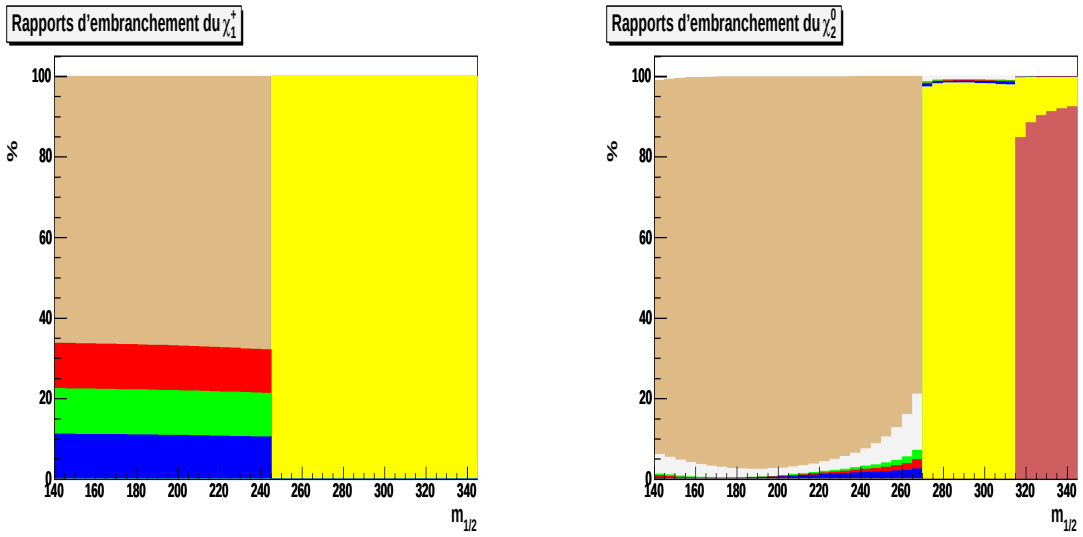


Figure 2.10: *Rapports d'embranchement du chargino 1, $\tilde{\chi}_1^{\pm}$, et du neutralino 2, $\tilde{\chi}_2^0$, pour $m_0$=250 $GeV/c^2$ et $\mu$ >0 en fonction de $m_{1/2}$ ($GeV/c^2$). La légende des couleurs est donnée dans la figure 2.8.*

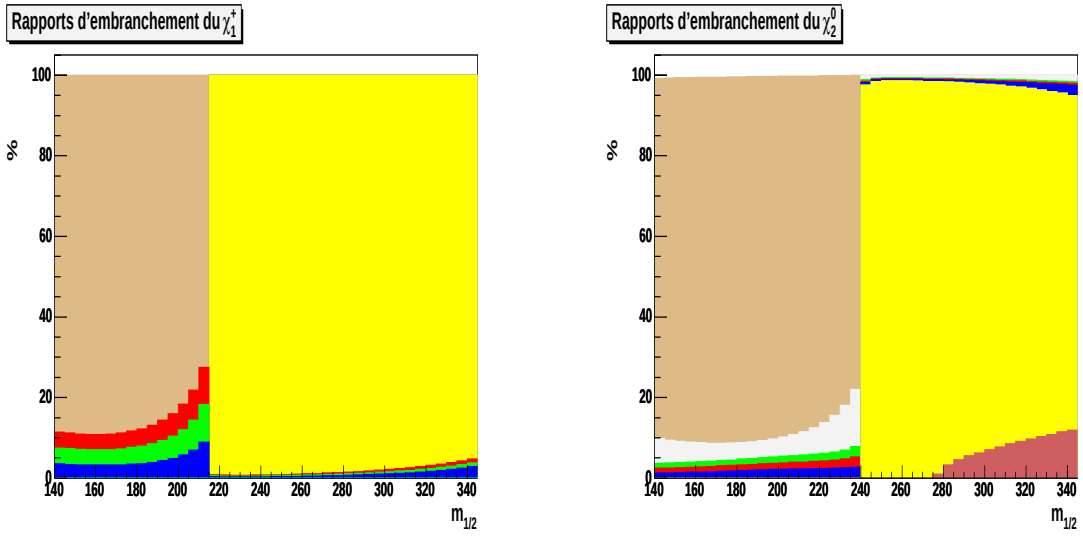


Figure 2.11: *Rapports d'embranchement du chargino 1, $\tilde{\chi}_1^{\pm}$, et du neutralino 2, $\tilde{\chi}_2^0$, pour $m_0$=250 $GeV/c^2$ et $\mu$ <0 en fonction de $m_{1/2}$ ($GeV/c^2$). La légende des couleurs est donnée dans la figure 2.8.*

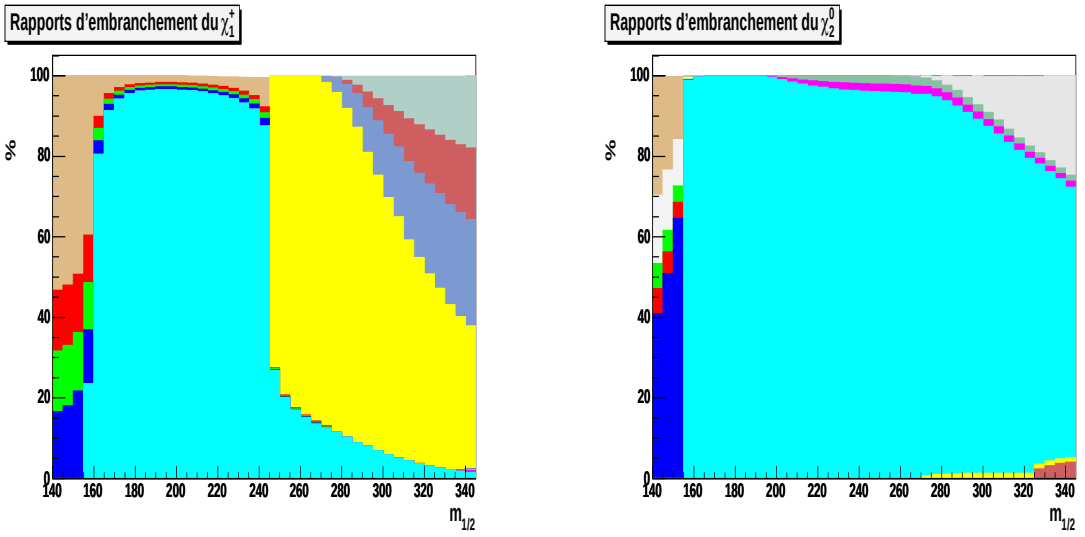


Figure 2.12: *Rapports d'embranchement du chargino 1, $\tilde{\chi}_1^{\pm}$, et du neutralino 2, $\tilde{\chi}_2^0$, pour $m_0$=100 GeV/$c^2$ et $\mu > 0$ et $\tan\beta = 20$ en fonction de $m_{1/2}$ (GeV/$c^2$). La légende des couleurs est donnée dans la figure 2.8.*

## 2.2 Scénario avec R-parité violée

Dans le contexte de la R-parité violée, le terme $W_{\not R_p}$ est supposé non nul, par la présence d'un couplage $\lambda$, $\lambda'$ ou $\lambda''$ non nul. Généralement un seul des couplages est supposé dominant par rapport aux autres parmi toutes les possibilités $ijk$. Ceci permet de simplifier les études et est imposé par analogie avec les couplages de Yukawa du modèle standard où celui du quark top domine les autres. Cette hypothèse peut également être justifiée par les contraintes existantes sur le temps de vie du proton comme nous le verrons dans la partie 2.3.1.

La phénoménologie de la supersymétrie avec R-parité violée se distingue de celle où la R-parité est conservée par essentiellement deux aspects :

- La production d'une seule particule supersymétrique est possible, comme schématisé sur les figures 2.13 et 2.14. Auprès des collisionneurs hadroniques, un slepton peut être produit de façon dite résonante par l'intermédiaire des opérateurs $L_i Q_j \bar{D}_k$. La production d'un squark est également possible via les opérateurs $\bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k$.

- La particule supersymétrique la plus légère (LSP) n'est plus stable et peut se désintégrer dans le détecteur si son temps de vie est suffisamment faible. Ainsi le neutralino, qui est généralement considéré comme la LSP, peut se désintégrer de la façon suivante :

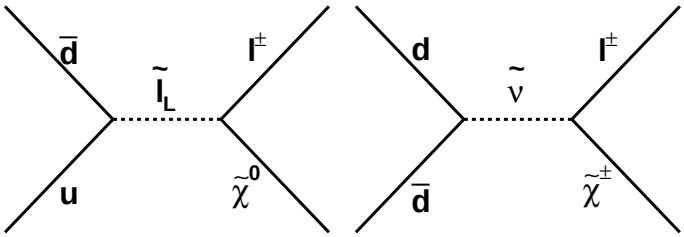


Figure 2.13: *Production résonante de slepton et de sneutrino.*

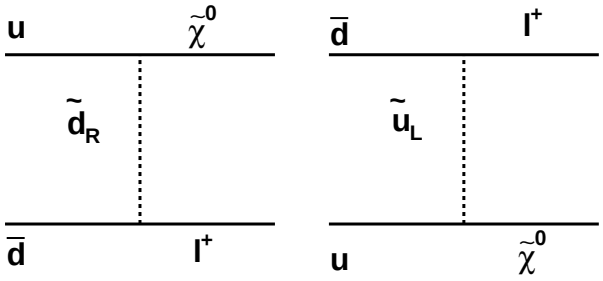


Figure 2.14: *Production résonante de squark.*

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \begin{cases} l_i^{\pm} l_k^{\mp} \nu_j & (L_i L_j E_k^c) \\ l_i^{\pm} + 2\text{jets} & (L_i Q_j D_k^c) \\ \nu + 2\text{jets} & (L_i Q_j D_k^c) \\ 3\text{jets} & (U_i^c D_j^c D_k^c) \end{cases}$$

La LSP n'étant plus stable, elle n'est plus un candidat à la matière sombre, les arguments cosmologiques impliquant en effet qu'elle soit stable et neutre. Les désintégrations possibles via les trois couplages $\lambda$, $\lambda'$ et $\lambda''$ sont représentées sur la figure 2.15.

Le fait que la LSP se désintègre joue un rôle important dans les deux modes de production des particules supersymétriques : production célibataire résonante et production de sparticules par paires. Dans les deux cas de figure, les particules supersymétriques produites peuvent se désintégrer par un couplage violant la R-parité ou en d'autres particules supersymétriques jusqu'à ce que la LSP soit atteinte. Dans le contexte de la production résonante, la particule produite peut se désintégrer par le même couplage violant la R-parité, que celui ayant rendu possible la production célibataire de la particule supersymétrique. Soulignons que pour des couplages $\lambda$, $\lambda'$ et $\lambda'' \leq 10^{-3}$, la production résonante de sparticules n'est plus envisageable du fait de la petitesse des sections efficaces, proportionnelles à $\lambda^2$.

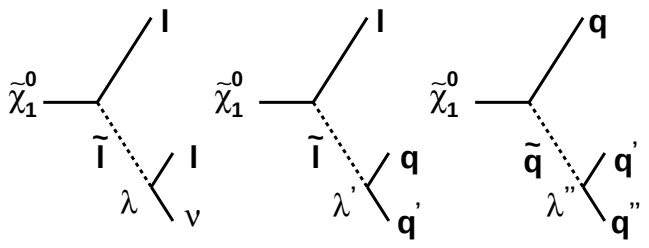


Figure 2.15: *Exemples de désintégrations de la LSP pour chacun des couplages $\lambda$, $\lambda'$ et $\lambda''$.*

Les modes de désintégration du neutralino par couplage de jauge étant inexistants, le neutralino ne peut se désintégrer que par le couplage violant la R-parité. Cette désintégration est caractérisée par le temps de vol de la LSP. Si ce temps de vol est suffisamment court, la LSP se désintègre à l'intérieur du détecteur et peut être caractérisée par ses produits de désintégrations. La LSP n'échappera donc pas à la détection et ne sera pas caractérisée par une signature d'énergie transverse manquante comme dans l'hypothèse où la R-parité est conservée. Si son temps de vol est conséquent elle pourra être caractérisée par la présence d'une désintégration avec un vertex déplacé ou par des faibles dépôts d'énergie dans le détecteur.

Le temps de vol de la LSP est fonction du facteur $\gamma$ du boost de Lorentz, du temps de vie propre $\tau$ de la LSP, du couplage $\lambda$ considéré et des masses $m_{\tilde{f}}$ du sfermion impliqué dans le diagramme et $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ de la LSP. Soit :

$$c\gamma\tau_{\tilde{\chi}_1^0} \approx \frac{1}{\lambda^2}\left(\frac{m_{\tilde{f}}}{100GeV}\right)^4\left(\frac{1GeV}{m_{\tilde{\chi}_1^0}}\right)^5$$

Une désintégration à proximité du vertex primaire d'interaction implique $\lambda \geq 10^{-4}, 10^{-5}$ [19]. La figure 2.16, extraite de [22], illustre le comportement de la LSP en fonction de sa masse aux énergies atteintes au LEP. L'énergie des particules produites au Tevatron étant du même ordre de grandeur, ce comportement reste valable de façon qualitative au Tevatron.

## 2.3 Contraintes expérimentales sur les couplages violant la R-parité

Les interactions violant la R-parité peuvent apporter des contributions supplémentaires, par l'intermédiaire de particules SUSY virtuelles, à de nombreux processus connus du modèle standard. Le bon accord existant à l'heure actuelle entre prédictions et mesures expérimentales permet donc de contraindre l'existence de tels couplages. Les processus interdits dans le modèle standard et non observés à ce jour permettent également d'inférer des limites. Les limites supérieures sur les amplitudes de ces processus se traduisent alors en limites supérieures sur les valeurs des couplages $\lambda$, $\lambda'$, $\lambda''$.

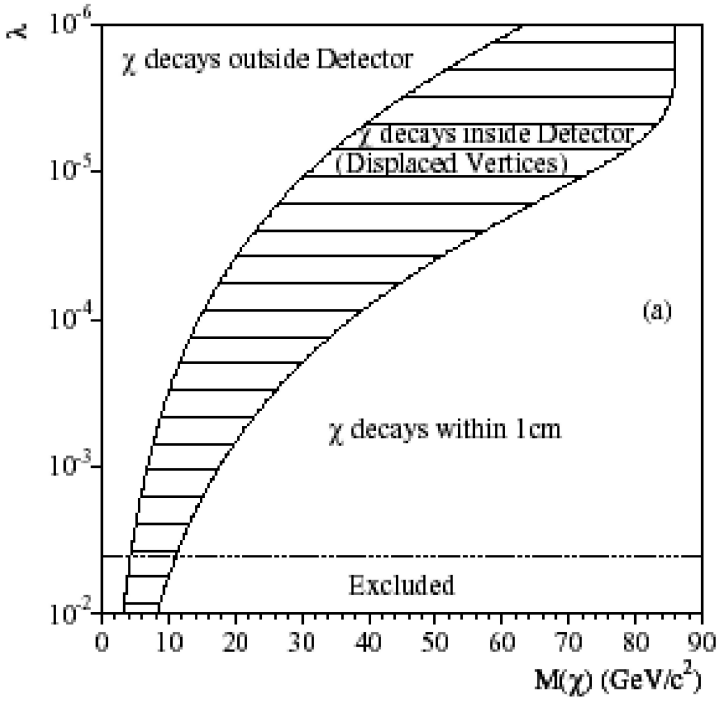


Figure 2.16: *Distance de vol de la LSP en fonction de la valeur du couplage $\lambda$ violant la R-parité [22].*

### 2.3.1 Désintégration du proton

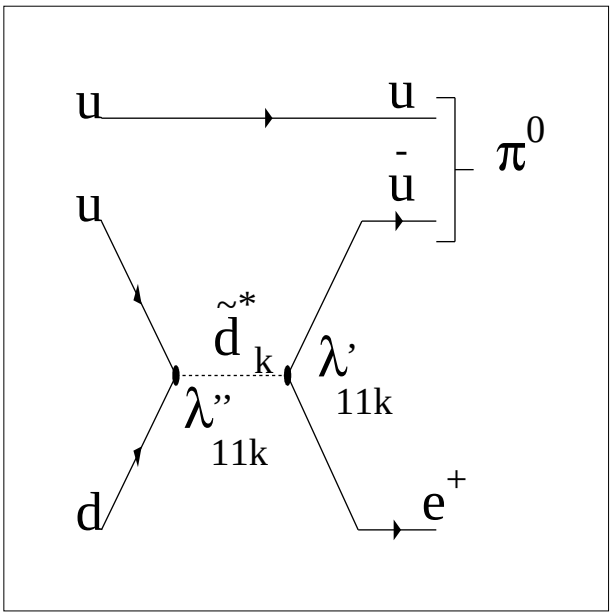


Figure 2.17: *Désintégration du proton dans le contexte de la R-parité violée.*

Le premier processus qui permet de contraindre la valeur des couplages est celui qui est à l'origine du concept de conservation de la R-parité. Ainsi comme nous l'avons déjà évoqué, une violation simultanée des nombres leptonique et baryonique peut conduire à une désintégration rapide du proton et être incompatible avec la limite actuelle de $10^{29}$ années sur son temps de vie. Comme illustré sur la figure 2.17, ce sont les couplages $\lambda'_{11k}$ et $\lambda''_{11k}$ qui sont responsables de sa désintégration rapide. La limite suivante peut donc être imposée [23]:

$$\lambda'_{11k} \cdot \lambda''_{11k} < 2 \cdot 10^{-27} \left( \frac{\tilde{m}_{dk}}{100GeV} \right)$$

La sévérité de cette limite conduit à n'autoriser qu'un seul couplage non nul dans les scénarios violant la R-parité.

### 2.3.2 Universalité des courants chargés dans le modèle standard

Un des postulats du modèle standard, bien vérifié expérimentalement, est l'universalité des courants chargés, c'est-à-dire des couplages des quarks et des leptons au boson $W^{\pm}$. Dans le cas des couplages des quarks au boson $W^{\pm}$, les coefficients de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa doivent être pris en compte. Ainsi tous les processus qui font intervenir des désintégrations par l'intermédiaire d'un boson $W^{\pm}$, pour lesquels l'universalité est vérifiée avec une grande précision , peuvent être utilisés. Ainsi les désintégrations du pion, $\pi^+ \to e\nu$ et $\pi^+ \to \mu\nu$ permettent d'obtenir des contraintes sur $\lambda'_{ijk}$ et les désintégrations du tau, $\tau^- \to e^-\nu\nu$ et $\tau^- \to \mu\nu\nu$ sur $\lambda_{ijk}$. Les figures 2.18 et 2.19 illustrent les contributions qu'apportent la R-parité violée pour ces deux types

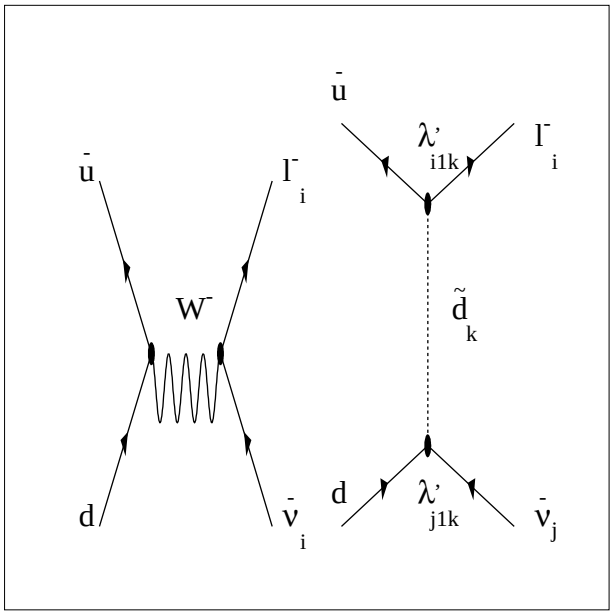


Figure 2.18: *Désintégration du pion chargé dans le contexte du modèle standard et de la R-parité violée.*

de processus. Le tau se désintégrant également de façon semi-leptonique, l'étude des désintégrations $\tau^- \to \pi^- \nu$ permettent de contraindre $\lambda'_{ijk}$.

Les couplages $\lambda''_{ijk}$ peuvent, quant à eux, être contraints par l'étude des courants chargés grâce à la mesure de la section efficace $t\bar{t}$. Elle pourrait être révélatrice de processus impliquants des particules supersymétriques, comme indiqué sur la figure 2.20. Les modes de désintégrations du quark top permettent également de contraintre $\lambda'_{ijk}$.

### 2.3.3 Courants neutres dans le modèle standard

Les couplages au boson $Z^0$ permettent également de contraindre les couplages violant la R-parité. Certaines contributions pourraient en effet modifier les largeurs partielles du $Z^0$. La mesure de la largeur du $Z^0$ permet plus généralement de contraindre les processus supersymétriques dont la section efficace de production au pôle du Z, $\sigma_{SUSY}$ vérifie (voir par exemple [24]):

$$\sigma_{SUSY} \cdot \Gamma_Z > \Gamma_{lim} \cdot \sigma_Z$$

où $\Gamma_Z$ et $\Gamma_{lim}$ sont la largeur totale du Z et la limite supérieure des contributions non issues du modèle standard à sa largeur; $\sigma_Z$ la section efficace de production du Z.

### 2.3.4 Masses des neutrinos

Les limites sur les masses des neutrinos permettent de contraindre les couplages $\lambda_{ijk}$, $\lambda''_{ijk}$ et notamment $\lambda_{133}$. Dans le contexte de la R-parité violée, les neutrinos pourraient acquérir une masse *via* des diagrammes dits d'auto-énergie, représentés sur la figure 2.21.

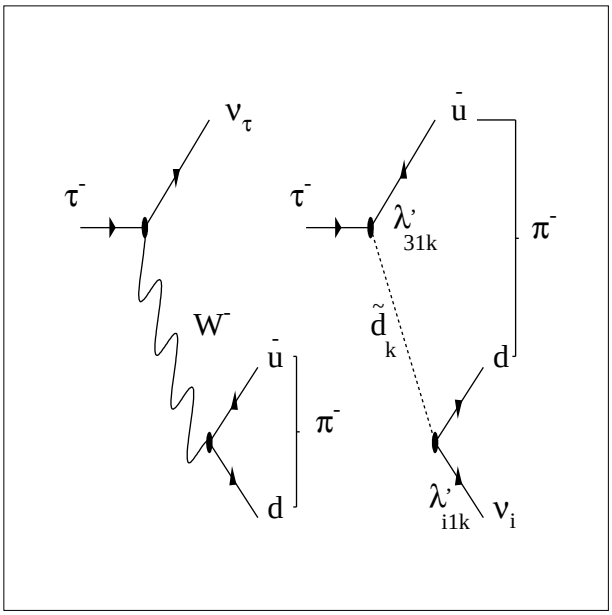


Figure 2.19: *Désintégration du tau dans le contexte du modèle standard et de la R-parité violée.*

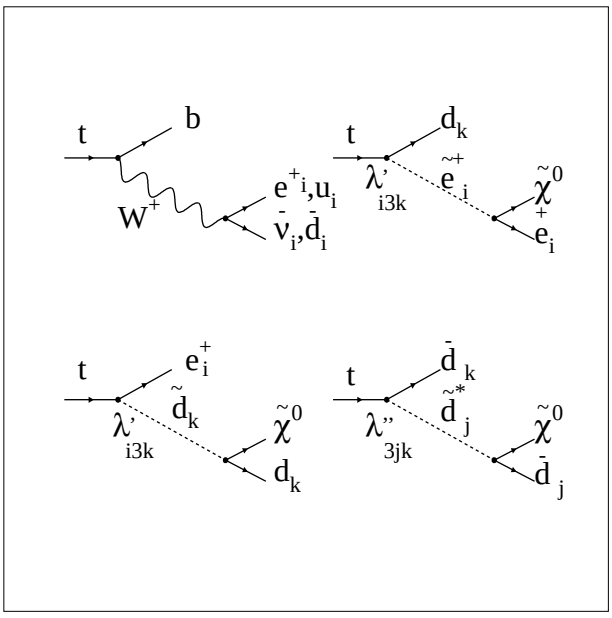


Figure 2.20: *Désintégration du quark top dans le contexte du modèle standard et de la R-parité violée.*

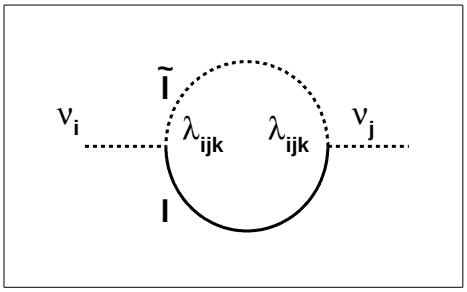


Figure 2.21: *Diagramme d'auto-énergie du neutrino.*

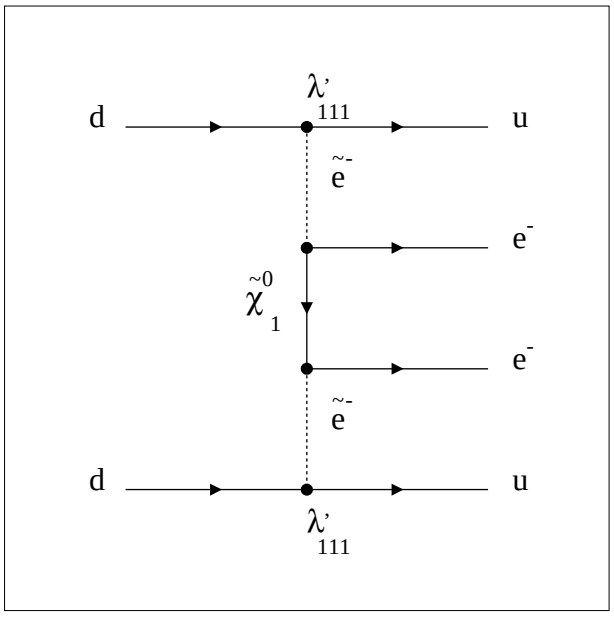


Figure 2.22: *Double désintégration $\beta$ sans émission de neutrino dans le contexte de la R-parité violée.*

La contrainte sur la masse du $\nu_e$ ($\nu_e < 5$ eV) implique la limite la plus sévère sur la valeur de $\lambda_{133}$ [25].

### 2.3.5 Processus interdits dans le modèle standard

Un des processus interdits que nous avons déjà évoqué est la désintégration rapide du proton. Citons également la double désintégration $\beta$ sans émission de neutrino qui est activement recherchée par les expériences NEMO et CURICINO. L'observation d'un tel phénomène pourrait être expliqué par les désintégrations simultanées de deux protons et par l'échange d'un neutrino de type Majorana entre les deux bosons $W^{\pm}$. Elle pourrait également s'expliquer par la présence d'un couplage $\lambda'_{111}$ comme décrit sur la figure 2.22.

### 2.3.6 Récapitulatif des limites existants sur les couplages violant la R-parité

Les tableaux 2.1 et 2.3.6 résument les limites actuelles des couplages violant la R-parité en unité $\frac{m_{\tilde{f}}}{100}$ GeV. Les limites sont en effet fonction de la masse de la particule supersymétrique impliquée dans la désintégration. Elles sont généralement exprimées pour une valeur de 100 GeV/c$^2$. La limite pour une masse quelconque de particule supersymétrique impliquée dans un processus violant la R-parité se déduit à partir de la relation suivante, si l'évolution du couplage est supposée linéaire :

$$\lambda < \lambda_{lim}\frac{\tilde{m}}{100}$$

où $\lambda_{lim}$ désigne la valeur de la limite.

| $ijk$ | limite $\lambda_{ijk}$ | $ijk$ | limite $\lambda''_{ijk}$ |
|---|---|---|---|
| 121 | 0.05 [26] | 112 | $10^{-6}$[25] |
| 122 | 0.05 [26] | 113 | $10^{-4}$[25] |
| 123 | 0.05 [26] | 123 | 1.25[25] |
| 131 | 0.07 [26] | 212 | 1.25[25] |
| 132 | 0.07 [26] | 213 | 1.25[25] |
| 133 | 0.003[25] | 223 | 1.25[25] |
| 231 | 0.07 [26] | 312 | 0.50[25] |
| 232 | 0.07 [26] | 313 | 0.50[25] |
| 233 | 0.07 [26] | 323 | 0.50[25] |

Table 2.1: *Limites sur les couplages $\lambda$ et $\lambda''$. Les valeurs sont extraites de [26] et [25].*

| $ijk$ | limite $\lambda'_{ijk}$ | $ijk$ | limite $\lambda'_{ijk}$ | $ijk$ | limite $\lambda'_{ijk}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 111 | 5.2 $10^{-4}$ | 211 | 0.06 | 311 | 0.12 |
| 112 | 0.02 | 212 | 0.06 | 312 | 0.12 |
| 113 | 0.02 | 213 | 0.06 | 313 | 0.12 |
| 121 | 0.04 | 212 | 0.18 | 321 | 0.52 |
| 122 | 0.04 | 222 | 0.18 | 322 | 0.52 |
| 123 | 0.04 | 223 | 0.18 | 323 | 0.52 |
| 131 | 0.04 | 231 | 0.18 | 331 | 0.58 |
| 132 | 0.28 | 232 | 0.45 | 332 | 0.58 |
| 133 | 1.4 $10^{-3}$ | 233 | 0.15 | 333 | 0.58 |

Table 2.2: *Limites sur les couplages $\lambda'$. Les valeurs sont extraites de [26].*

## 2.4 Etat des lieux des analyses avec couplage $\lambda_{133}$ aux collisionneurs

Les expériences au LEP ont cherché à contraindre l'espace des paramètres du MSSM dans le contexte où la R-parité est violée. Les recherches de désintégrations de neutralinos par couplage $\lambda_{133}$ ont notamment servi à extraire des limites conservatives sur les masses des charginos et du neutralino pour l'ensemble des couplages $LL\bar{E}$. Leurs efficacités de sélection sont en effet plus faibles par rapport aux couplages ne faisant pas intervenir des leptons taus dans l'état final. Les meilleures limites ont, quant à elles, été obtenues pour l'étude du couplage $\lambda_{122}$ (comme décrit par exemple dans [27],[28]) qui ne fait intervenir que des muons et électrons dans l'état final. La figure 2.4 est un exemple de zone d'exclusion obtenue par l'expérience L3 grâce à l'étude de production de charginos et de désintégrations de neutralinos par couplage $\lambda_{133}$. Des figures similaires peuvent être consultées pour les expériences ALEPH et DELPHI dans les références [27], [28] (et sur la figure 2.24 par exemple). Ces zones d'exclusion sont exprimées en fonction des paramètres $M_2$, masse commune des jauginos de type wino et $\mu$, le terme de mélange de masse des doublets de Higgs. Au Tevatron ces paramètres sont remplacés par $m_{1/2}$ et signe($\mu$). Si toutefois les efficacités de sélection sont plus faibles dans le cas d'un couplage $\lambda_{133}$ dominant, les limites obtenues par les expériences au LEP ont cependant permis d'exclure l'existence des charginos jusqu'à leurs limites cinématiques de production ($m(\tilde{\chi}_1^{\pm}) = 103$ GeV/c$^2$). La figure 2.25 montre les limites obtenues sur la masse du neutralino en fonction de $\tan\beta$.

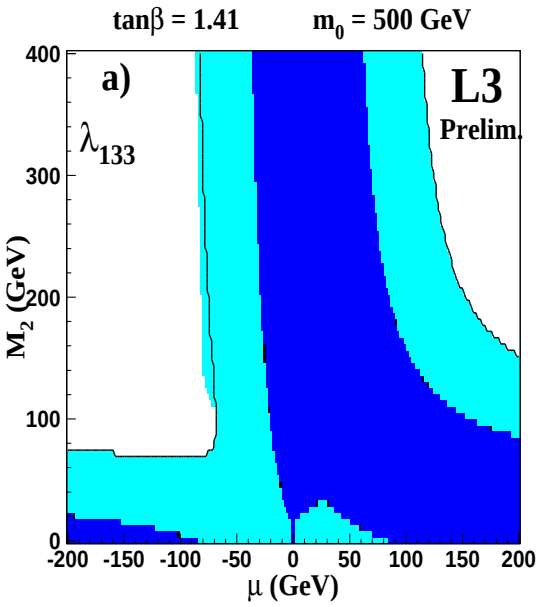


Figure 2.23: *Zone d'exclusion à 95% de niveau de confiance, obtenue par l'expérience L3 au LEP pour le couplage $\lambda_{133}$ pour $m_0 = 500\ GeV/c^2$ et $\tan\beta = \sqrt{2}$ dans le plan $\mu$-$M_2$ [29]. La zone sombre est exclue par les contraintes imposées sur la mesure de la largeur du boson Z (voir partie 2.3.3), la zone claire par les analyses de L3. Les traits noirs indiquent la limite cinématique de production des charginos. Les zones claires situées au-delà des limites cinématiques de production sont exclues grâce aux analyses recherchant des productions de neutralinos.*

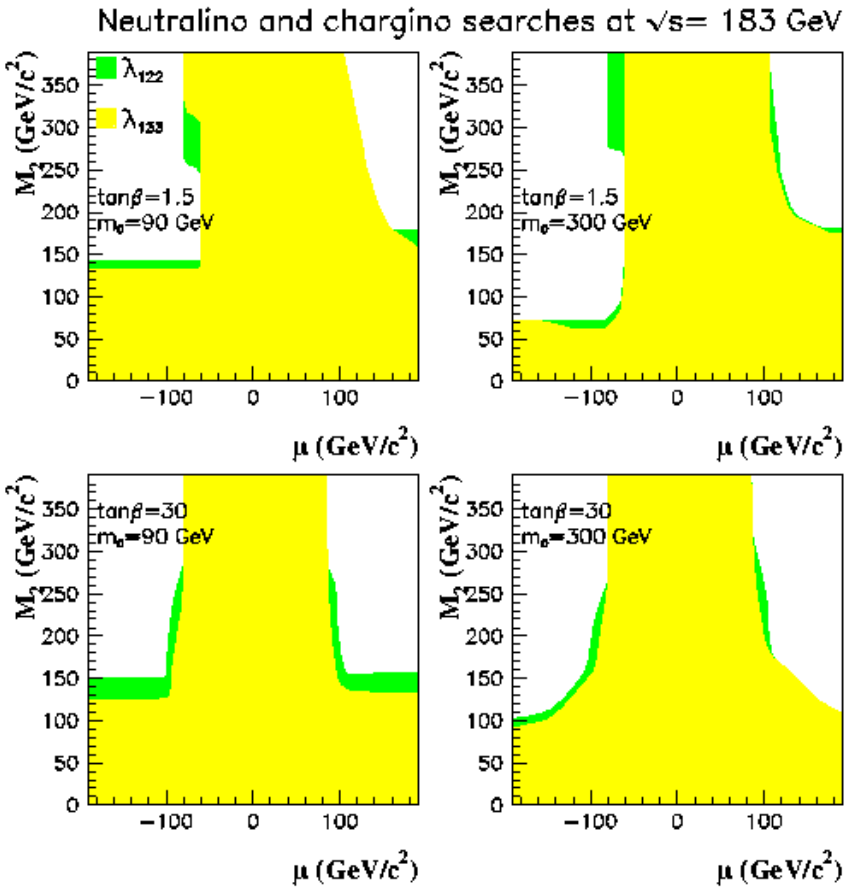


Figure 2.24: *Zones d'exclusion à 95% de niveau de confiance, obtenues par l'expérience DELPHI au LEP pour les couplage $\lambda_{133}$ et $\lambda_{122}$ pour $m_0 = 90\ GeV/c^2$ ($m_0 = 300\ GeV/c^2$) et $\tan\beta = 1.5$ ($\tan\beta = 30$) dans le plan $\mu$-$M_2$ [28]. La zone d'exclusion obtenue en considérant $\lambda_{122}$ comme couplage dominant englobe celle obtenue en considérant $\lambda_{133}$.*

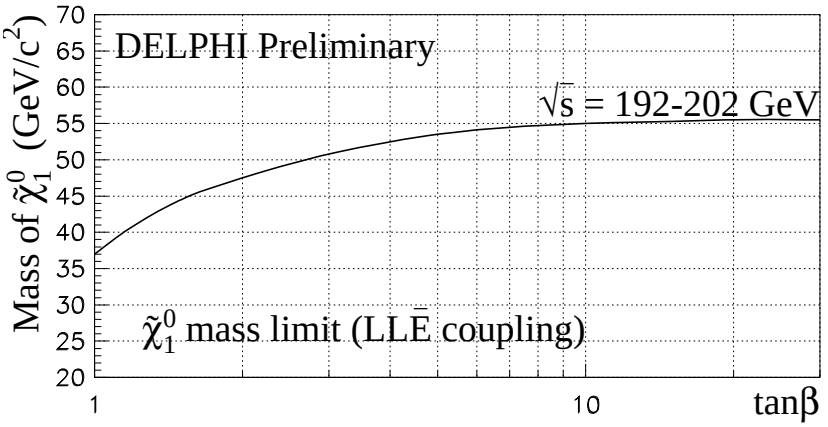


Figure 2.25: *Limites obtenues par l'expérience DELPHI sur la masse du neutralino en fonction de* $\tan\beta$.

# 3
# Le dispositif expérimental

DØ et CDF sont les deux expériences qui étudient les produits des collisions à grand moment transverse auprès de l'accélérateur Tevatron, situé au Fermilab National Accelerator Laboratory (FNAL), à proximité de Chicago. Le Tevatron est un synchrotron de 6.28 km de circonférence dans lequel des protons et antiprotons se percutent avec une énergie $\sqrt{s} = 1.96$ TeV dans le centre de masse.

Le Tevatron a connu une première phase de fonctionnement, appelée Run I (1992-1996), pendant laquelle 120 pb$^{-1}$ de luminosité intégrée ont été délivrés à chacune des deux expériences à une énergie $\sqrt{s}$ =1.8 TeV. Cette première période de fonctionnement a permis la découverte du quark top et la mesure de sa masse, ainsi qu'une mesure de précision de la masse du W. Ces données ont également été utilisées pour étudier les mécanismes de production des jets, les couplages de jauge et rechercher de nouvelles particules, supersymétriques notamment. Le complexe d'accélération a ensuite connu une phase d'arrêt afin d'améliorer les performances de l'accélérateur et des détecteurs. Ces améliorations ont permis d'augmenter l'énergie dans le centre de masse de 10% et la luminosité instantanée d'un facteur 5.

Une deuxième phase de fonctionnement, appelée Run II, a débuté en avril 2001, pour laquelle les détecteurs DØ et CDF ont été substantiellement transformés.

Nous décrirons dans une première partie le système de création et d'accélération des protons et antiprotons. La deuxième partie expose le fonctionnement du détecteur DØ.

## 3.1 Le complexe d'accélération du Tevatron

Plusieurs accélérateurs, schématisés sur la figure 3.1, sont nécessaires afin de produire et d'accélérer des protons et des antiprotons jusqu'à une énergie de 0.98 TeV. Mis en place il y a environ 20 ans, le Tevatron reste encore l'accélérateur avec les faisceaux les plus énergétiques au monde.

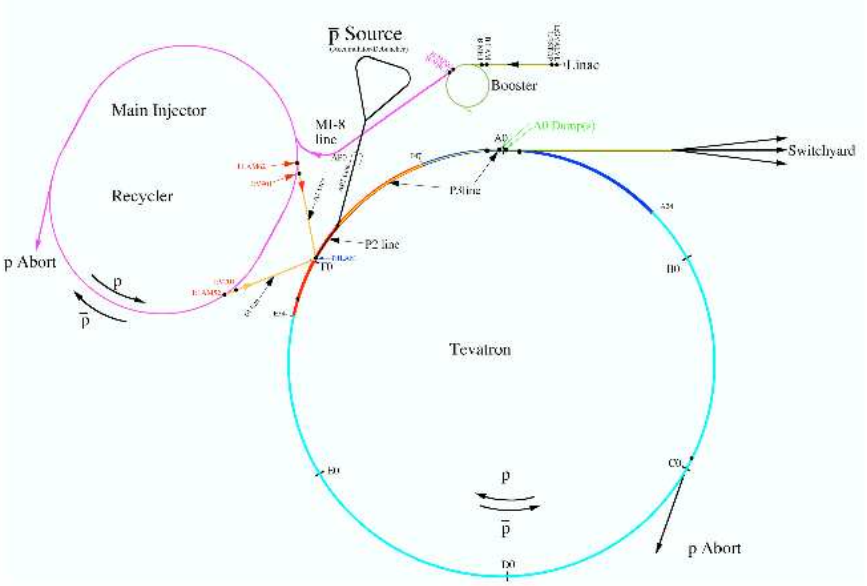


Figure 3.1: *Le complexe d'accélération du Tevatron.*

### 3.1.1 Le faisceau de protons

Un premier accélérateur, de type Crockroft-Walton, est utilisé pour accélérer les ions $H^-$, obtenus en ionisant du gaz d'hydrogène avec des électrons. Ce petit accélérateur utilise un champ électrique statique qui permet d'accélérer les ions jusqu'à une énergie de 750 keV. Les ions sont ensuite transférés dans le Linac long de 150 m. L'énergie du faisceau y est portée jusqu'à 400 MeV, grâce à des cavités radio-fréquence, avant d'être projeté sur une feuille de carbone. Cette étape permet de créer un faisceau de protons, en dépouillant les atomes d'hydrogène de leur électron.

Les deux anneaux suivants, le Booster et le Main Injector, deux synchrotrons de diamètres respectifs de 500 et 5000 m, sont utilisés pour augmenter l'énergie des faisceaux jusqu'à respectivement 8 et environ 120 ou 150 GeV. Le Main Injector, construit pour le Run II, est situé dans un tunnel proche de celui du Tevatron. Il remplace l'ancien Main Ring du Run I, qui était placé dans le même tunnel que le Tevatron et traversait le calorimètre hadronique de DØ. Le Main Injector est utilisé pour effectuer principalement quatre tâches :

- Regrouper les protons en paquets de $2 \cdot 710^{11}$ à une énergie de 150 GeV avant de les envoyer dans l'anneau du Tevatron.
- Regrouper les protons en paquets de $2 \cdot 10^{12}$ à une énergie de 120 GeV afin de pouvoir les projeter sur une cible de nickel et créer des antiprotons. Cette étape est effectuée toutes les 1.5 s afin de permettre une production continue des antiprotons.
- Réaccélérer les antiprotons issus du cycle de création et de refroidissement (cf paragraphe 3.1.2) et les propulser dans le Tevatron.

- Décélérer les antiprotons issus du Tevatron jusqu'à une énergie de 8 GeV et les transférer au recycleur (cf paragraphe 3.1.2).

### 3.1.2 Le faisceau d'antiprotons

Les collisions des protons sur la cible en nickel, large de 10 cm et épaisse de 2 cm ($\bar{p}$ *source* sur la figure 3.1) permettent de créer des antiprotons avec une énergie moyenne de 8 GeV. Environ $10^5$ protons sont nécessaires à la création d'un ou de deux antiprotons. Les antiprotons obtenus sont fortement dispersés à la fois en énergie et en direction. Une lentille magnétique au lithium permet de les focaliser en direction tandis qu'un champ dipolaire sélectionne les particules chargées négativement d'environ 8 GeV afin de séparer les antiprotons des autres produits de la collision (figure 3.2). La dispersion en énergie des antiprotons est ensuite réduite dans le "debuncher", qui est l'un des trois anneaux de stockage des antiprotons. Cette étape consiste à faire circuler les antiprotons dans un accélérateur triangulaire aux sommets arrondis (figure 3.3). Les particules les plus énergétiques parcourent une orbite extérieure à l'orbite idéale et arrivent avec un retard aux cavités radio-fréquence où elles sont décélérées. Les antiprotons possédant une énergie de 8 GeV arrivent en phase aux cavités radio-fréquence et ne subissent pas de décélération. Plusieurs passages devant les cavités permettent de réduire la dispersion en énergie, au détriment de la dispersion en temps et de la dispersion en position, qui s'accroîssent. Le faisceau perd le caractère pulsé que lui avait conféré les collisions des protons sur la cible de nickel. Un refroidissement stochastique est également employé dans le "debuncher", notamment pour réduire la taille transverse du faisceau. Cette méthode consiste à corriger la position des faisceaux grâce à des aimants correcteurs qui appliquent un signal qui est fonction de la dispersion mesurée grâce à des électrodes. C'est une méthode dite rétroactive car la correction est modifiée après chaque nouvelle mesure de la dispersion.

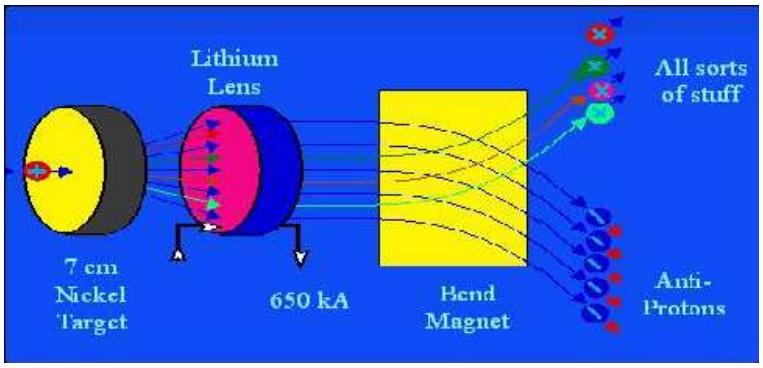


Figure 3.2: *Création et filtrage des antiprotons par collisions de protons sur une cible de nickel.*

Au bout de 1.5 s, les antiprotons ainsi préparés sont injectés dans l'accumulateur dont le rôle est de parfaire le refroidissement et de les accumuler, c'est-à-dire d'augmenter la densité du faisceau. Lorsque la densité atteind $1.3{\cdot}10^{12}$ antiprotons par paquet (après environ 8 heures), ils sont envoyés à nouveau dans l'injecteur principal où ils sont accélérés jusqu'à 150 GeV, avant d'être propulsés dans la direction opposée à celle des protons

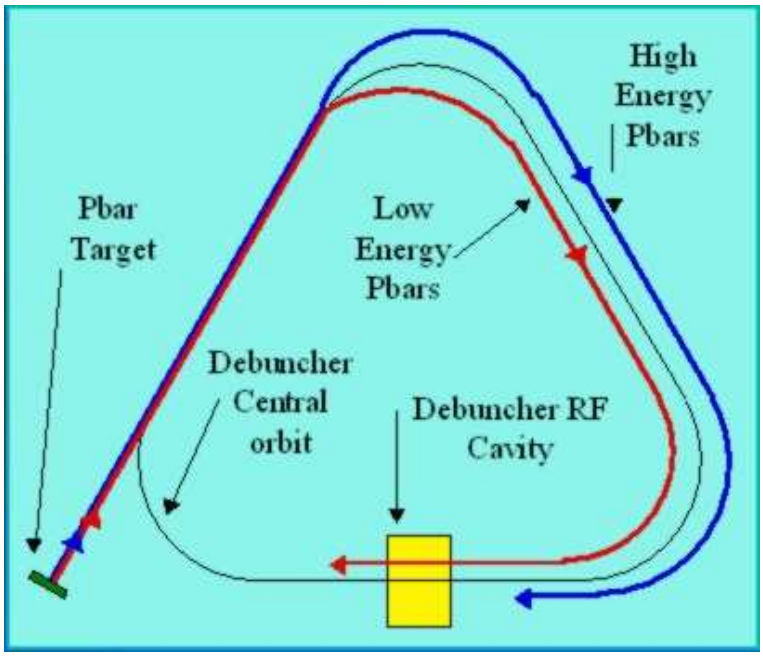


Figure 3.3: *Principe de fonctionnement du debuncher.*

dans l'anneau du Tevatron.

L'étape de production et de stockage des antiprotons est l'une des plus délicates du cycle d'accélération des faisceaux et c'est elle qui limite actuellement l'augmentation de la luminosité. La mise en place d'un anneau de stockage supplémentaire, le recycleur, devrait permettre d'augmenter la luminosité d'un facteur 2. Cet anneau, composé d'aimants permanents, est conçu pour stocker des antiprotons de 8 GeV pendant de longues périodes. Il peut accepter des antiprotons issus de l'accumulateur ou issus du Tevatron à la fin d'une période de collisions, d'où le nom de recycleur. Les antiprotons en provenance du Tevatron sont au préalable décélérés jusqu'à 8 GeV par l'injecteur principal. Le recycleur a été mis en service fin 2004.

### 3.1.3 Le Tevatron

L'anneau du Tevatron utilise 722 aimants supra-conducteurs, fonctionnant à la température de l'hélium liquide (4 K) et produisant des champs magnétiques de l'ordre de 4 T [30]. Ces aimants permettent de courber la trajectoire des particules. Cent-quatre-vingt quadrupôles contrôlent la taille transverse des faisceaux et 8 cavités radio-fréquence sont utilisées pour accélérer les faisceaux jusqu'à 0.98 TeV. Une fois les protons et antiprotons transférés au Tevatron, ceux-ci sont regroupés en trois superpaquets espacés de 2.6 $\mu s$ chacun et eux-mêmes composés de 12 paquets espacés de 396 ns. La durée de vie des faisceaux est limitée par les interactions avec le gaz résiduel dans le tube à vide du faisceau et est d'environ 12 à 16 heures. Pendant ce temps des antiprotons sont à nouveau stockés dans l'accumulateur afin de garantir un fonctionnement continu du Tevatron.

La luminosité instantanée maximale obtenue à ce jour au Run II-a est de $1.0{\cdot}10^{32}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. A terme l'utilisation du recycleur devrait permettre de l'augmenter jusqu'à $2.8{\cdot}\ 10^{32}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ et d'obtenir une luminosité intégrée par expérience de 8 $\mathrm{fb}^{-1}$ en 2009.

## 3.2 Le détecteur DØ

La conception du détecteur DØ a débuté en 1983 et c'est en 1992 que les premiers éléments ont été insérés au lieu de collision DØ de l'accélérateur. Le détecteur a été développé afin de pouvoir répondre à trois objectifs principaux [31] :

- assurer une bonne reconnaissance des électrons et muons jusqu'à des valeurs élevées en pseudo-rapidité, $\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2}))$.
- permettre une mesure précise de l'énergie transverse manquante afin de pouvoir détecter la présence de neutrinos ou d'autres particules interagissant faiblement.
- détecter avec une bonne précision les jets de partons grâce à un calorimètre finement segmenté et uniforme.

Le choix de ces critères repose sur le fait que de nouveaux objets ou phénomènes (quark top, supersymétrie) peuvent être caractérisés par des états finals avec une importante multiplicité de leptons et de jets. Le détecteur complet est schématisé sur la figure 3.4. Les particules produites lors des collisions $p\bar{p}$ vont, en fonction de leur nature et de leurs énergies, successivement traverser le trajectographe, le solénoïde, les détecteurs de pieds de gerbes, le calorimètre et les chambres à muons, décrits dans les prochains paragraphes. Une description plus détaillée du détecteur peut être consultée dans la référence [32].

### 3.2.1 Le système de coordonnées de DØ

Un référentiel de coordonnées cylindriques est utilisé pour décrire DØ : la direction des protons définit le sens positif de l'axe $z$ et l'axe $y$ est choisi selon la verticale ascendante. L'angle azimutal $\phi$ est utilisé dans le plan transverse à l'axe $z$ et l'angle polaire $\theta$ dans le plan longitudinal.

Les protons et les antiprotons n'étant pas des particules élémentaires, ce sont les partons, qui ne possèdent qu'une fraction de l'énergie des protons et antiprotons, qui interagissent lors de la collision. L'énergie de la collision n'étant donc pas contrainte, le principe de conservation de l'impulsion longitudinale ne peut pas être utilisé. Un bilan énergétique peut cependant être effectué dans le plan transverse, puisque les quarks qui ne participent pas à l'interaction, appelés spectateurs, sont émis à faible angle polaire et possèdent donc une impulsion transverse négligeable. Le plan transverse est caractérisé par la coordonnée $r$ qui définit la distance perpendiculaire à l'axe $z$. La pseudo-rapidité, $\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2}))$ , est une approximation de la rapidité $y = \frac{1}{2}\ln(\frac{(E+p_zc)}{(E-p_zc)})$ dans l'hypothèse ultra-relativiste $(mc^2)/E \to 0$. Les particules créées subissant une poussée de Lorentz, leur distribution n'est pas uniforme par intervalles d'angle polaire. L'utilisation de la

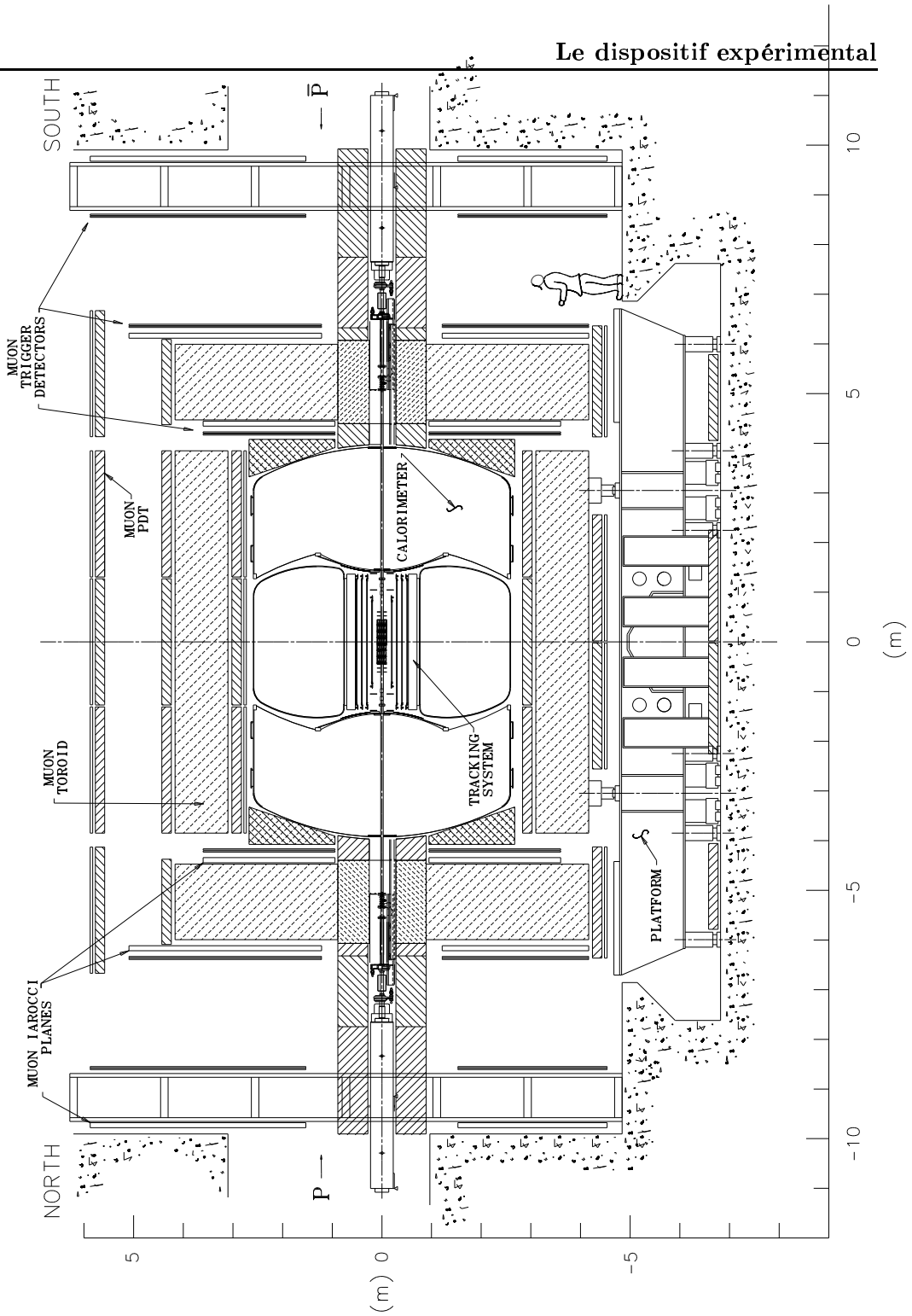


Figure 3.4: *Vue en coupe longitudinale du détecteur DØ.*

rapidité, quantité invariante par transformation de Lorentz, permet une représentation uniforme des particules dans le plan longitudinal, fidèle à celle obtenue dans le repère au repos de la particule. Le système de coordonnées naturel à l'expérience est donc : $(r,\phi,\eta)$.

### 3.2.2 Le trajectographe

Le nouveau trajectographe de DØ est composé de trois éléments en partant du point d'interaction (figure 3.5) : le détecteur à micropistes au silicium (SMT : Silicon Microstrip Tracker), le détecteur à fibres scintillantes (CFT : Central Fiber Tracker), et le solénoïde. Le SMT permet, grâce à d'excellentes résolutions sur les trajectoires des particules, de reconstruire les vertex secondaires ainsi que les paramètres d'impact des particules issues de la fragmentation de quarks beaux et charmés. Le CFT, grâce à sa rapidité de reconstruction, permet d'utiliser les traces dans le système de déclenchement de l'expérience. Enfin le solénoïde permet une reconstruction de l'impulsion des particules chargées avec une grande précision, ce qui permet d'améliorer l'identification des particules et la reconstruction de leur énergie. Chaque sous-système est décrit dans les paragraphes suivants.

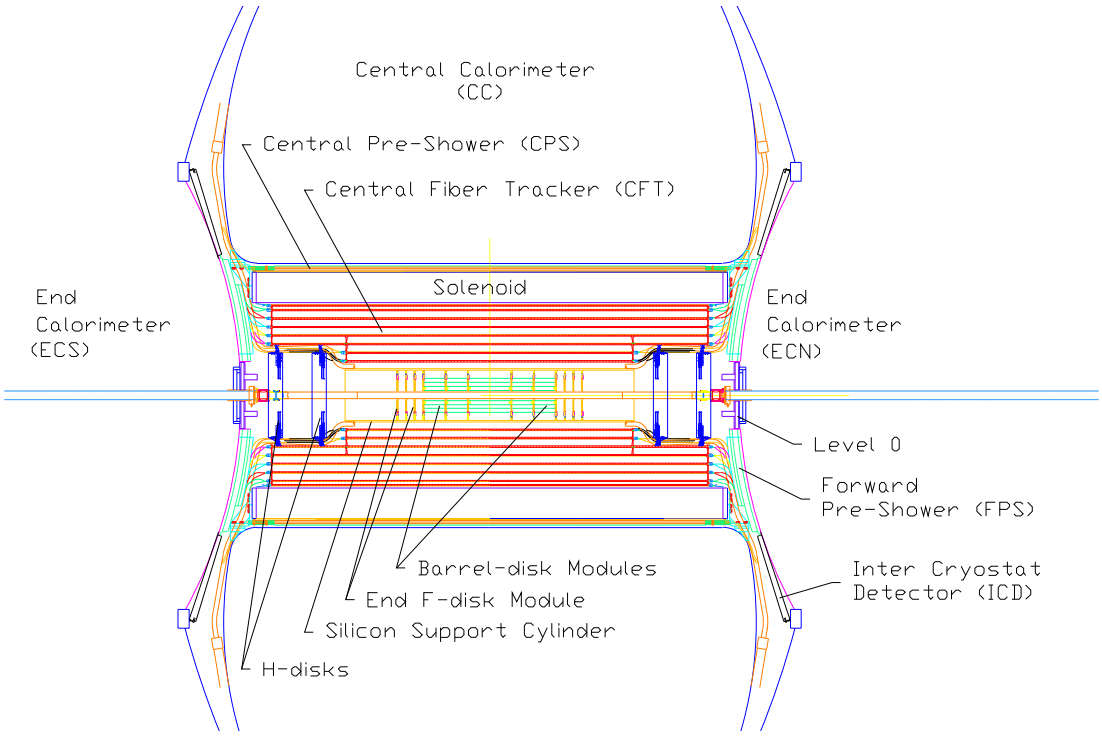


Figure 3.5: *Le trajectographe : le SMT, le détecteur de traces scintillantes et le solénoïde.*

### 3.2.3 Le détecteur au silicium

Le détecteur de traces et de vertex au silicium est le dispositif le plus proche du point d'interaction des faisceaux. Son importance est cruciale car il permet la reconstruction des traces de particules chargées et des vertex primaires et secondaires. Son

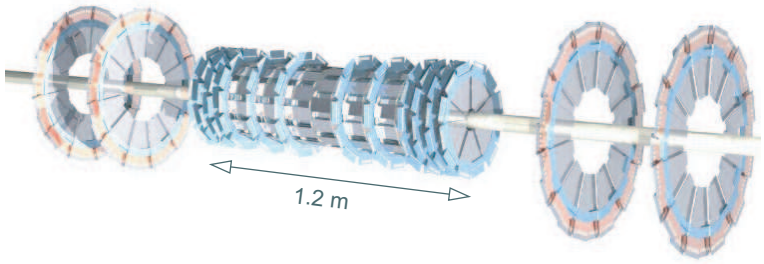


Figure 3.6: *Géométrie du SMT.*

fonctionnement est fondé sur le principe des semi-conducteurs dopés p-n. Lorsqu'une particule chargée traverse le silicium, elle crée en moyenne une paire électron-trou pour 3.6 eV d'énergie déposée. Les paires électrons-trous sont séparées par le champ électrique provenant de la tension de désertion appliquée aux jonctions p-n. Pour un détecteur typique de 300 $\mu$m d'épaisseur, il faut environ 8 ns pour collecter les électrons et 25 ns pour les trous. Une description détaillée du SMT peut être trouvée dans [33] et [34] .

Les 2.4 m de longueur du SMT permettent de couvrir toute la région d'interaction des faisceaux (d'extension $\sigma_z \approx 28$ cm du fait de la taille des paquets). Six cylindres concentriques centrés sur l'axe z, parmi lesquels s'intercalent des disques F, couvrent la zone où se produisent les interactions dures ($|\eta| < 1.5$). Quatre disques, dits H, placés aux extrémités de la région centrale, étendent l'acceptance jusqu'à $|\eta| < 3$. La géométrie du SMT est schématisée sur la figure 3.6. Les cylindres concentriques, appelés barillets, longs de 12 cm ont un rayon interne de 2.7 cm et externe de 9.4 cm. Chaque barillet est constitué de quatre couches de détecteurs, qui comportent 72 (soit 12+12+24+24) *échelles* [1] de silicium, agencées en quinconce afin de garantir une bonne herméticité (figure 3.7). Les deux barillets les plus éloignés du centre du détecteur sont équipés d'échelles simples faces sur les couches 1 et 3 et d'échelles doubles faces d'angle stéréo de 2° pour les couches 2 et 4. Les barillets centraux sont, quant à eux, équipés d'échelles doubles faces double métal stéréo 90° pour les couches 1 et 3 et double faces stéréo 2° pour les couches 2 et 4. Chaque disque F est composé de 12 secteurs de silicium double face avec un angle stéréo de 15°, tandis que les diques H sont découpés en 24 secteurs où deux secteurs simple face sont collés deux à deux avec un angle de 7.5°.

L'épaisseur des détecteurs est de 300 $\mu m$ et le pas de lecture entre les pistes est de 50 $\mu m$ (62.5 $\mu$m pour les disques F). La partie centrale du détecteur contient moins de silicium que les parties avant puisque les détecteurs double face sont deux fois moins épais que deux détecteurs simple face acollés. Les pistes de type p des barillets sont orientées le long de l'axe $z$ des faisceaux et permettent donc une localisation des particules selon r-$\phi$. Les détecteurs double faces stéréo 90° permettent également de localiser la particule selon la direction $z$. Les disques étant positionnés à un $z$ donné et possédant des pistes orientées selon $\phi$, permettent de mesurer $r - \phi - z$.

[1] Nom des détecteurs du SMT placés sur les barillets.

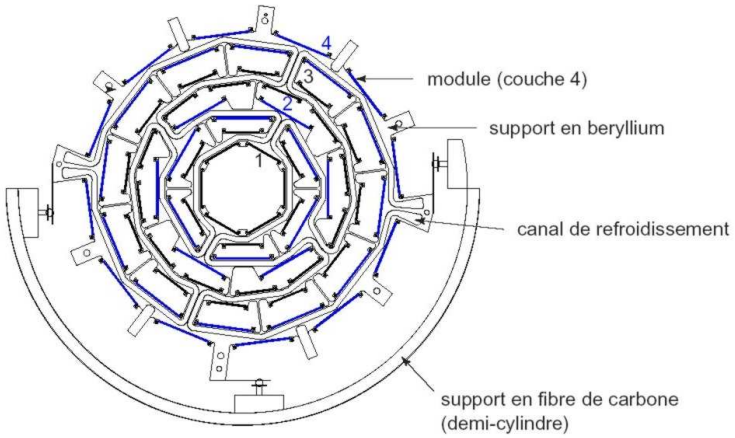


Figure 3.7: *Structure transverse d'un barillet.*

L'ensemble des modules est fixé sur un support de béryllium, matériau choisi pour sa rigidité et sa faible longueur de radiation (définie au paragraphe 3.2.7.1). Des tubes intégrés à ce support font circuler un mélange de glycol et d'eau à -10° C qui permet d'évacuer la chaleur engendrée par l'électronique de lecture. Ce système de refroidissement maintient la température du silicium en dessous de 5° C et évite ainsi une augmentation du courant de fuite et de la tension de désertion au fur et à mesure de l'irradiation. Les différents modules sont montés sur les supports de béryllium avec une précision de 10 à 20 $\mu m$. L'électronique de lecture associée au silicium, appelée HDI (High Density Interconnect), assure la lecture des micro-pistes du silicium à l'aide de puces de lecture SVXII [35], comportant 128 canaux de lecture et pourvues de 32 capacités sur lesquelles le signal peut être stocké avant digitisation. Le signal est lu à une fréquence de 106 MHz.

En période de prise de données, seuls les canaux touchés par un dépôt d'énergie et leurs canaux voisins sont lus (suppression des zéros). Les HDI supportent également les composants nécessaires au bon fonctionnement des puces et les connections qui permettent de relier l'électronique de lecture à des câbles dits de basse masse. Ceux-ci sont faits de kapton et de cuivre afin de réduire la quantité de matière présente dans le trajectographe. Ils transportent le signal hors de la région d'interaction.

Avec 79300 canaux de lecture, disparts sur 3 $m^2$ de silicium, le SMT permet d'atteindre des résolutions de l'ordre de 10 $\mu m$ en r-$\phi$ et 40 $\mu m$ en $z$. L'installation prévue pour le Run II-b, d'une couche cylindrique supplémentaire de rayon $r \approx 1.7$ cm à proximité du tube du faisceau ("layer 0") [36] devrait permettre de pallier aux dommages causés par l'exposition aux radiations. Selon les différents modèles, une inversion de type du silicium pourrait en effet avoir lieu pour la couche la plus interne (r=2.7 cm) pour une luminosité intégrée de 0.4 à 1.3 $fb^{-1}$. Il serait alors nécessaire d'appliquer une tension de désertion égale à la centaine de volts à partir d'une luminosité intégrée de 3.5 $fb^{-1}$, tension pour laquelle le détecteur n'a pas été conçu [37].

### 3.2.4 Le CFT

Le détecteur à fibres scintillantes entoure le SMT. Il est constitué de 32 couches de fibres scintillantes, regroupées en 8 cylindres et couvre la zone en pseudo-rapidité $|\eta| < 2$. Chaque cylindre est composé de deux doublets de fibres, dont l'un est orienté selon l'axe $z$, l'autre formant un angle de +3 ou -3 degrés avec cet axe. Le CFT comprend au total 76 800 fibres de 835 $\mu m$ de diamètre, couplées à des guides d'ondes qui transforment la lumière de scintillation (430 nm de longueur d'onde) en lumière visible (530 nm de longueur d'onde) et la transportent aux convertisseurs lumière-courant, appelés VLPC (Visible Light Photon Counter). L'extrémité non lue de la fibre est fermée par un miroir en aluminium, permettant une réflection de l'onde lumineuse avec une efficacité de 85 à 90 %. Les VLPC sont des photo-détecteurs solides en silicium, fonctionnant à une température de 9 K. Ceux-ci convertissent en moyenne 1 photon en 50 000 électrons, avec une efficacité de 85 %. La rapidité de cette conversion permet d'utiliser l'information du CFT dès le premier niveau du système de déclenchement. La recherche de 8 coups dans le CFT (1 par doublet) aide à la reconstruction des particules chargées : la résolution en r-$\phi$ d'un doublet de couches est de 100 $\mu m$ à condition que la position des fibres individuelles soit connue à moins de 50 $\mu m$.

### 3.2.5 L'aimant solénoïdal

Le dernier instrument indispensable à la reconstruction des impulsions est le solénoïde supra-conducteur qui enserre le CFT (figure 3.5). Sa taille est limitée par l'espace disponible à l'intérieur du calorimètre : 2.73 m en longueur et 1.42 m en diamètre. Il est constitué d'un alliage d'aluminium, de cuivre, de niobium et de titane et permet d'établir un champ magnétique de 2 T, uniforme à 0.5 % près. Les alliages, ainsi que la valeur du champ, ont été choisis afin de minimiser l'épaisseur du cryostat et de préserver un espace important pour le trajectographe. L'ensemble représente environ une longueur de radiation. Le retour du champ s'effectue grâce au calorimètre et dans une moindre mesure grâce au toroïde, placé dans les chambres à muons. La présence du solénoïde permet une mesure de l'impulsion des traces. La résolution obtenue en combinant les informations du SMT et du CFT peut être paramétrisée par :

$$\frac{\delta p_T}{p_T} = \sqrt{0.015^2 + (0.0014 \times p_T)^2}.$$

### 3.2.6 Les détecteurs de pieds de gerbes

Les détecteurs de pieds de gerbes fonctionnent à la fois comme des calorimètres et des détecteurs de traces. Leur rôle est d'améliorer la reconnaissance des électrons, des photons et des pions neutres en échantillonnant l'énergie perdue par les particules électromagnétiques dans le solénoïde. Les deux sous-détecteurs, le CPS (Central Preshower Detector) et le FPS (Forward Preshower Detector), avec des acceptances respectives $|\eta| < 1.3$ et $1.5 < |\eta| < 2.5$, sont constitués de couches de fibres scintillantes de forme triangulaire. Des fibres à décalage spectral recueillent la lumière au centre des triangles et la transmettent comme pour le CFT à des VLPC. La rapidité de ce processus permet également d'inclure l'information des détecteurs de pieds de gerbe au niveau du système de déclenchement.

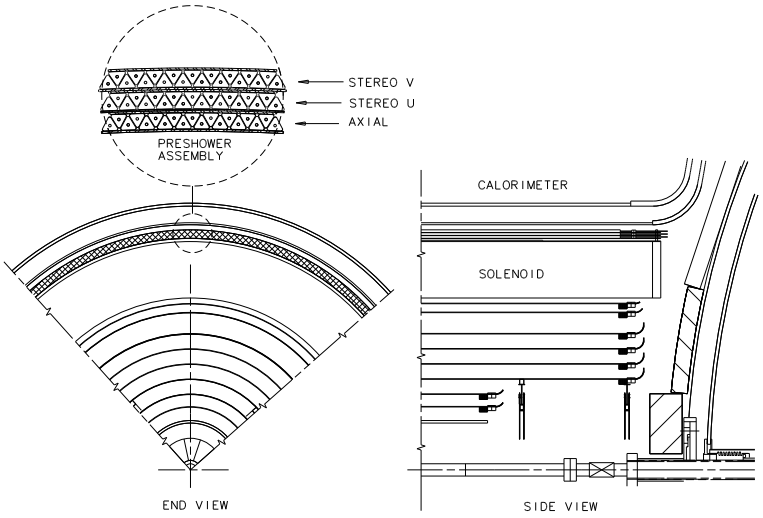


Figure 3.8: *Le détecteur de pieds de gerbe (CPS) situé entre le solénoïde et le calorimètre central.*

Le **CPS** est fait de trois couches scintillantes cylindriques et concentriques, situées entre le solénoïde et le calorimètre (figure 3.8). La première couche est axiale (les fibres sont orientées selon l'axe $z$), tandis que les deux couches suivantes sont stéréo, c'est à dire qu'elles forment un angle de $\pm 23°$ avec l'axe du faisceau. Une épaisseur de plomb, correspondant à environ une longueur de radiation $X_0$, est intercalée entre le solénoïde et les couches de scintillateurs et joue le rôle de radiateur en association avec le solénoïde, qui correspond à environ $0.9X_0$.

Le **FPS** est constitué de deux détecteurs, placés sur les parties internes des deux bouchons calorimétriques, entre les luminomètres et les détecteurs inter-cryostats (cf paragraphes 3.2.7.4 et 3.2.10). Chaque détecteur comprend quatre couches stéréo de scintillateurs, séparées au milieu par une couche de plomb équivalente à 2 longueurs de radiation à partir de $|\eta| > 1.65$. Cette couche de plomb est double car les particules émises à l'avant ne traversent pas le solénoïde. Les deux premières couches sont donc des détecteurs de particules au minimum d'ionisation (MIP), tandis que les deux couches extérieures recueillent l'énergie des gerbes formées par les électrons dans le plomb. Des particules plus lourdes auront en effet tendance à ne laisser qu'un second signal MIP dans les deux dernières couches, tandis que les photons ne produiront pas de signal MIP dans les deux premières couches mais un signal de gerbe électromagnétique dans les deux dernières.

L'agencement stéréo permet une reconstruction de la trajectoire des particules en trois dimensions. La résolution d'un agrégat reconstruit avec deux couches a été mesurée grâce à des rayons cosmiques et est de 550 $\mu m$.

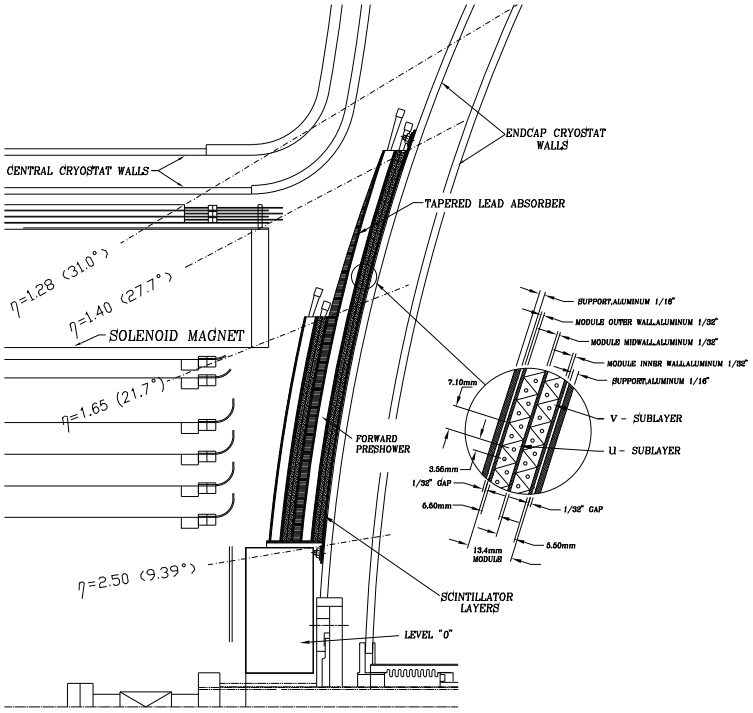


Figure 3.9: *Le détecteur de pieds de gerbe (FPS) situé sur les parois des cryostats des calorimètres externes.*

### 3.2.7 Le calorimètre

Le calorimètre à uranium et argon liquide de DØ n'a pas subi de changements importants depuis le Run I. Il a été construit selon le modèle du calorimètre d'UA2 [2], destiné à fonctionner sans champ magnétique et bénéficiant d'une fine segmentation et d'une bonne herméticité afin de permettre une bonne mesure de l'énergie des particules. Toute l'électronique de lecture et d'acquisition a cependant été remplacée pour le Run II, afin de faire face à la réduction du temps de croisement entre les faisceaux $p$ et $\bar{\mathrm{p}}$ (396 ns au lieu de 3.2 $\mu s$ au Run I).

#### 3.2.7.1 Principe

Le calorimètre de DØ est un calorimètre à échantillonage : il est constitué d'une succession de couches d'absorbeurs et de milieu actif. L'absorbeur est un matériau dense, de numéro atomique élevé, dans lequel se développent les gerbes électromagnétiques et hadroniques. Le milieu actif est de l'argon liquide qui est un milieu ionisant qui recueille une fraction de l'énergie de la particule incidente. L'argon liquide offre une bonne résistance aux radiations, présente une réponse stable au cours du temps et une relative facilité de calibration grâce à sa réponse uniforme. L'emploi de l'argon liquide nécessite de refroidir le calorimètre à une température de 80 K.

[2] L'expérience UA2 du SPS au CERN a étudié les collisions $p\bar{p}$ à $\sqrt{s}$ =540 GeV.

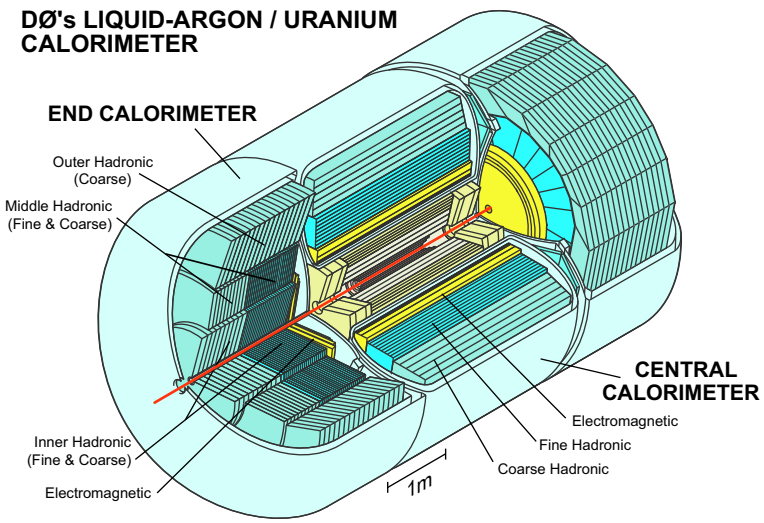


Figure 3.10: *Vue schématique du calorimètre.*

Les particules peuvent interagir soit par interaction électromagnétique soit par interaction forte et ainsi créer des gerbes électromagnétique ou hadronique [3]. Ces deux types de gerbes sont de nature différente et caractérisées par deux grandeurs: la longueur de radiation $X_0$ et la longueur d'interaction $\lambda$, qui sont respectivement la distance moyenne au bout de laquelle un électron a perdu 63 % de son énergie par bremsstrahlung, et le libre parcours moyen au bout duquel une particule interagit de façon inélastique.

Chaque module du calorimètre de DØ est divisé en deux parties, la partie interne pour la détection de gerbes électromagnétiques et la partie externe pour les gerbes hadroniques. La partie électromagnétique est quasi transparente aux hadrons, puisque la longueur d'interaction $\lambda$ est beaucoup plus élevée dans les matériaux denses que la longueur de radiation $X_0$. L'épaisseur du calorimètre électromagnétique de l'ordre de $20X_0$ ne correspond ainsi qu'à une fraction de $\lambda$ ($\lambda \approx 0.76 - 0.95$) mais est suffisante pour contenir l'ensemble d'une gerbe électromagnétique.

Une autre caractéristique du calorimètre de DØ est qu'il est compensé, c'est à dire que sa réponse en énergie est comparable pour un hadron et un objet électromagnétique. Lorsqu'un hadron pénètre dans la matière, une partie de son énergie est perdue par transfert d'énergie de recul et d'excitation au noyau avec lequel il interagit. Une partie de l'énergie déposée n'est donc pas détectée. L'utilisation de l'uranium-238 (uranium appauvri) comme absorbeur permet d'augmenter la réponse en énergie : en effet lorsqu'un noyau d'uranium absorbe un neutron (émis par le noyau excité par exemple) le processus de fission induit libère des photons, dont l'énergie va être collectée. La conséquence de ce mécanisme est une bonne résolution sur l'énergie des jets : l'énergie mesurée ne dépend pas de la fraction de particules électromagnétiques contenue dans la gerbe. Le rapport de la réponse électromagnétique et hadronique e/h a été mesuré égal à 1.11 à 10 GeV et

[3] Les hadrons chargés peuvent interagir à la fois par interaction électromagnétique et par interaction forte.

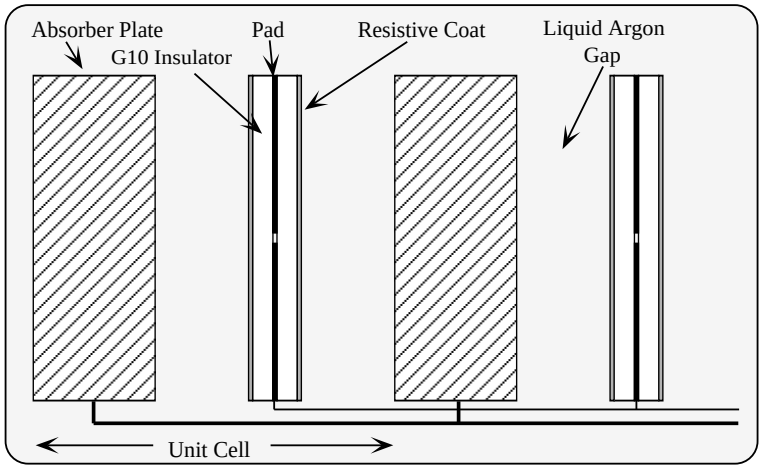


Figure 3.11: *Principe de fonctionnement d'une cellule du calorimètre.*

1.05 à 150 GeV pour le Run I [31].

#### 3.2.7.2 Géométrie

Une vue schématique du calorimètre est représentée sur la figure 3.10. Il est constitué de trois modules : le calorimètre central dans la région $|\eta| < 1.0$ et les calorimètres avant/arrière dans la région $0.7 < |\eta| < 4.5$.

L'unité de base du calorimètre est la cellule, représentée sur la figure 3.11. Le champ électrique établi entre la carte de lecture (porté au potentiel de 2.0-2.5 kV) et l'absorbeur (relié à la masse) permet de collecter les électrons d'ionisation de l'argon liquide en un temps d'environ 450 ns. Ce temps de collection correspond à une distance de 2.3 mm entre l'anode et la cathode et est suffisamment grand pour permettre l'observation de particules au minimum d'ionisation, ce qui peut être utilisé pour identifier des muons. L'unité supérieure est la tour (voir figure 3.12) qui est définie par l'empilement des cellules selon une géométrie projective, c'est à dire selon une direction ($\eta$,$\phi$) donnée, pointant vers le centre du détecteur (position moyenne du vertex d'interaction primaire). La géométrie projective peut être visualisée sur la figure 3.12.

Le calorimètre est constitué selon la direction azimutale de 32 cellules pour la partie électromagnétique et de 16 pour la partie hadronique. A l'intérieur de cette partie électromagnétique on distingue 4 couches concentriques, appelées EM1, EM2, EM3, EM4. Ces couches permettent de suivre le déploiement longitudinal de la gerbe. Les premières couches correspondent chacune à 2 $X_0$, la troisième à 7 $X_0$ et la quatrième à 10 $X_0$. La taille des cellules en $\eta - \phi$ est égale à $0.1 \times 0.1$ sauf pour la troisième couche qui bénéficie d'une segmentation de $0.05 \times 0.05$ car la largeur de la gerbe y est maximal. La partie hadronique correspond à 8.5 $\lambda$ et est composée de deux parties, la partie hadronique fine ("fine hadronic") et la partie hadronique de plus faible granularité ("coarse hadronic"). La partie fine permet généralement de mesurer entièrement l'énergie et la position des hadrons incidents. La partie hadronique grossière protège les chambres à muons contre

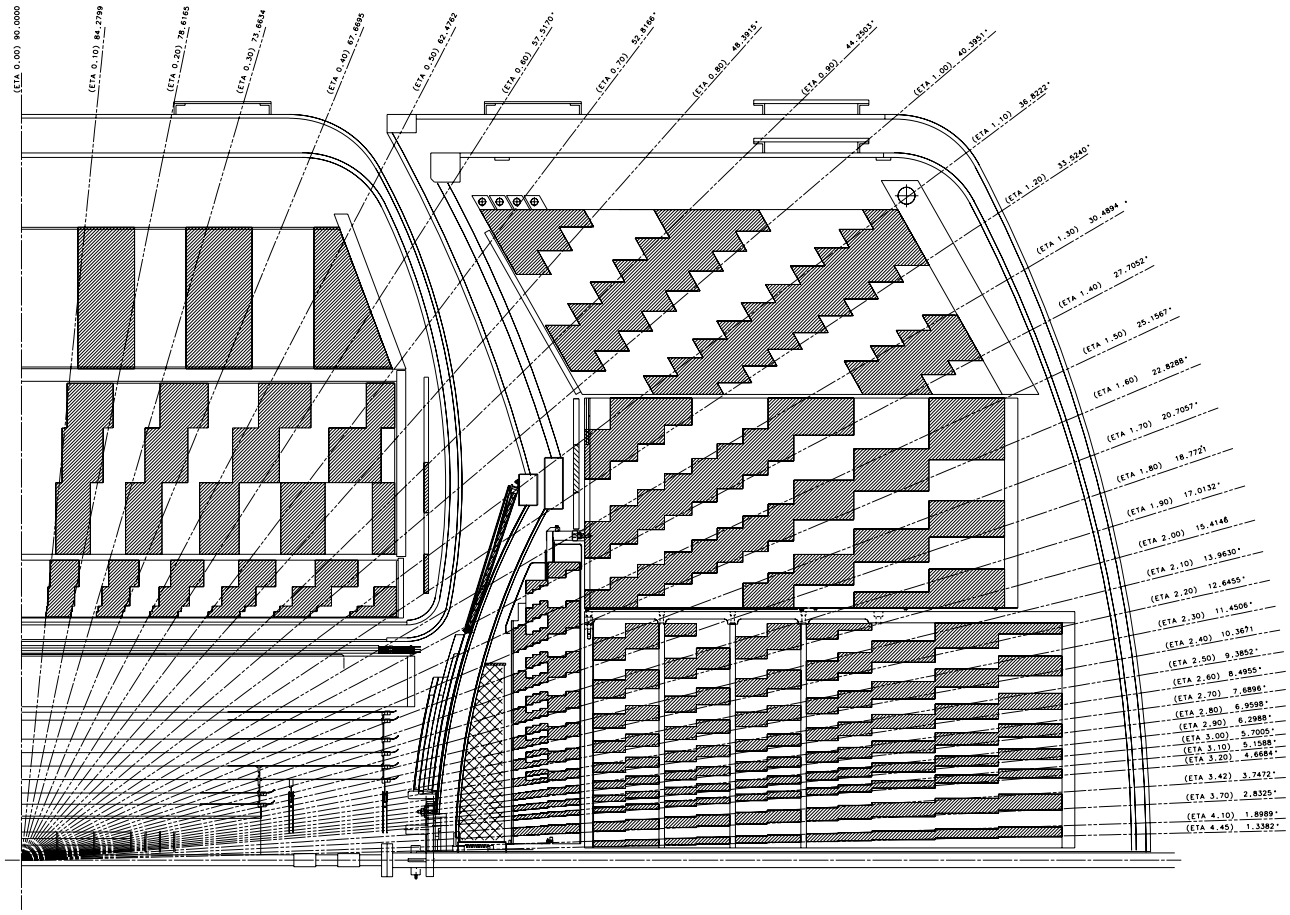


Figure 3.12: *Coupe longitudinale du calorimètre - agencement projectif des modules.*

| **Calorimètre central** | EM | FH | CH |
|---|---|---|---|
| Région en $\|\eta\|$ | <1.1 | <1.1 | <0.6 |
| Absorbeur | U | U-Nb | Cu |
| Epaisseur de l'absorbeur (mm) | 3 | 6 | 46.5 |
| Longueur de radiation totale | 20.6 | 96. | 32.9 |
| Longueur d'interaction totale | 0.76 | 3.2 | 3.2 |
| Nombre total de cellules | 10368 | 3000 | 1224 |
| **Calorimètre avant/arrière** | EM | FH | CH |
| Région en $\|\eta\|$ | $1.4-3.7$ | $1.6-4.5$ | $2.0-4.5$ |
| Absorbeur | U | U-Nb | Acier |
| Epaisseur de l'absorbeur (mm) | 4 | 6 | 46.5 |
| Longueur de radiation totale | 20.5 | 121.8 | 32.8 |
| Longueur d'interaction totale | 0.95 | 4.8 | 3.6 |
| Nombre total de cellules | 7488×2 | 4288×2 | 3500× 2 |

Table 3.1: *Principales caractéristiques des calorimètres.*

des gerbes tardives, causées par des fluctuations dans le développement longitudinal de la gerbe.

Le tableau 3.1 résume les principales propriétés du calorimètre, parmi lesquelles figurent notamment les différents matériaux utilisés comme absorbeurs.

#### 3.2.7.3 Performances

L'incertitude sur la mesure en énergie du calorimètre est liée à deux effets : la résolution intrinsèque du calorimètre et la non-linéarité de la réponse électronique. La résolution en énergie $\sigma$ est communément paramétrisée par la description suivante :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{b}{E}\right)^2 + c^2}$$

où le terme stochastique $a$ décrit la non uniformité de l'échantillonnage de l'énergie, c'est-à-dire la différence de réponse entre l'énergie déposée et recueillie, $b$ est le terme de bruit dû à l'activité de l'uranium et $c$ est le terme constant qui traduit la non-uniformité mécanique et électronique.

Certains modules du calorimètre ont été testés sous faisceaux de pions et d'électrons pour le Run I [31] et les termes suivants ont été mesurés :
$a = 0.157 \pm 0.006$ GeV$^{1/2}$, b$\approx 0.29 \pm 0.03$ GeV, c$= 0.003 \pm 0.003$ (pour des électrons)
$a = 0.41 \pm 0.04$ GeV$^{1/2}$, b$\approx 1.28$ GeV, c$= 0.032 \pm 0.004$ (pour des pions)

Cette étape n'a pas été réitérée pour le Run II, faute de temps. Les performances pour le Run II ont été estimées en considérant des événements di-jets et photon+jet. Les deux objets de tels événements étant en effet supposés avoir en moyenne la même énergie transverse, la mesure de l'asymétrie permet d'estimer la résolution du calorimètre

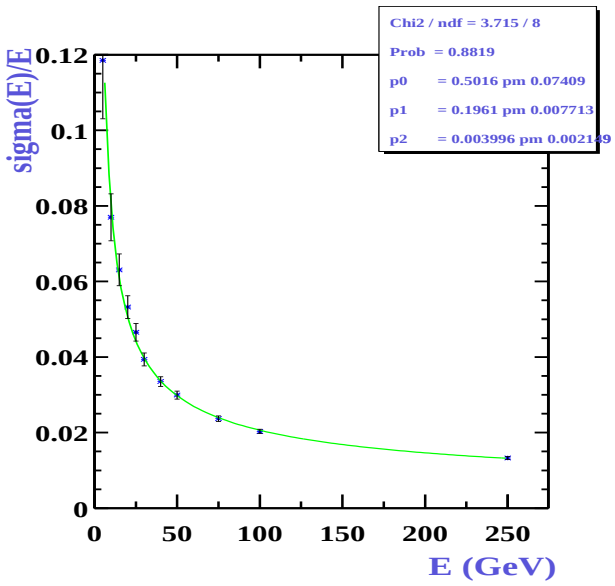


Figure 3.13: *Rapport de la résolution en énergie et de l'énergie en fonction de l'énergie des électrons [38].*

(après correction des effets de rayonnement) [39] : a= $0.791 \pm 0.053$ GeV$^{1/2}$, b= $0. \pm 1.9$ GeV, c= $0.059 \pm 0.007$ (pour des jets). Pour les électrons les paramètres suivants ont été mesurés pour le Run II, après correction des effets géométriques où une partie de l'énergie des électrons est perdue : a= 0.21 GeV$^{1/2}$, b= 0.34 GeV, c= 0.005 [38]. Le rapport $\sigma(E)/E$ pour les électrons est représenté sur la figure 3.13.

Les effets de non-linéarité de l'électronique sont également corrigés par un système de calibration en ligne qui envoie des signaux au système de lecture du calorimètre. Des corrections géométriques sont également effectuées hors ligne, pour différentes zones en $\eta$ et $\phi$ en comparant les résonances du J/$\psi$, de l'$\Upsilon$ et du Z reconstruites au Monte-Carlo [40],[41], [42].

#### 3.2.7.4 Le Détecteur inter-cryostat

La région en pseudo-rapidité $0.8 < |\eta| < 1.4$ est une zone peu instrumentée, située entre les 3 modules des calorimètres, qui contient leurs cryostats. Deux appareillages spécifiques, le détecteur inter-cryostat (ICD : Inter-Cryostat Detector) et les *massless gaps*, y ont été placés afin de mesurer approximativement l'énergie des particules traversant cette partie du détecteur. L'ICD est composé de scintillateurs fixés sur les parois des cryostats des calorimètres avant/arrière. Les scintillateurs prolongent les tours du calorimètre selon $(\eta, \phi)$. Le signal est collecté par des fibres et est transmis par des guides d'ondes à des photos-multiplicateurs situés en dehors du champ magnétique. Les *massless gaps* sont des cellules du même type que celles qui constituent le calorimètre sauf qu'elles ne sont constituées que de cartes de lecture et d'argon liquide. Elles utilisent les parois du calorimètre comme absorbeurs.

### 3.2.8 Le spectromètre à muons

Les muons sont les seules particules leptoniques chargées connues à pouvoir traverser le calorimètre en y déposant peu d'énergie par bremsstrahlung. Ceci est dû à leur masse élevée. Aux énergies caratéristiques de quelques dizaines de GeV, ils interagissent principalement par ionisation et peuvent être détectés dans le calorimètre par leur comportement de MIP. Les détecteurs de muons sont donc les détecteurs les plus externes de DØ et sont constitués de trois parties principales (centrale, avant et arrière) et d'un aimant toroïdal non supraconducteur de 1.8 T en fer magnétisé. Celui-ci permet de déterminer l'impulsion des muons indépendamment du détecteur de traces internes. Le système d'identification des muons du Run II est décrit en détails dans l'article [43] et est représenté sur les figures 3.14 et 3.15.

La partie centrale, appelée WAMUS (Wide Angle MUon Spectrometer) ($|\eta| < 1.0$) comporte trois couches de chambres proportionnelles à dérive, dites PDT, Proportionnal Drift Tubes), dénommées A (avant le toroïde), B et C (après le toroïde). Les PDT sont des cellules d'aluminium remplies de gaz (84% d'argon, 8% de méthane, 8% de CF4) qui sont ionisées au passage d'une particule chargée. Les électrons produits dérivent jusqu'au fil d'anode en suivant les lignes de champ et créent le signal après un phénomène d'avalanche. La mesure du temps de dérive permet la localisation de la particule dans le plan perpendiculaire aux fils (selon r-$z$) avec une précision de 0.5 mm. La différence de temps entre l'arrivée du signal aux deux extrémités du fil permet la localisation selon la direction du fil (direction $\phi$). Le temps de dérive maximal étant de l'ordre de 500 ns, c'est-à-dire supérieur au temps de croisement entre les faisceaux de 396 ns, des scintillateurs ont été ajoutés entre le calorimètre et la couche A et à l'extérieur de la couche C (cosmic caps). Ces scintillateurs rapides sont utilisés dans le système de déclenchement et pour associer les muons identifiés grâce aux PDT avec le bon croisement des faisceaux. Leur segmentation en $\phi$ est de 4.5°, ce qui correspond à la segmentation du CFT, et permet une utilisation conjointe de ces deux sous-détecteurs par le système de déclenchement. Le recouvrement des scintillateurs est de 3% afin d'assurer une identification hermétique des muons. Ils permettent ainsi de rejeter le bruit de fond cosmique. La résolution en impulsion du système WAMUS est détériorée par les diffusions multiples dans le toroïde et est de 30% pour des muons de 100 GeV/c. Elle peut être améliorée jusqu'à une valeur de 15 % en prenant en compte l'information du trajectographe. La figure 3.16 illustre l'amélioration de la résolution sur la masse invariante du $J/\psi$ en prenant en compte l'information du trajectographe.

Le système avant/arrière, appelé FAMUS (Forward Angle MUon Spectrometer) ($1.0 < |\eta| < 2.0$) est plus proche du faisceau et plus enclin à subir des détériorations du fait de son exposition plus forte aux radiations. Un autre système a donc été mis en place après le Run I : les MDT (Mini-Drift Tubes). Cette technique utilise un mélange gazeux de 90 % de CF4 et 10% de CH4, stable aux radiations, dans lequel le temps de dérive est de 60 ns. Le système FAMUS comporte également trois couches A, B, C, constituées de tubes à fine section carrée de $1\times1$ cm$^2$. Ces tubes perpendiculaires au faisceau (orientés selon $x$ ou $y$) ne permettent pas de mesurer la position en $\phi$. Leur résolution dans le plan r-$z$ est de 0.7 mm. Des scintillateurs ont également été installés sur les surfaces des 3 couches des MDT (surfaces internes pour A et B et externes pour C). Outre leur utilisation pour

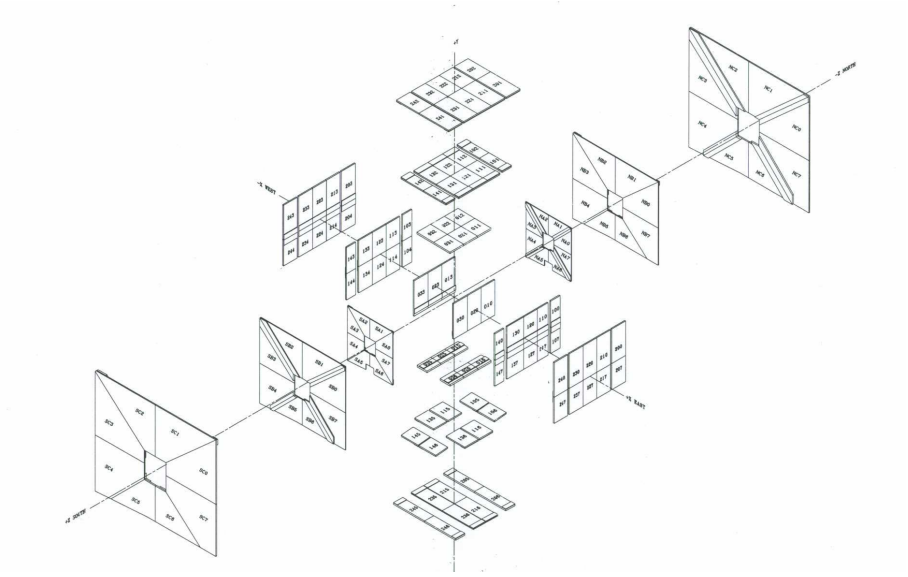

Figure 3.14: *Le système de chambres à fil du spectromètre à muons. Les détecteurs selon les axes X et Y appartiennent au système central WAMUS, tandis que ceux placés selon l'axe Z appartiennent au système avant/arrière FAMUS.*

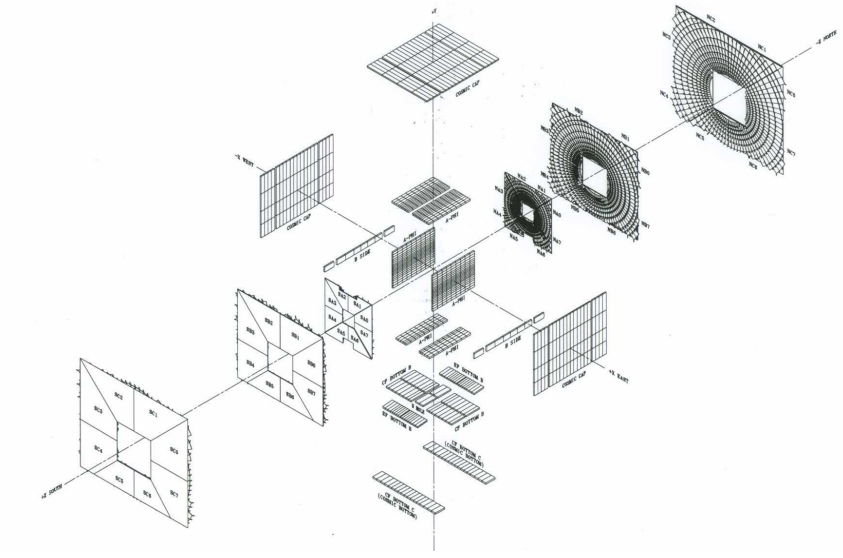

Figure 3.15: *Le système de scintillateurs du spectromètre à muons.*

des questions de synchronisation en temps, ils permettent de déterminer la position de la trajectoire en $\phi$. La résolution en impulsion du système FAMUS est de 20% pour des muons de moins de 40 GeV/c.

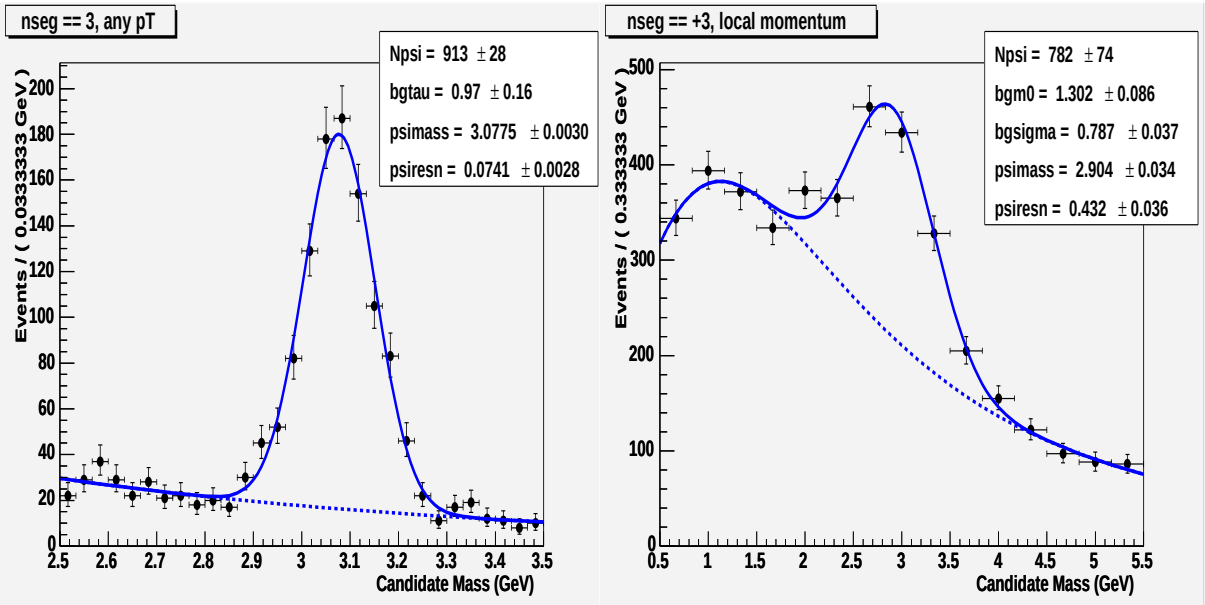


Figure 3.16: *Masse invariante du $J/\psi$ lorsque l'impulsion du trajectographe est utilisée pour les deux muons (gauche) et lorsque l'impulsion d'un des deux muons est déterminée en utilisant seulement le système à muons (droite) [44].*

Le système d'identification des muons a été complété par un système de blindage autour du tube-faisceau, placé le long de la partie extérieure aux calorimètres (cf figure 3.4). Des écrans de fer et de polyéthylène permettent d'arrêter respectivement les gerbes hadroniques et électroniques et les neutrons lents produits par des débris de protons ou d'antiprotons, émis à l'avant. Une couche de plomb entoure ces écrans afin d'absorber les photons émis lors de la capture des neutrons lents. Ces écrans permettent de limiter d'un facteur 50 à 100 le dépôt d'énergie de ces débris dans les chambres à muons.

### 3.2.9 Le système de déclenchement

Etant donné le fort taux d'interactions (environ 2.7 MHz) toutes les interactions ne peuvent pas être enregistrées puis analysées, mais doivent être filtrées pendant la prise de données. Le système de déclenchement de DØ comporte trois niveaux, schématisés sur la figure 3.17 :

- Le niveau 1 (appelé L1, pour "level 1") dispose de 4.2 $\mu s$ pour effectuer un premier tri des événements (2kHz en sortie). Il utilise l'information brute de tous les sous-détecteurs, mis à part le SMT. Les informations du calorimètre, du CFT, et des détecteurs de pieds de gerbe sont regroupés en 256 critères qui peuvent être combinés de façon logique "et/ou" en 128 conditions. Si l'une d'elles est vérifiée,

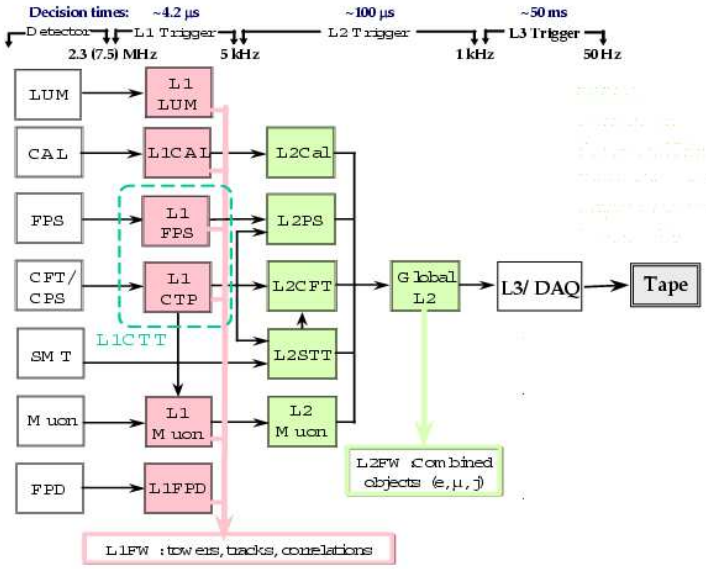


Figure 3.17: *Les trois niveaux du système de déclenchement de DØ.*

l'événement est accepté. Les critères qui constituent les 256 termes sont par exemple : le dépôt d'énergie dans une tour du calorimètre de largeur $0.2\times0.2$ en $\eta\times\phi$, les énergies totale et manquante dans le calorimètre, le nombre de traces reconstruites par le CFT, la présence de muons (leur impulsion est reconstruite grâce au CFT et aux scintillateurs du système d'identification des muons).

- Le niveau 2 réduit les données d'un facteur 2 (1 kHz en sortie) en l'espace de 100 $\mu s$. Les corrélations entre les différents sous-détecteurs sont prises en compte (association agrégat-trace) et des premiers calculs sont effectués par des micro-processeurs. Les trajectoires des muons peuvent être reconstruites grâce à l'information des chambres à muons et des algorithmes de clusterisation sont utilisés pour reconstruire les jets.

- Le niveau 3 dispose d'un temps de décision de 100 ms et transfère les événements sélectionnés avec un taux de 50 Hz. Des premiers algorithmes de sélection, plus simples que ceux utilisés hors-ligne, sont utilisés par une ferme de processeurs.

### 3.2.10 Le luminomètre et le calcul de la luminosité

La luminosité est mesurée en comptant le nombre d'interactions inélastiques $p\bar{p}$ et en les normalisant à leur section efficace. Le terme interactions inélastiques, désigne à la fois les processus dits durs, simples diffractifs et double diffractifs. Le rôle des luminomètres est d'assurer l'identification des particules qui vont les traverser lorsqu'une interaction $p\bar{p}$ se produit. Les luminomètres sont deux systèmes de 24 scintillateurs associés à des photo-multiplicateurs, situés à z=$\pm$140 cm en amont des calorimètres avant/arrière et à

proximité du tube du faisceau (cf illustration 3.18). La mesure de la différence des temps de vol entre les deux détecteurs nord et sud, placés sur l'axe du faisceau, permet de déterminer s'il s'agit d'une collision inélastique ou de halos. Des collisions inélastiques vont en effet avoir sensiblement le même temps de vol et une position du vertex $z_v = \frac{c}{2}(t_- - t_+)$ inférieure à 100 cm, mesurée avec une résolution d'environ 6 cm [45].

La luminosité est calculée par la formule suivante :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{\sigma_{p\bar{p}}^{eff}} \frac{dN}{dt}(p\bar{p})$$

$\sigma_{p\bar{p}}^{eff} = A \times \epsilon \times \sigma_{p\bar{p}}$ est la section efficace effective, obtenue en prenant en compte l'acceptance $A$ et l'efficacité $\epsilon$ des luminomètres. Celles-ci ont été mesurées pour le Run II égales à : $A = 83.4 \pm 3.7\%$ et $\epsilon = 90.9 \pm 1.8\%$. La valeur de la section efficace théorique employée est de $\sigma_{p\bar{p}} = 60.7 \pm 2.4$ mb. Cette valeur est utilisée par les expériences CDF et DØ et est une extrapolation des mesures effectuées à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV par les expériences E710, E811 et CDF [46]. Le taux de collisions $p\bar{p}$ inélastiques est paramétrisé par la fréquence de croisement des faisceaux $f$ et le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux $\mu$ : $\frac{dN}{dt}(p\bar{p}) = \mu f$. La probabilité d'avoir $n$ interactions par croisement de faisceaux suit une loi de Poisson, $P_n = \frac{\mu^n}{n!} e^{-n}$. Les compteurs n'étant pas capables de discerner des interactions multiples par croisement (il y en a en moyenne trois par croisement), c'est la probabilité qu'il y ait au moins une interaction qui est évaluée : $P(n > 0, \mu) = 1 - e^{-\mu}$. Soit $\mu = -\ln(1 - P(n))$. Cette quantité est mesurée pour chacun des 159 croisements possibles des faisceaux pour un tour complet du Tevatron. La luminosité est calculée à partir de la moyenne des 159 croisements :

$$\mathcal{L} = \frac{f/159}{\sigma_{p\bar{p}}^{eff}} \Sigma_{i=1}^{159} \ln(1 - P_i(n > 0))$$

Le Tevatron peut en effet contenir 159 paquets de protons et d'antiprotons. Sa circonférence est de 6.28 km, sa fréquence de 534 MHz et chaque septième train d'ondes peut contenir des protons ou des antiprotons. Cette luminosité calculée par croisement de faisceau est regroupée par unité de "luminosity block", qui correspond à un intervalle de temps de 60 s, si aucune cause extérieure ne vient perturber la prise de données. L'erreur sur la luminosité estimée dans l'expérience DØ est de $\pm$ 6.5 % [45]. Elle est dominée par l'erreur sur la section efficace effective.

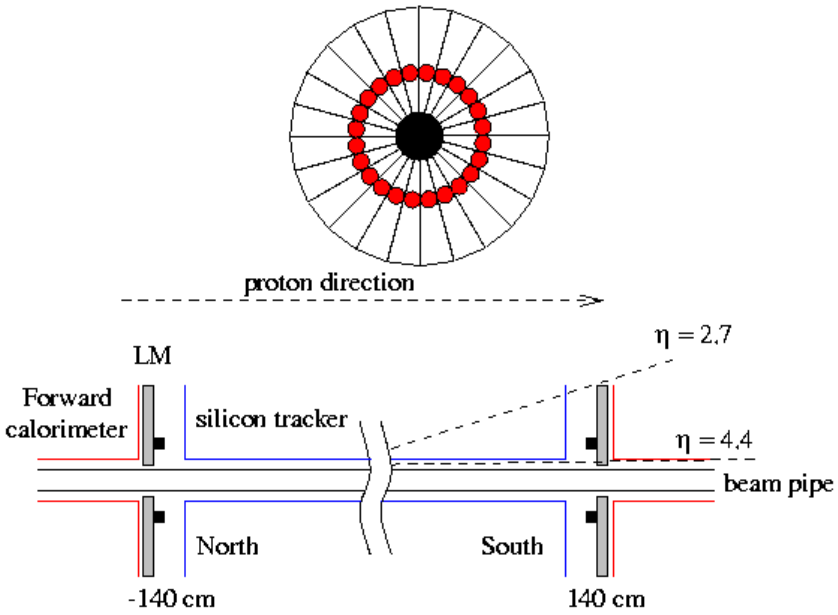


Figure 3.18: *Structure et emplacement du luminomètre, noté LM.*

# 4

# Reconstruction des électrons, des muons et des quantités cinématiques de l'événement

Ce chapitre a pour but de décrire brièvement les méthodes de reconstruction d'événements et d'identification de particules employées dans l'analyse des données. L'accent sera mis sur la méthode d'identification des électrons, employée dans l'analyse avec R-parité violée (voir chapitre 6) et la reconstruction des muons, utilisée dans l'étude du processus $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \tau_{hadr}\tau_{\mu}$, évaluant la performance de reconstruction des taus dans les données (voir chapitre 5).

## 4.1 Identification des électrons

Deux algorithmes d'identification sont disponibles à l'heure actuelle pour reconstruire les électrons dans l'expérience DØ. Le premier algorithme est fondé sur une méthode d'identification des amas calorimétriques de type simple cône et permet également de reconstruire les photons. Le deuxième, appelé "méthode de la route", permet la reconstruction d'électrons non isolés en considérant le dépôt d'énergie déposé autour de la trace de l'électron [47]. Dans cette thèse nous n'avons employé que le premier algorithme, décrit brièvement ci-après.

La recherche d'électrons débute dans le calorimètre par la reconstruction de tours dont l'énergie transverse est supérieure à 500 MeV. Les tours voisines sont associées dans un cône $\Delta R = 0.2$ et l'amas est retenu s'il possède une énergie transverse totale supérieure à 1.5 GeV. Le caractère électromagnétique de l'interaction des photons et des électrons se traduit par une fraction élevée d'énergie contenue dans la partie électromagnétique du calorimètre. Les électrons non issus de désintégrations de hadrons étant isolés, un critère d'isolation géométrique peut être appliqué. Celui-ci est défini à l'aide des dépôts d'énergie dans deux cônes de rayons $\Delta R = 0.2$ et $\Delta R = 0.4$ autour de la direction

principale de l'amas. Cette variable d'isolation s'exprime par :

$$iso = \frac{E(R=0.4) - E_{EM}(R=0.2)}{E_{EM}(R=0.2)}$$

Elle est généralement choisie inférieure à 0.2 ou 0.15, où $E(R=0.4)$, respectivement $E_{EM}(R=0.2)$, représente l'énergie totale, respectivement électromagnétique, déposée dans le cône de rayon $R=0.4$ ($R=0.2$).

Un premier estimateur, appelé H-matrice, matrice inverse de la matrice de covariance de sept variables, qui caractérisent la forme de la gerbe électromagnétique des électrons et photons, est utilisé. Ces sept variables sont les fractions d'énergies relatives de l'amas dans les quatre premières couches du calorimètre, le logarithme de l'énergie totale de la gerbe, la position $z$ du vertex ainsi que la largeur de la gerbe selon $\phi$. Les éléments $M_{ij}$ de la matrice $M$ de covariance sont définis de la manière suivante :

$$M_{ij} = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}(x_i^n - \bar{x_i})(x_j^n - \bar{x_j})$$

où $N$ est le nombre d'électrons servant à l'estimation, $x_i$ et $x_j$ sont les valeurs de deux des sept variables. L'estimateur qui est utilisé dans les analyses est le $\chi^2$ de la matrice H, soit $\chi^2 = \sum_{i,j=1}^{7}(x'_i - \bar{x_i})H_{ij}(x'_j - \bar{x_j})$. Les gerbes électromagnétiques sont caractérisées par une faible valeur du $\chi^2$, appelé hmx7. Un second estimateur peut être utilisé en plus de ce hmx7. Il s'agit d'un maximum de vraisemblance (*likelihood*), qui utilise les variables suivantes [48], [49] :

- hmx7,
- la fraction d'énergie électromagnétique (emf),
- $E_T/p_T$, le rapport de l'énergie déposée dans le calorimètre et de l'impulsion de la trace, qui doit être proche de 1 pour les électrons,
- le nombre de traces contenues dans un cône de 0.05 autour de la trace de l'électron, afin de réduire le bruit de fond provenant de conversions, $\gamma \rightarrow e^+e^-$,
- la somme des impulsions transverses des traces contenues dans un cône de 0.4 (de la taille d'un jet), afin de réduire le bruit de fond provenant de fluctuations du déploiement de gerbes de quarks et de gluons,
- le $\log(\chi^2)$ d'association de la trace à la gerbe électromagnétique
- la distance de moindre approche de la trace au vertex.

La différenciation entre électrons et photons s'effectue finalement sur le seul critère de reconstruction d'une trace, associée à l'amas calorimétrique. La qualité de l'ajustement entre amas et trace est évaluée à l'aide de :

$$\chi^2 = \left(\frac{\delta\phi}{\sigma_\phi}\right)^2 + \left(\frac{\delta z}{\sigma_z}\right)^2 + \left(\frac{E_T/p_T - 1}{\sigma_{E_T/p_T}}\right)^2$$

où :

- $\delta\phi$ est la distance angulaire azimutale entre la position de l'amas dans la troisième couche électromagnétique et la position de la trace globale extrapolée dans cette région. $\sigma_\phi$ est l'écart type associé.
- $E_T/p_T$ est le rapport de l'énergie transverse calorimétrique de l'amas et de l'impulsion de la trace associée, $\sigma_{E_T/p_T}$ est l'écart type associé.

L'ajustement est considéré correct et l'amas est attribué à un électron si $\chi^2 > 0.01$.

Différents critères de qualité d'identification des électrons ont été utilisés dans cette thèse, notamment pour estimer les efficacités de reconstruction. Nous utiliserons par la suite les qualificatifs suivants :

- électron vérifiant le critère d'identification lâche (*loose*) : emf$>$ 0.9, iso$<$ 0.2, likelihood$>$ 0.5, hmx7$<$ 40.
- électron vérifiant le critère d'identification strict (*tight*): emf$>$ 0.9, iso$<$ 0.2, likelihood$>$ 0.5, hmx7$<$ 40, association avec une trace.

## 4.2 Identification des muons

L'identification des muons repose sur le nombre d'impacts reconstruits dans les chambres à dérive et les scintillateurs et sur l'association avec une trace reconstruite dans le trajectographe. On distingue ainsi les muons "locaux", dont les propriétés (impulsion, trajectoire) sont déterminées uniquement en utilisant les informations des chambres à muons et les muons "globaux", qui possèdent une trace associée. La reconstruction des trajectoires des muons passe donc par la reconstruction des impacts dans les chambres à dérive et les scintillateurs, leur association en segments puis leur extrapolation avec une trace reconstruite à l'aide des informations du SMT et du CFT. Les impacts sont tout d'abord regroupés par couche de façon à former des segments droits. Le champ magnétique est en effet nul au niveau des couches B et C et peut être considéré négligeable à l'échelle d'un octant de la couche A. Il s'agit d'un processus itératif qui a pour but de construire les segments les plus longs possibles, contenant le plus d'impacts possibles. Les segments sont ensuite associés avec les impacts des scintillateurs. Les segments des couches B et C peuvent également être reliés de sorte à former un segment droit BC. L'étape suivante consiste à apparier les segments à l'extérieur du toroïde (B, C ou BC) avec un segment A. Ceci s'effectue octant par octant ou entre octants adjacents dans les trois zones du détecteur : régions centrale, avant et arrière. Les segments A non associés à des segments extérieurs sont conservés puisqu'ils peuvent provenir de muons de basse impulsion qui n'ont pas pu franchir le toroïde. Les segments BC célibataires sont conservés dans certaines zones où l'acceptance de la couche A est faible ("bottom hole").

La dernière étape consiste à associer ces segments avec une trace reconstruite dans le trajectographe. Les traces reconstruites sont extrapolées jusqu'aux centres de gravité des segments dans les couches A et B. Lors de l'extrapolation à travers le toroïde, des corrections sont prises en compte pour reproduire les effets du champ magnétique, de

la perte d'énergie et des diffusions multiples [50]. Dans le cas où plusieurs traces sont reconstruites pour un même muon (dans le cas de figure où plusieurs segments ont été conservés par exemple) la trace de meilleur $\chi^2$ est conservée, compatible avec la position du vertex d'interaction primaire. Une fois le muon local associé à une trace dite globale, les propriétés de la trace (impulsion, trajectoire) sont attribuées au muon.

Le critère de qualité retenu pour l'étude du processus $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\tau_{hadr}$ est celui dit moyen ("medium"), correspondant à celui décrit dans la référence [44]. Un muon de qualité moyenne doit vérifier les critères suivants : posséder au moins un impact dans une chambre à dérive de la couche A ainsi que dans un scintillateur de la couche A, posséder au moins deux impacts dans les scintillateurs des couches B et C et également deux dans les chambres à dérive.

## 4.3 Mesures de l'énergie transverse manquante et scalaire

L'énergie transverse manquante est calculée en sommant les énergies transverses de toutes les cellules du calorimètre avec une énergie transverse supérieure à 100 MeV. Comme nous l'avons déja évoqué dans la partie 3.2.1, on peut considérer dans une première approximation qu'il y a conservation de l'énergie transverse dans le cas de collisions $p\bar{p}$. L'énergie transverse manquante, $\not\!\!E_T$, correspond alors au vecteur opposé à la somme vectorielle de toutes les cellules, pondérées de leur énergie :

$$\begin{aligned} \not\!\!E_x &= -\sum E_T \cos\phi \,,\, \not\!\!E_y = -\sum E_T \sin\phi \\ E_T &= \sqrt{\not\!\!E_x^2 + \not\!\!E_y^2} \end{aligned}$$

L'énergie transverse de chaque cellule et l'angle $\phi$ sont calculés par rapport au vertex d'interaction primaire. Le bilan de conservation de l'énergie doit en effet être effectué dans le plan transverse à l'interaction, afin de déterminer $\not\!\!E_T$ avec précision. Le seuil en énergie de 100 MeV, appliqué aux cellules du calorimètre est choisi afin d'utiliser le maximum d'information du calorimètre tout en réduisant la contribution du bruit. Pour ce faire, les cellules de la partie hadronique de granularité moindre sont considérées de manière différente. Seules sont incluses celles qui participent à la reconstruction de jets. Ces cellules sont en effet plus à même de laisser passer du bruit car elles possèdent un facteur de conversion de signal électronique en énergie plus élevé. L'écart type associé à leur valeur de piédestal est ainsi plus important que celui des autres cellules. Un phénomène de bruit peut donc être associé à un dépôt d'énergie important. Les corrections d'énergie appliquées aux différentes particules, jets, électrons, sont ensuite propagées dans le calcul de l'énergie transverse manquante. Les muons ne déposant qu'une faible partie de leur énergie dans le calorimètre, la conservation d'énergie dans le calorimètre doit être corrigée de l'impulsion emportée par des muons : leur impulsion transverse est ajoutée à la valeur de l'énergie transverse calorimétrique.

## 4.4 Coupures de qualité

La prise de donnée est segmentée en intervalles de temps, appelés blocs de luminosité (*luminosity block number*, LBN), correspondant à une minute si aucune cause extérieure

ne vient perturber l'acquisition. Ces blocs correspondent à l'intervalle de temps pendant lequel la luminosité est mesurée. L'intervalle de temps supérieur de la prise de données est le run, regroupant au maximum un million d'événements et de durée maximale de quatre heures. Ces deux intervalles de temps sont utilisés pour déterminer la qualité des données. La qualité d'un run est évaluée pour chaque partie du détecteur, SMT, CFT, calorimètre et système à muons. Ces informations sont archivées dans une base de données [51], qui permet à chaque utilisateur de choisir la qualité des données qu'il souhaite analyser. Pour l'étude du processus $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \tau_{hadr}\mu$ et pour la recherche de R-parité violée dans le canal en deux électrons plus au moins un tau hadronique, nous n'avons retenu que les runs considérés de bonne qualité en ce qui concerne l'acquisition du système à muons et du calorimètre. Une acquisition de qualité par le système à muons a en effet été requise pour l'analyse en R-parité violée afin de pouvoir combiner ce canal avec les analyses dans les canaux avec deux électrons plus un lepton (électron ou muon) et deux muons plus un lepton (électron ou muon) [52],[53].

L'évaluation de la qualité des données par intervalle de temps de bloc de luminosité permet de réduire la fraction des données jugée de mauvaise qualité. Seuls des blocs d'une minute sont rejetés à la place de runs entiers. Ainsi les blocs de luminosité sont rejetés s'ils ne présentent pas un spectre uniforme en énergie transverse manquante $\not\!\!E_T$ et en énergie transverse scalaire $SE_T$. Cette uniformité est évaluée en considérant les variable $shift_{xy}$ décrivant le décalage des énergies manquantes moyennes selon $x$ et $y$ par rappport à zéro, et la largeur $\sigma_{\not\!\!E_T}$ de cette distribution. La valeur moyenne de l'énergie scalaire $\overline{SE_T}$ est également prise en compte. Ces variables sont définies de la façon suivante :

$$\begin{aligned} shift_{xy} &= \sqrt{\overline{\not\!\!E_x}^2 + \overline{\not\!\!E_y}^2} \\ \sigma_{\not\!\!E_T} &= \sqrt{\sigma_{\not\!\!E_x}^2 + \sigma_{\not\!\!E_y}^2} \\ SE_T &= \sum_{cellules} |p_T| \end{aligned}$$

où $\overline{\not\!\!E_x}$ et $\overline{\not\!\!E_y}$ représentent les valeurs moyennes des composantes $x$ et $y$ de l'énergie transverse manquante et $\sigma_{\not\!\!E_x}$ et $\sigma_{\not\!\!E_y}$ leurs écarts types respectifs. Un intervalle LBN sera considéré de qualité suffisante si les estimateurs vérifient les critères suivants :

$$\begin{aligned} shift_{xy} &< 6\,\text{GeV} \\ \sigma_{\not\!\!E_T} &< 20\,\text{GeV} \\ SE_T &> 60\,\text{GeV} \end{aligned}$$

Le fait que $shift_{xy}$ doive être proche de zéro traduit le fait que l'énergie transverse manquante doit vérifier la symétrie azimutale et ne doit pas être dirigée selon une direction particulière $\phi$ au cours du temps, ce qui serait caractéristique d'un problème de détection (zones chaudes, zones de détection inactives ou affectées par un problème de lecture). Ce critère de qualité conduit à rejeter 3.3 % des données collectées entre avril 2002 et septembre 2003. L'utilisation plus stricte de ces critères avait conduit dans le passé à

rejeter 14% des données en les appliquant de façon plus sévère à des runs entiers [54]. La figure 4.1 représente ces estimateurs en fonction d'une série de numéros de runs.

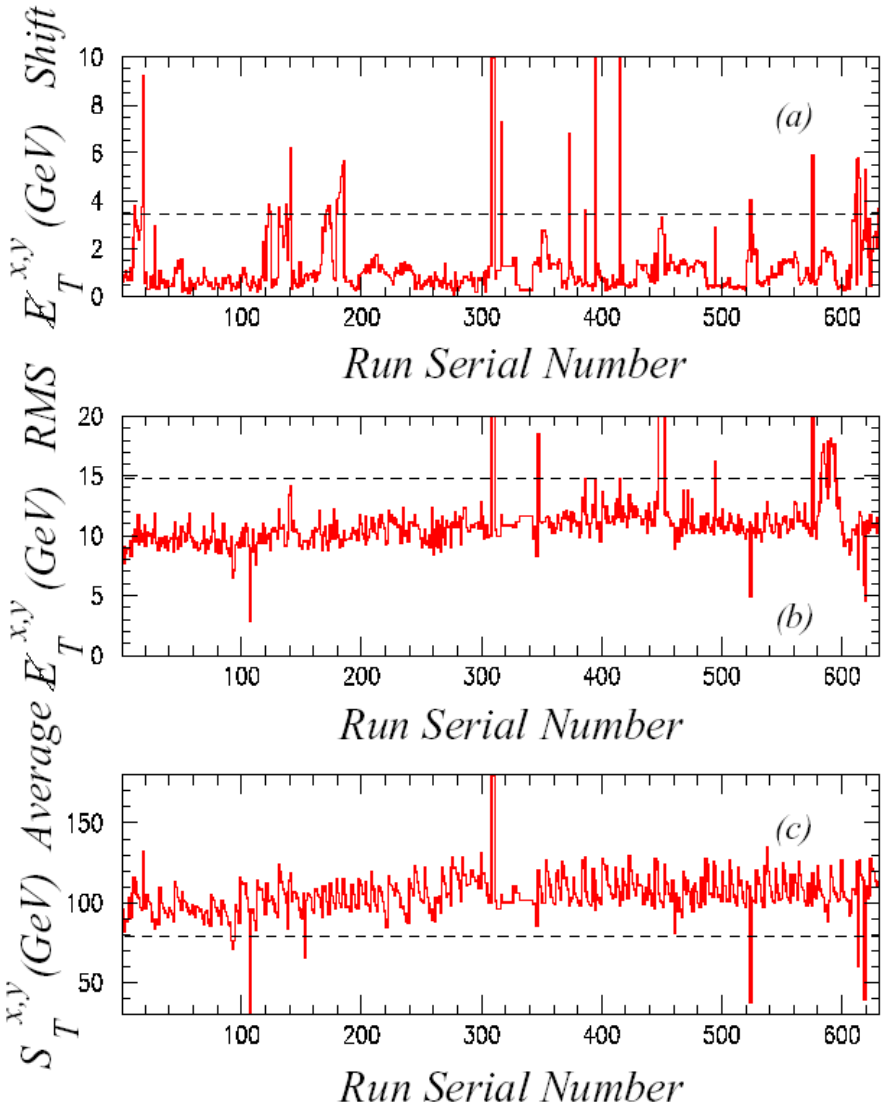


Figure 4.1: *Décalage, $shift_{xy}$, (a) et écart-type moyen (b) de l'énergie transverse manquante en fonction du numéro de run. Energie transverse scalaire moyenne (c) en fonction du numéro de run [54].*

Ces blocs de luminosité ont également été utilisés pour vérifier le niveau du bruit dans le calorimètre. La prise de données a en effet été affectée jusqu'à septembre 2003 par une cause extérieure de bruit, appelée "ring of fire". Ce bruit a pour origine une électrode en forme d'anneau, placée dans la zone inter-cryostat du calorimètre et assurant l'alimentation en haute tension des cellules du calorimètre électromagnétique. La figure 4.2 est un exemple d'événement affecté par ce bruit. Toutes les cellules disposées selon une même valeur de pseudo-rapidité présentent un nombre de coups ADC significatif

après suppression du zéro à 2.5 $\sigma$ [1], de sorte à former un signal en forme d'anneau. Ce phénomène étant localisé dans le temps il est possible de le rejeter en considérant des blocs de luminosité. Le nombre d'événements bruyants est en effet élevé pour un intervalle de luminosité car environ la moitié de ces événements vérifient les conditions du système de déclenchement. La méthode employée est de considérer le pourcentage de cellules affectées par un signal dans la quatrième couche du calorimètre selon la direction en pseudo-rapidité où le bruit "ring of fire" se manifeste [55].

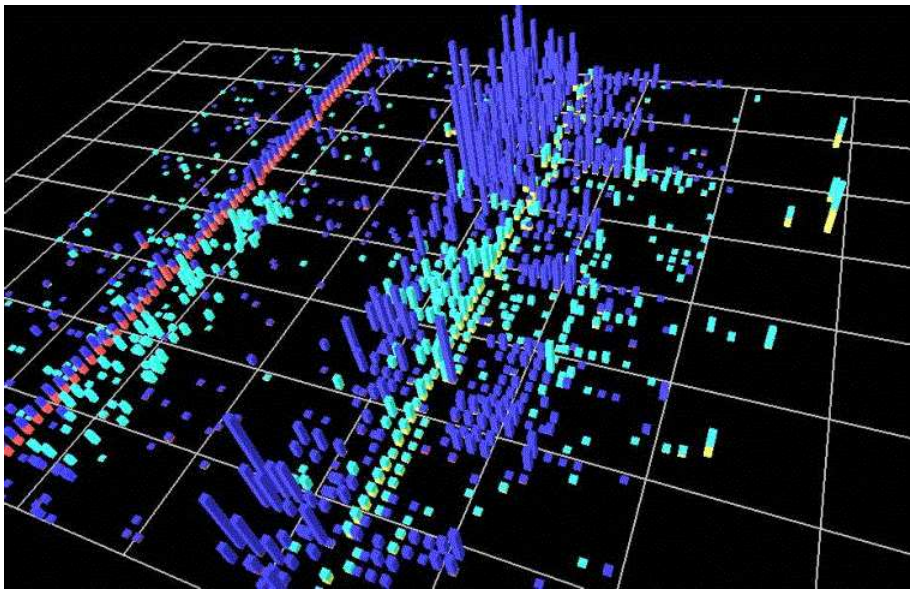

Figure 4.2: *Exemple d'événement affecté par le bruit "ring of fire" [55]. L'axe des y (vertical sur la figure) représente l'angle azimutal $\phi$ et l'axe des x (horizontal sur la figure) la pseudo-rapidité. Dans ce plan est représenté le nombre de coups ADC recueilli par tour électromagnétique après suppression du zéro à 2.5 $\sigma$.*

[1] On appelle suppression du zéro à 2.5 $\sigma$ le fait de ne considérer que les cellules affectée par un signal se situant au delà de 2.5 fois l'écart type $\sigma$ du piédestal mesuré. Les cellules ne vérifiant pas ce critère sont considérées non affectées par un signal.

# 5

# Identification des leptons taus dans leurs modes hadroniques

La détection en 1975 d'événements caractérisés par la présence simultanée d'électrons et de muons au SLAC [1] est à l'origine de la découverte du lepton $\tau$ [5]. Elle fut difficile à admettre par la communauté scientifique car elle intervenait peu de temps après la découverte du J/$\psi$ et l'établissement d'un modèle satisfaisant d'un point de vue esthétique, fait de deux familles de constituants élémentaires composée chacune de deux quarks et de deux leptons. La masse du $\tau$, proche de celle du quark charm, rendit difficile la détermination précise des énergies seuils de production de ces deux nouvelles particules du fait des systèmes de détection moins perfectionnés de l'époque. Les découvertes des quark bottom et top respectivement dans les années 1976 et 1995, achevèrent la construction de la troisième génération de constituants élémentaires. Elles confirmèrent les mesures effectuées au LEP établissant l'existence de trois familles de neutrinos, à partir des mesures des largeurs partielles de désintégration du boson Z. Depuis lors les leptons $\tau$ ont été identifiés dans de nombreuses signatures expérimentales telles : $W \to \tau\nu$ et $Z \to \tau^+\tau^-$. De nos jours le lepton tau pourrait jouer un rôle majeur dans de nombreux aspects de *nouvelle physique*, telle la désintégration du boson de Higgs en deux taus mais aussi dans de nombreux modèles de supersymétrie. Avec une énergie de 1960 GeV dans le centre de masse $p\bar{p}$, le Tevatron peut élargir ou contraindre le visage de cette *nouvelle physique*. Une bonne identification des taus dans leurs modes de désintégrations hadroniques est donc un prérequis important.

Ce chapitre décrit l'outil développé au cours de cette thèse pour identifier, à l'aide de réseaux de neurones, les taus dans leurs modes de désintégrations hadroniques et rejeter le bruit de fond constitué par les jets de quarks et de gluons. L'algorithme d'identification des jets de taus et la classification des taus selon leur signature expérimentale sera tout d'abord expliqué. Les variables discriminantes, le fonctionnement des réseaux de neurones et les procédures d'entraînement seront ensuite détaillés. Un second outil destiné

[1] Standford Linear Accelerator Center

à séparer les taus du bruit de fond dû aux électrons sera décrit. La coupure utilisée pour réduire la contamination muonique sera introduite. La dernière partie du chapitre est consacrée à l'étude de la performance de la méthode dans les données : l'efficacité est mesurée à l'aide du processus $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \tau_{hadr}\mu$, où $\tau_{hadr}$ désigne la désintégration hadronique d'un tau.

## 5.1 Désintégrations hadroniques du tau

Le lepton $\tau$ se désintègre par interaction faible à courant chargé, où le boson W se couple aux doublets universels d'isospin faible : $\binom{e^-}{\overline{\nu}_e}$ $\binom{\mu^-}{\overline{\nu}_\mu}$ $\binom{\overline{u}}{d'}$, $d' = d\cos\theta_c + s\sin\theta_c$ avec $\theta_c$ l'angle de Cabibbo. Les principaux modes de décroissances sont représentés dans le tableau 5.1. Le $\tau$ est le seul lepton à posséder des modes de désintégration hadroniques. Sa masse élevée de 1777 MeV/$c^2$ rend en effet possible les désintégrations hadroniques où la paire $\overline{u}$d' s'hadronise sous forme de résonances : $\pi$, K, $\rho$, $K^*$, $a_1$, ...

| | | Rapports d'embranchement |
|---|---|---|
| Décroissances leptoniques | $\mu^-\overline{\nu}_\mu\nu_\tau$ | 17.37 % |
| | $e^-\overline{\nu}_e\nu_\tau$ | 17.83 % |
| Décroissances hadroniques avec 1 particule chargée | $\pi^-\,\nu_\tau$ | 11.09 % |
| | $\pi^-\,\pi^0\,\nu_\tau$ | 25.40 % |
| | $\pi^-\,2\pi^0\,\nu_\tau$ | 9.13 % |
| | $\pi^-\,3\pi^0\,\nu_\tau$ | 1.08 % |
| Décroissances hadroniques avec 3 particules chargées | $\pi^-\,\pi^+\,\pi^-\,\nu_\tau$ | 9.49 % |
| | $\pi^-\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^0\,\nu_\tau$ | 4.32 % |

Table 5.1: Modes de désintégration principaux du $\tau$ [56].

Une étude des modes leptoniques de désintégration des $\tau$ ne peut que difficilement être envisagée ; ces événements sont caractérisés par la présence d'un électron ou d'un muon accompagnés d'énergie manquante, signatures pour lesquelles il existe de nombreux bruits de fond. Le faible temps de vie du tau (290.6 $10^{-15}$ s), sa masse trois fois plus faible que celle du quark b et le fait que 77 % de ses désintégrations hadroniques ne contiennent qu'une seule trace rendent difficiles une identification fondée sur la reconnaissance de vertex déplacés.

La difficulté d'identifier des taus dans leurs désintégrations hadroniques réside avant tout dans leur ressemblance avec les jets QCD (quarks, gluons). Les deux types de processus sont en effet caractérisés par la présence d'hadrons neutres et chargés. Certaines caractéristiques peuvent néanmoins être employées pour les différencier :

- la multiplicité des particules chargées est plus faible que celle des jets QCD (77 % des désintégrations hadroniques des taus produisent un seul hadron chargé, 23 % produisent trois particules chargées);
- les produits de désintégration des taus sont plus collimatés à impulsion transverse comparable. De plus l'impulsion transverse d'une trace est en moyenne plus élevée du fait de la plus faible multiplicité des particules;

- le nombre de particules neutres est également plus faible : seules 22 % des désintégrations hadroniques contiennent un ou plusieurs $\pi^0$.

Ces différences se traduisent dans l'allure de la fonction de fragmentation : l'énergie emportée par une particule contenue dans un jet QCD est souvent plus faible que celle issue de la désintégration d'un tau. L'identification des taus dans leurs modes de désintégration hadroniques nécessite donc la construction de variables permettant de les différencier des jets. Cette étape s'effectue à l'issue d'un algorithme de jet décrit ci-après.

## 5.2 Algorithme de reconstruction des $\tau$

L'algorithme de reconstruction des taus (**taureco**) utilisé dans DØ n'a pas pour objectif d'identifier les $\tau$, mais de délimiter dans le détecteur une zone en ($\eta$,$\phi$) correspondant éventuellement à la zone de désintégration d'un $\tau$ et de calculer des variables caractéristiques. Celles-ci peuvent ensuite servir à l'identification proprement dite.

L'algorithme est fondé sur une reconstruction de jet de type simple cône et est structuré de la façon suivante. La définition d'un jet de $\tau$ passe par la définition de deux cônes de rayons fixes $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.5$ et R=0.3. Le deuxième cône est appelé cône d'isolation et a comme fonction de vérifier le confinement du jet à l'intérieur du premier cône (voir figure 5.1). Le cône extérieur est défini à partir de tours déjà préreconstruites dans le calorimètre d'énergie supérieure à 1.5 GeV et possèdant des traces associées. Il peut être également reconstruit à partir de l'intersection d'une trace et d'une zone touchée dans le détecteur de pieds de gerbes. La trace initiale doit dans ce cas posséder une impulsion transverse supérieure à 5 GeV/c.

La sélection des traces reconstruites dans un cône de R=0.5 s'effectue selon leur impulsion transverse décroissante. Il s'agit en effet de sélectionner les traces les plus énergétiques (cf. fonction de fragmentation). Une fois la trace la plus énergétique définie, celle-ci est retenue si son impulsion transverse est supérieure à 1.5 GeV/c. Les traces suivantes sont associées au candidat tau si elles ont une impulsion transverse supérieure à 1.5 GeV/c et si leur distance de moindre approche par rapport à l'axe $z$ [2] se situe à moins de 2 cm de celle de la première trace. Une condition sur la masse invariante est également introduite : la seconde trace est ajoutée si la masse invariante des deux traces est inférieure à 1.1 GeV/c$^2$, la troisième si la masse invariante est inférieure à 1.7 GeV/c$^2$, afin de contraindre la masse invariante du tau. Une condition sur la charge totale du candidat tau est finalement introduite. Si une troisième trace est identifiée dans le cône de façon à ce que la charge du candidat soit supérieure à $\pm$ 1, celle-ci n'est pas associée au candidat. Les autres traces reconstruites dans le cône d'isolation et celles qui ne vérifient pas la coupure sur l'impulsion minimale de 1.5 GeV/c ou bien les critères de masse invariante ou de charge sont supposées provenir d'un événement sous-jacent ("underlying event"), d'une autre particule ou d'une mauvaise reconstruction. On les qualifie de traces non associées à la désintégration du tau.

[2] La distance entre la trace et l'axe z est calculée au point le plus proche de l'axe du faisceau - "distance of closest approach".

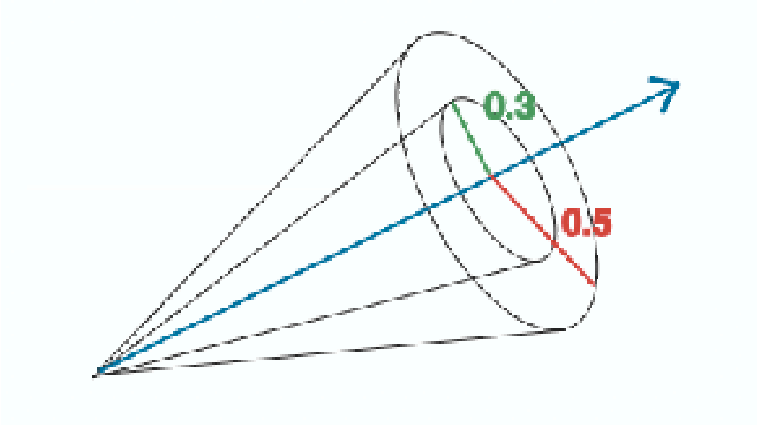


Figure 5.1: *Cône d'isolation et intérieur autour de la trace principale du tau.*

A l'issue de ces étapes de "clustering" l'existence de sous-amas de cellules dans la troisième couche électromagnétique du calorimètre est également vérifiée. La fine granularité du calorimètre dans cette couche ($0.05\times0.05$ en $\eta-\phi$) permet en effet de reconstruire des sous-amas électromagnétiques dont la présence est caractéristique de $\pi^0$ se désintégrant en deux $\gamma$. Un algorithme dit de "proches voisins" ("nearest neighbour algorithm") est utilisé. La cellule de plus haute énergie et sa voisine de plus haute énergie forment le noyau du sous-amas autour duquel sont ajoutées les cellules voisines. Le sous-amas ainsi défini est conservé si son énergie transverse est supérieure à 0.8 GeV. Les cellules appartenant aux autres couches électromagnétiques situées dans la même région que le sous-amas de la troisième couche sont alors ajoutées pour former le sous-amas électromagnétique. Les cellules restantes n'appartenant pas au sous-amas permettent de chercher de nouveaux sous-amas.

Le programme de reconstruction des taus a donc essentiellement comme fonction de constituer une base de données de candidats $\tau$, établis à partir de simples conditions sur la largeur des jets, le nombre de traces et la présence de sous-amas électromagnétiques.

## 5.3 Classification en types

Les modes hadroniques peuvent être regroupés pour des raisons expérimentales en trois catégories :

- type 1 (principalement $\tau^- \rightarrow \pi^-\nu_\tau$) : présence d'une trace associée à un amas calorimétrique en l'absence de sous-amas électromagnétiques;
- type 2 (principalement $\tau^- \rightarrow \pi^-(n \geq 1\,\pi^0)\nu_\tau$) : présence d'une trace associée à un amas calorimétrique en présence de sous-amas électromagnétiques (caractéristiques de la présence de $\pi^0$);
- type 3 (principalement $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-(n \geq 0\pi^0)\nu_\tau$) : 2 ou 3 traces de masse invariante inférieure à celle du $\tau$.

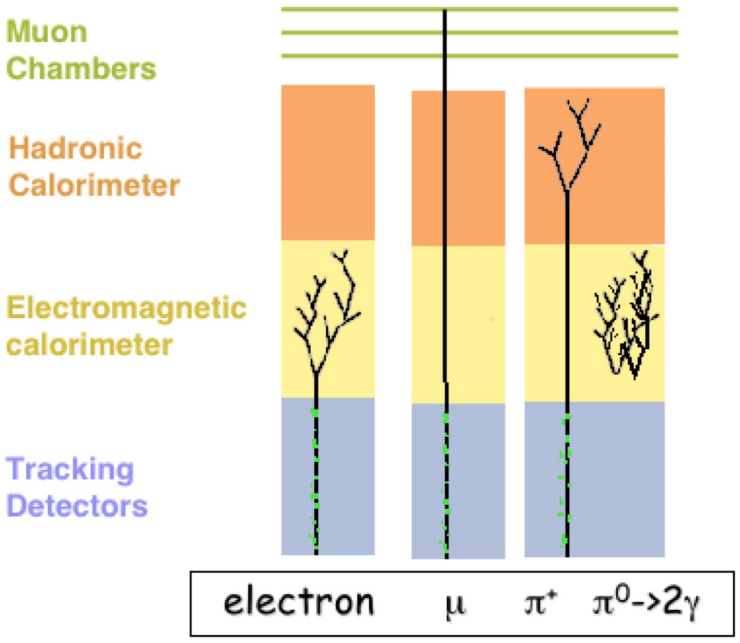


Figure 5.2: *Schématisation des dépôts d'energie des particules dans le détecteur.*

Ces catégories ne correspondent pas exactement aux modes de désintégration des taus. Une interaction prématurée du pion chargé dans la partie électromagnétique du calorimètre peut conduire à une reconnaissance de $\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$ en type 2, les conversions des $\gamma$ produits par les $\pi^0$ peuvent amener les processus $\tau \rightarrow \pi(n \geq 1\pi^0)\nu_\tau$ à être classifiés en type 3. Les sous-amas électromagnétiques des taus de type 2 peuvent être mal reconstruits dans la zone inter-cryostat du détecteur ($1.1 < |\eta_{det}| < 1.5$ où $\eta_{det}$ désigne la pseudo-rapidité associée à la position du détecteur). L'épaisseur des couches électromagnétiques y étant en effet plus faible, le tau de type 2 y est majoritairement reconnu comme tau de type 1. La figure 5.2 schématise les interactions idéalisées des particules impliquées dans la désintégration des taus. La figure 5.3 illustre la répartition des taus hadroniques en types selon leur mode de désintégration.

## 5.4 Etude des variables discriminantes pour le réseau de neurones

L'utilisation d'un réseau de neurones pour l'identification des $\tau$ offre la possibilité de traiter l'ensemble des variables de façon corrélée, sans avoir à imposer un ensemble de coupures séquentielles sur un échantillon de données, méthode qui conduit souvent à un important taux de réjection du signal. D'autres méthodes d'identification des $\tau$, reposant sur des analyses à plusieurs variables ont été testées par le passé, notamment la méthode de la matrice-H (méthode similaire à celle utilisée pour l'identification des électrons, voir 4.1), mais l'utilisation de réseaux de neurones est plus performante [57].

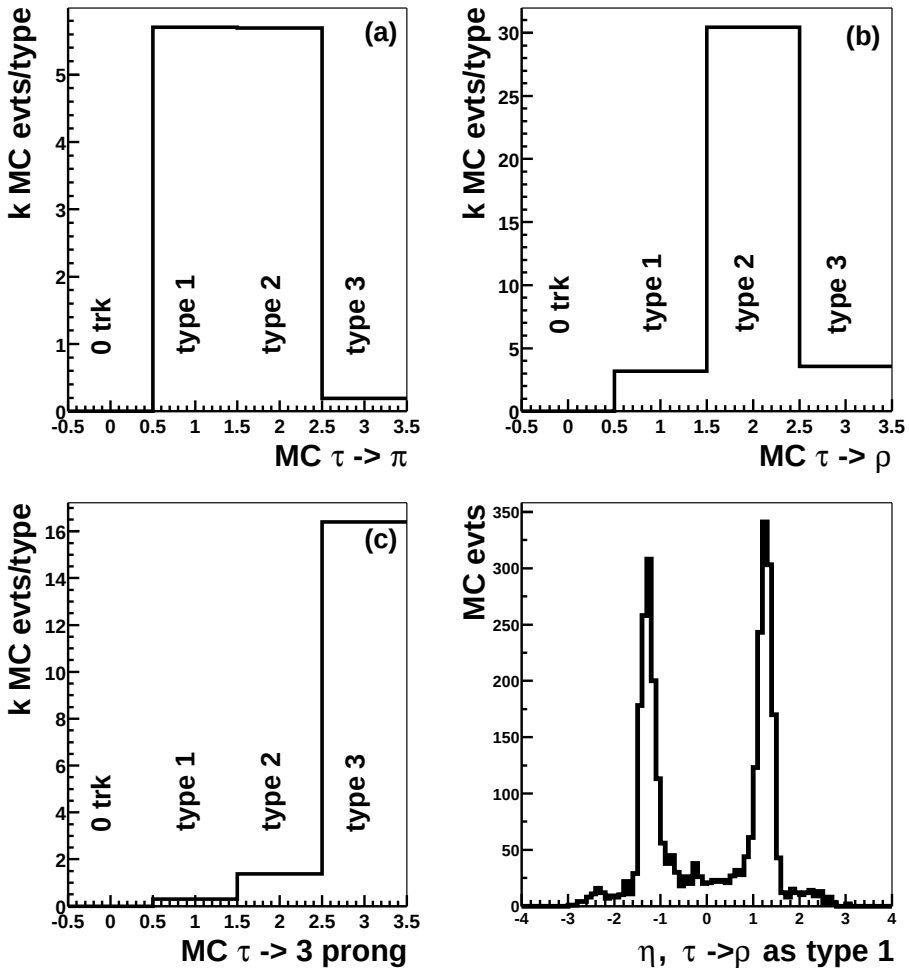


Figure 5.3: *Répartition de la classification en type, selon le mode de désintégration du tau. (a) : les désintégrations $\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$ sont reconstruites soit en type 1, soit en type 2, le pion interagissant dans environ 50 % des cas dans le calorimètre électromagnétique. (b) : les désintégrations $\tau \rightarrow \pi(n > 0)\pi^0\nu_\tau$ sont majoritairement classifiées en type 2. La figure (d) représente la région en pseudo-rapidité $\eta$ où elles sont reconstruites en tant que type 1. Cette région appartient au détecteur inter-cryostat, qui comporte moins de couches électromagnétiques et où les amas sont donc moins bien reconstruits. Les désintégrations à trois pions chargés sont également reconstruites en tant que type 2 dans environ 10 % des cas (figure (c)).*

Quelle que soit la méthode d'identification des $\tau$ employée, elle nécessite le choix de variables permettant d'effectuer une discrimination entre signal et bruit de fond. Nous les avons choisies parmi les quantités calculées dans le programme de reconstruction des taus, **taureco**. Le paragraphe suivant décrit les variables retenues pour identifier les taus dans leurs modes de désintégration hadroniques.

### 5.4.1 Variables calorimétriques

Les premières variables d'entrée choisies pour le réseau de neurones caractérisent le dépôt d'énergie dans le calorimètre. Ce sont toutes des fractions d'énergie, définies par rapport à l'énergie recueillie dans l'amas principal. Cela permet d'éviter que le réseau de neurones ne sépare le bruit de fond du signal sur un simple critère de différence d'énergie. Ont tout d'abord été retenues les fractions d'énergie déposées dans les différentes couches du calorimètre : **EM12isof** est la fraction d'énergie des deux premières couches électromagnétiques, **FH** la fraction de la première couche de la couche hadronique de granularité fine ("fine hadronic"). L'inclusion de ces variables permet de suivre le développement longitudinal (selon la direction transverse) des gerbes dans le calorimètre. La variable **EM12isof** est utilisée pour caractériser le mode de désintégration $\tau \rightarrow \pi\nu$ où le pion va interagir faiblement dans la partie électromagnétique et de façon négligeable dans les deux premières couches qui correspondent à $\approx 0.08$ longueurs d'interaction.

D'autres variables ont précisément été définies pour caractériser le fait que les jets de $\tau$ sont collimatés et possèdent un nombre plus faible de particules en comparaison avec les jets QCD. Il s'agit des variables **rms**, **prf** et **iso**.

- **rms** ("root mean square" [3]) représente la largeur quadratique moyenne dans le plan $(\eta, \phi)$ du cluster pondérée par les fractions d'énergie transverse des $n$ tours qui la compose :
$$\sqrt{\sum_{i=1}^{n} \frac{\Delta\phi^2 E_{Ti}}{E_T} + \sum_{i=1}^{n} \frac{\Delta\eta^2 E_{Ti}}{E_T}}$$
- **prf** ("profile") représente la fraction d'énergie transverse déposée dans les deux tours les plus énergétiques par rapport à l'énergie transverse recueillie dans le cluster;
- **iso** ("isolation") traduit l'isolation des jets, **iso** $=(E_T(R=0.5)-E_T(R=0.3))/E_T(R=0.3)$, soit la différence d'énergie transverse reconstruite dans les deux cônes de rayon $R=0.5$ et $R=0.3$, normalisée à celle du premier cône;
- **prf3** ("profile 3") est le rapport de l'énergie transverse de la tour électromagnétique la plus énergétique et de l'énergie transverse déposée dans le troisième couche électromagnétique et à l'intérieur du cône d'isolation.

[3] Nom historique.

### 5.4.2 Variables combinées avec des traces

La proportion de particules neutres dans les désintégrations hadroniques des $\tau$ étant plus faible que celle pour les jets QCD, le rapport E/p traduit une différence de comportement pour les deux processus. E désigne l'énergie déposée dans le calorimètre et p l'impulsion de la trace principale. L'impulsion des traces reflète en effet uniquement l'énergie des particules chargées, tandis que l'énergie E déposée dans le calorimètre inclut l'apport des désintégrations des $\pi^0$ en photons. Pour tous les réseaux de neurones la variable $\mathbf{E_T^\tau/(E_T^\tau + p_T^{\tau trk1}})$ a été envisagée afin de répondre à l'exigence de normalisation des variables d'entrée des réseaux de neurones. La variable $\mathbf{E_T^\tau}$ désigne l'énergie transverse calorimétrique du tau et $p_T^{\tau trk1}$ l'impulsion transverse de la trace principale du tau. Le réseau de neurone utilisé impose en effet que les valeurs des variables d'entrée soient situées entre 0 et 1.

La notion d'isolation peut également être traduite au niveau de la reconstruction des traces. La variables **ettr** décrit ainsi la somme des impulsions transverses des traces identifiées dans un cône de rayon $R = 0.5$ autour de la trace principale du tau qui ne sont pas identifiées comme appartenant aux produits de sa désintégration (voir partie 5.2). Pour des questions de normalisation, c'est la variable **ettr/ettsum** qui a été utilisé dans le réseau de neurones, où **ettsum** représente la somme des impulsions de toutes les particules chargées identifiées dans le cône d'isolation, de rayon $R = 0.5$.

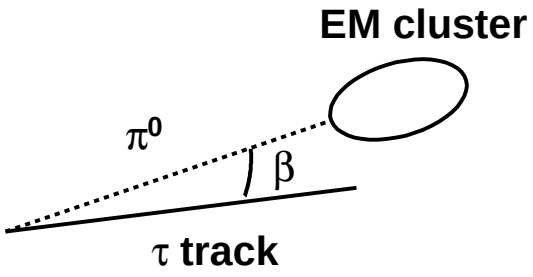


Figure 5.4: *Angle d'ouverture $\beta$ entre la trace principale du tau et le cluster électromagnétique.*

La dernière variable qui utilise l'information du détecteur de traces est la variable $\delta\alpha/\pi = \sqrt{(\Delta\eta^2 + (\Delta\phi/sin\theta)^2}/\pi$, où $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ représentent les angles d'ouverture entre les directions principales du cône des traces et du cluster électromagnétique (voir figure 5.4). Les variables $\delta\alpha$ et $\sqrt{E^{trk} \times E^{EM}}$ permettent de caractériser la masse du tau. La masse invariante $m$ de l'amas calorimétrique et de la trace principale peut en effet être calculée de la façon suivante :

$$m = \sqrt{2E^{trk}E^{EM}(1 - \cos\beta)}$$

où $E^{trk}$ est l'énergie de la trace et $E^{EM}$ celle de l'amas électromagnétique. L'angle $\beta$ étant faible,

$$m \approx \sqrt{E^{trk} E^{EM} \beta^2}$$

$$\beta^2 = d\phi^2 + d\theta^2$$

Or $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$, soit $d\eta = d\theta/\sin\theta$ et $\delta\beta = \sqrt{(\Delta\eta^2 \sin\theta^2 + \Delta\phi^2)}$. On utilise plutôt la variable $\delta\alpha = \sqrt{(\Delta\eta^2 + (\Delta\phi/sin\theta)^2}$.

Les variables discriminantes retenues pour chaque type de tau sont représentées sur les figures 5.4.2 à 5.4.2. Les distributions du signal sont comparées à celle du bruit de fond QCD pour chaque type de candidat tau. Les mêmes critères de classification en types sont appliqués aux jets de quarks et de gluons (nombre de traces et présence de sous-amas électromagnétiques).

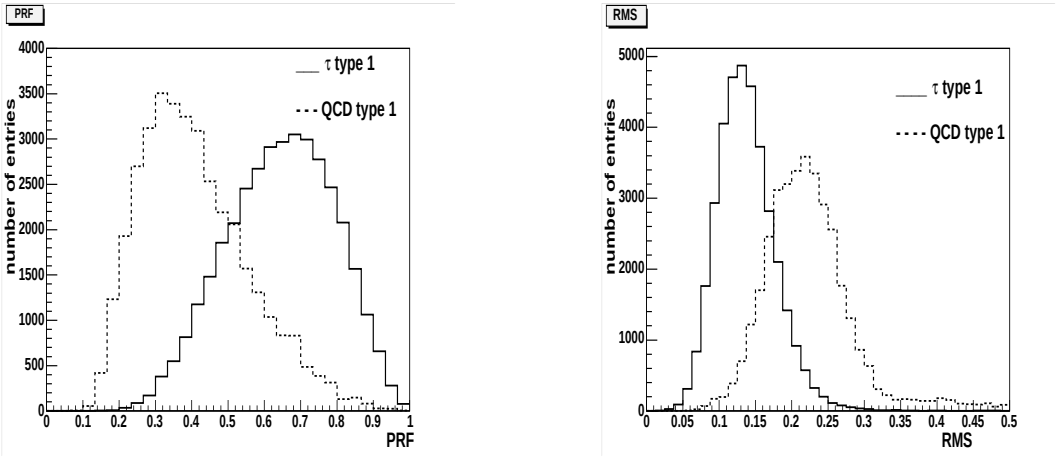


Figure 5.5: *Variables* **prf** *et* **rms** *pour les candidats de type 1.*

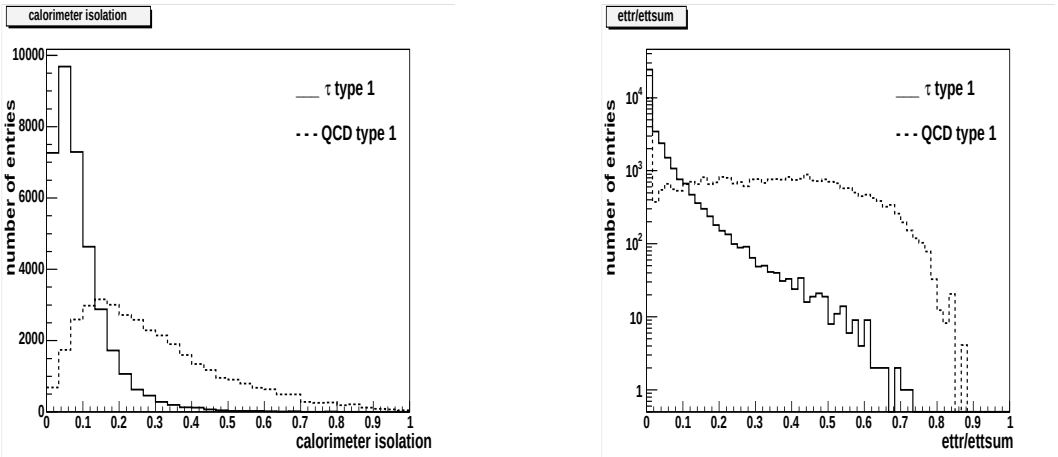


Figure 5.6: *Variables* **iso** *et* **ettr/ettsum** *pour les candidats de type 1.*

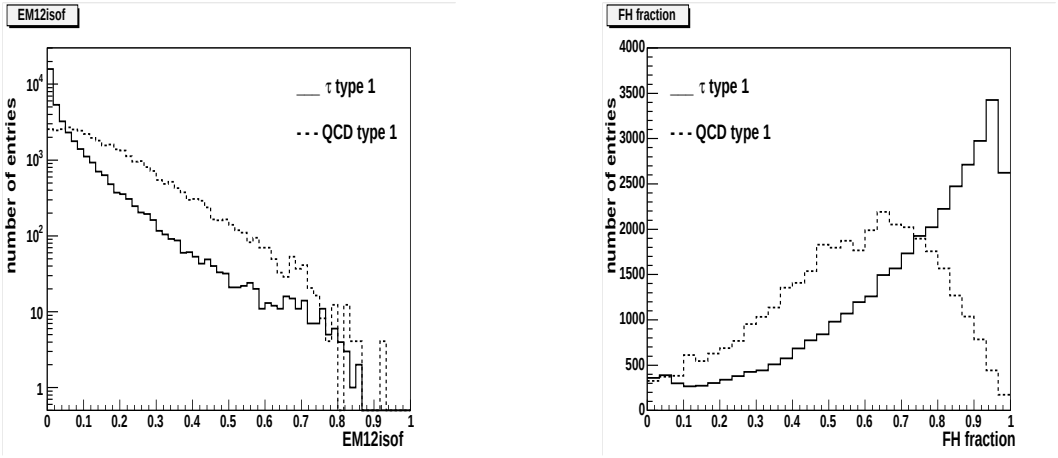


Figure 5.7: *Variables* **EM12isof** *et* **FH** *pour les candidats de type 1.*

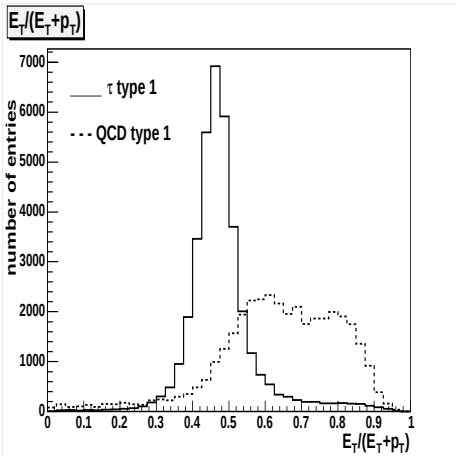


Figure 5.8: *Variable* $\mathbf{E_T^\tau/(E_T^\tau + p_T^{\tau trk^1})}$ *pour les candidats de type 1.*

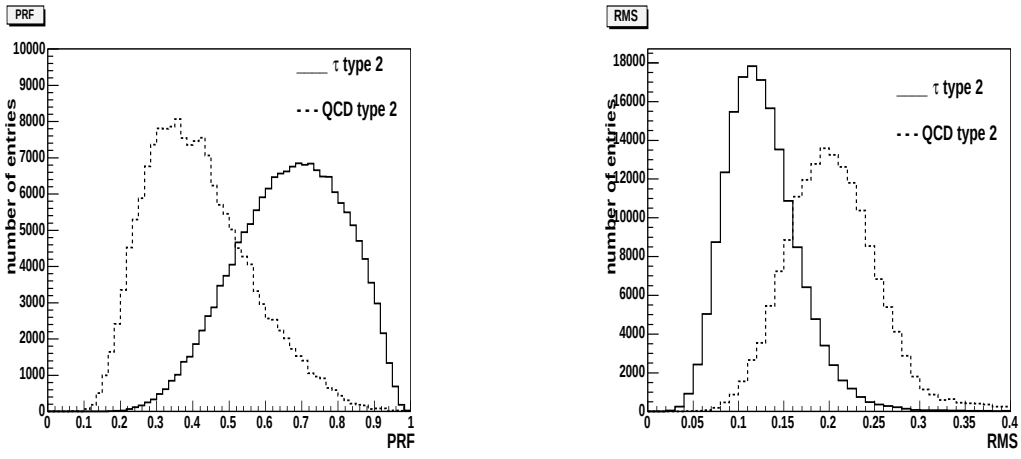


Figure 5.9: *Variables* **prf** *et* **rms** *pour les candidats de type 2.*

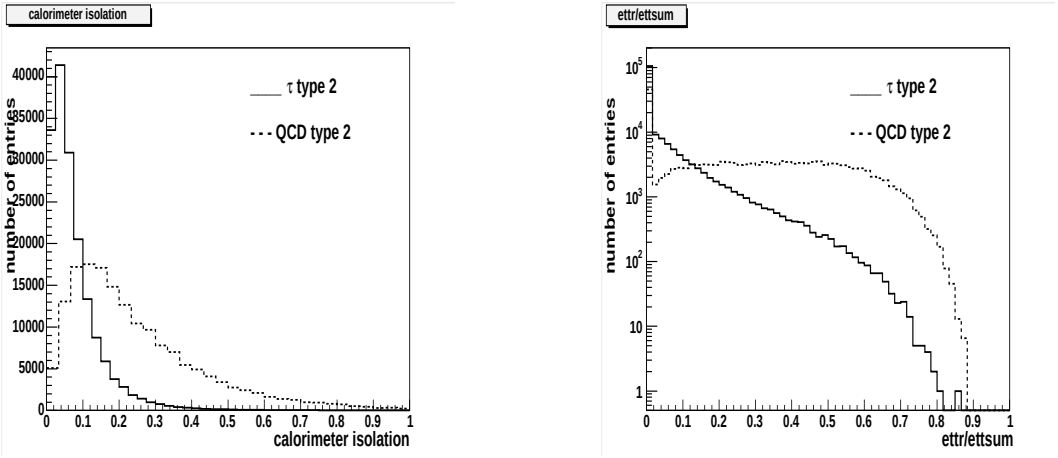


Figure 5.10: *Variables* **iso** *et* **ettr/ettsum** *pour les candidats de type 2.*

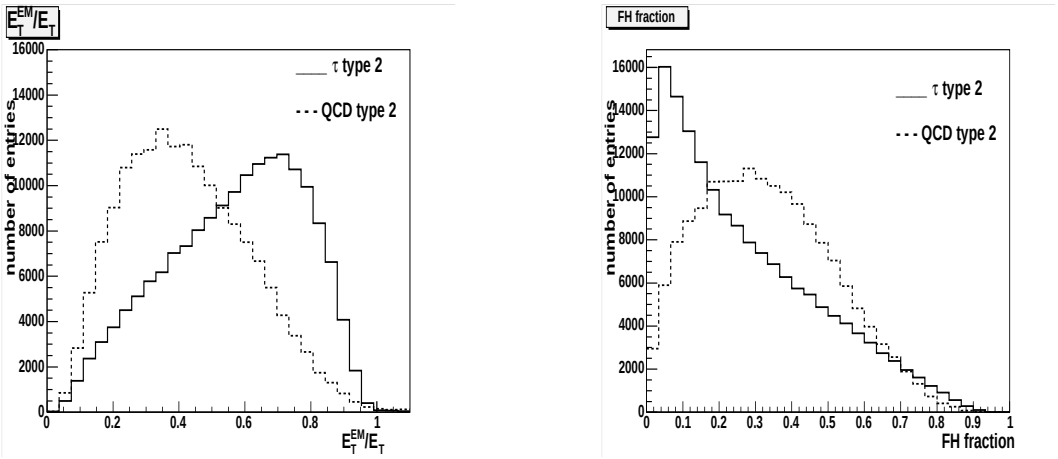


Figure 5.11: *Variables* $\mathbf{E_T^{EM}/E_T}$ *et* **FH** *pour les candidats de type 2.*

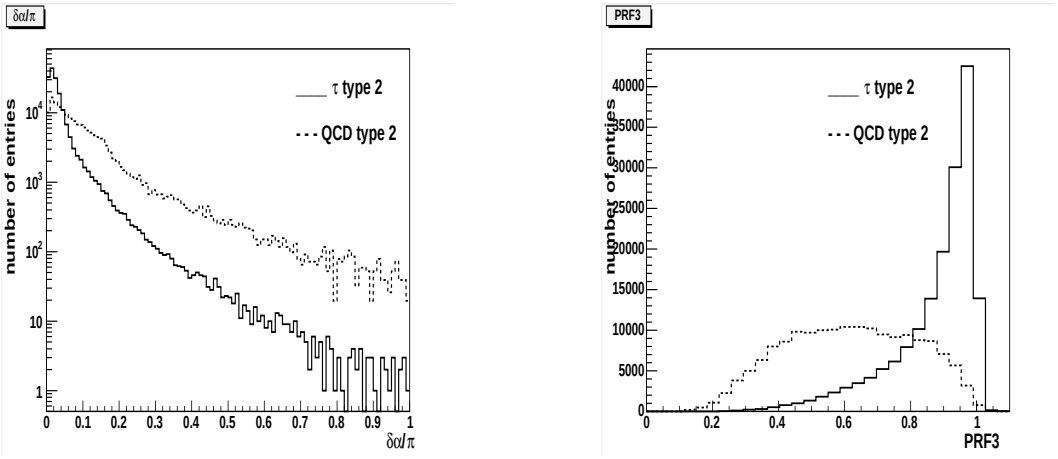


Figure 5.12: *Variables* $\delta\alpha/\pi$ *et* **prf3** *pour les candidats de type 2.*

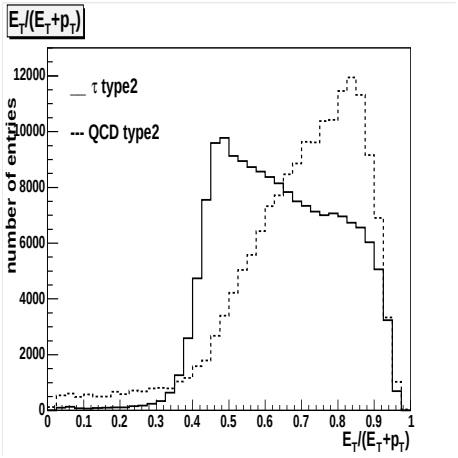


Figure 5.13: *Variable* $\mathbf{E_T^\tau/(E_T^\tau + p_T^{\tau trk_1})}$ *pour les candidats de type 2.*

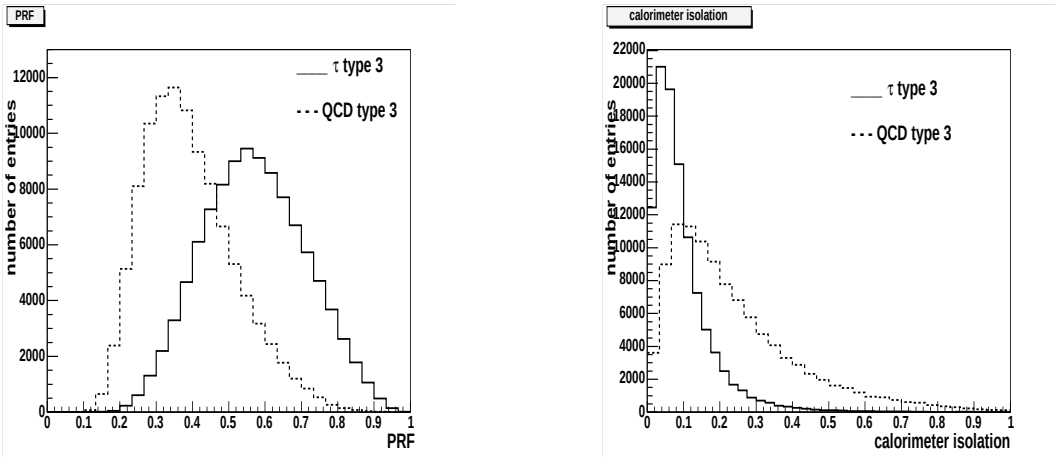


Figure 5.14: *Variables* **prf** *et* **iso** *pour les candidats de type 3.*

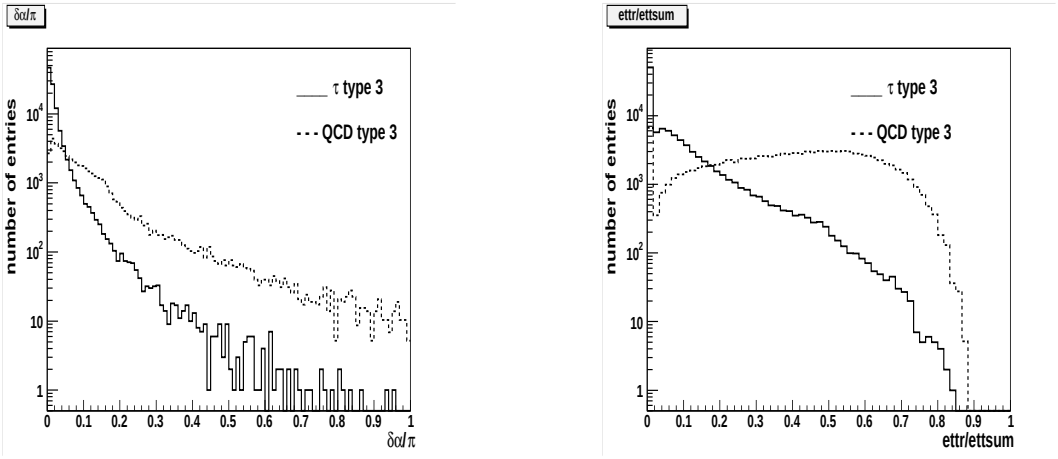


Figure 5.15: *Variables* $\delta\alpha/\pi$ *et* **ettr/ettsum** *pour les candidats de type 3.*

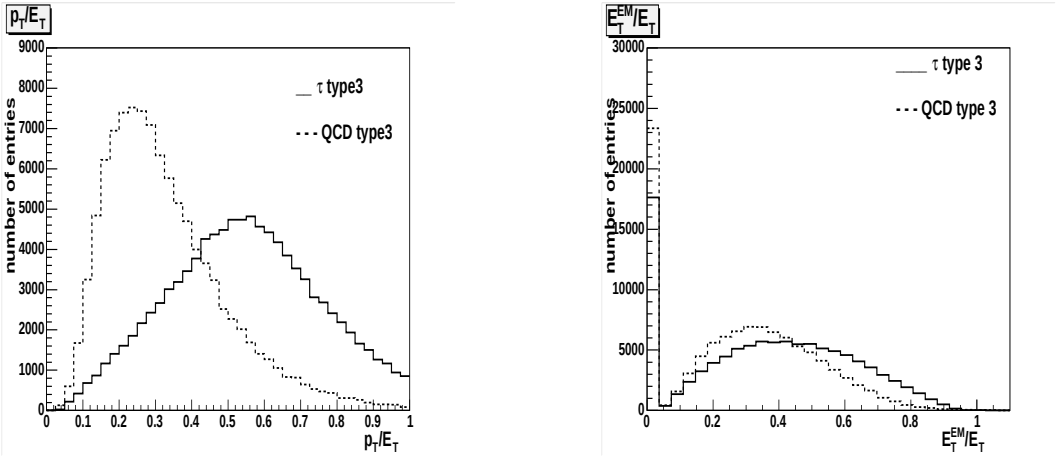


Figure 5.16: *Variables* $\mathbf{p_T^{trk}/E_T}$ *et* $\mathbf{E_T^{EM}/E_T}$ *pour les candidats de type 3.*

## 5.5 Principe de fonctionnement des réseaux de neurones

Les réseaux de neurones artificiels sont des modèles mathématiques inspirés des structures cérébrales du système nerveux humain. Un des objectifs est de discerner des processus particuliers, noyés parmi d'autres, à partir de diverses variables qui les caractérisent, de la même façon que la perception du monde extérieur chez l'être humain n'est pas immédiate mais passe par le biais de réceptions et transmissions de signaux par des neurones.

### 5.5.1 Structure du réseau de neurones

Le réseau de neurones considéré est composé de trois types de couches de neurones (cf figure 5.17) :

- Une couche d'entrée composée de N neurones n'ayant pas de fonction d'entrée et qui accepte donc comme signaux les N variables $A_i$, caractérisant les processus physiques à étudier, normalisées entre 0 et 1;
- Une ou plusieurs couches cachées;
- Une couche de sortie dont le nombre de neurones correspond au nombre de processus à caractériser.

La propagation du signal d'une couche à une autre s'effectue par un système de poids $W_{ij}$ de telle façon que chaque neurone de la couche suivante reçoive le signal :

$$A_j = \sum_{i=1}^{N} W_{ij} S_i$$

$S_i$ est le signal de sortie d'un neurone de la couche précédente.
Les neurones des couches cachées soumettent le signal à une fonction d'entrée, généralement une fonction sigmoïde $F(A_j + B_j) = 1/(1 + \exp(-(A_j + B_j)))$ où $B_j$ est un seuil

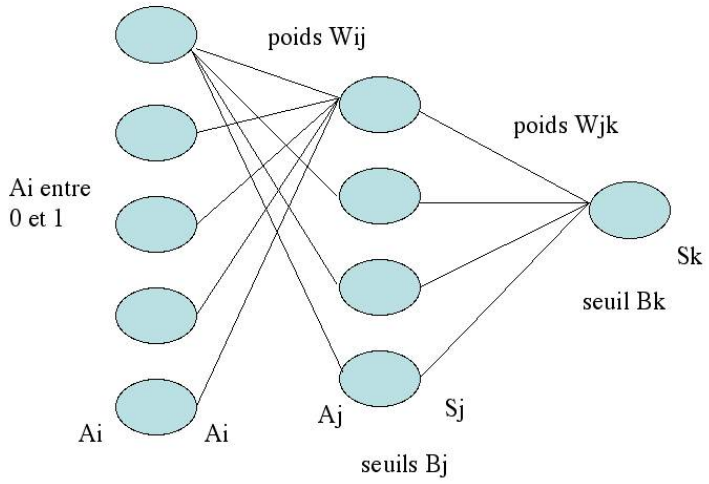


Figure 5.17: *Structure d'un réseau de neurones possédant une seule couche cachée et un seul neurone de sortie.*

que l'on ajoute au signal pour optimiser la fonction sigmoïde. Celle-ci a pour fonction de ramener les signaux entre 0 et 1 et de corriger l'évolution des poids. Les neurones des couches cachées recoivent donc également en entrée des signaux ramenés entre 0 et 1.

### 5.5.2 Entraînement et validation du réseau

On souhaite que le neurone de la couche de sortie caractérise un processus physique, c'est à dire établisse une réponse de sortie égale à 1 pour ce processus et à 0 pour le bruit de fond. Sans entraînement les poids et les seuils sont initialisés de façon aléatoire; il n'y a donc *a priori* aucune raison pour que les sorties soient cohérentes. Il faut donc entraîner le réseau en lui présentant des échantillons correspondant à chaque processus, afin d'établir un système final de poids et de seuils, le "kernel", permettant de caractériser chaque processus.

Une des méthodes les plus courantes consiste à rectifier les poids d'après l'erreur qu'ils ont générée et d'après la sensibilité de la sortie à ces poids et ces seuils. C'est la règle d'apprentissage appelée rétropropagation du gradient. La correction des poids et des seuils s'effectue d'abord entre la couche de sortie et la dernière couche cachée, puis en remontant à travers les couches jusqu'à la couche d'entrée.

En fonction de l'erreur $E_j$ établie pour un neurone de sortie $j$ :

$$E_j = (S_j^t - S_j) \times (S_j(1 - S_j) + fse)$$

les poids entre la couche de sortie et la dernière couche cachée sont corrigés :

$$W_{ij} = W_{ij} + \eta S_i E_j$$

$S_j^t$ est le signal de sortie désiré et $S_j$ le signal calculé, $\eta$ est le paramètre d'apprentissage, généralement choisi égal 0.2. Le facteur $S_j(1 - S_j)$ est en fait la dérivée $F'(A_j + B_j)$ de

la sigmoïde qui est la fonction d'entrée du neurone $j$. Elle permet d'amplifier l'erreur calculée, lorsque le signal de sortie $S_j$ est différent de 0 ou 1. La valeur de la dérivée de la sigmoïde est dans ces cas non nulle et permet de corriger la réponse du neurone qui est encore indéterminée. La valeur du $fse$ (flat spot elimination) est généralement mise à zéro mais peut être activée pour permettre une évolution plus rapide des poids du réseau.
Pour un neurone caché $i$, l'erreur devient :

$$E_i = \sum_{j=1}^{N_j} (W_{ij} E_j) \times (S_i(1 - S_i) + fse)$$

La somme permet de tenir compte des erreurs de la couche suivante pondérées par les poids $W_{ij}$.
Les seuils $B_i$ sont également corrigés :

$$B_i = B_i + \eta E_i$$

Le calcul de la sortie du réseau et la mise à jour des poids pour tous les échantillons d'entraînement constitue un cycle. Plusieurs cycles sont nécessaires pour entraîner un réseau. Entre deux cycles le mélange des échantillons est nécessaire afin de permettre une nouvelle correction des poids à chaque cycle.

Afin de vérifier que le réseau de neurones ne fonde pas son apprentissage sur des corrélations ou des propriétés particulières au lot d'entraînement, on ajoute à chaque cycle une étape de validation. La réponse de sortie du réseau est calculée à chaque cycle pour un échantillon d'événements non utilisés dans l'entraiñement. On peut alors calculer l'erreur $E = S^{calcul} - S^{attendu}$ où $S$ est le signal de sortie du réseau pour chacun des lots d'entraînement et de validation. Si l'erreur sur le lot d'apprentissage reste stable ou décroît, alors que l'erreur de validation augmente, le réseau perd sa capacité à identifier le processus de façon générale. On dit qu'il devient "stupide". L'étude de l'évolution de l'erreur $E$ permet d'éviter un surentraînement du réseau. Une fois l'apprentissage du réseau de neurones fini, l'ensemble des poids et biais est sauvegardé.

## 5.6 Stratégies d'entraînement des réseaux de neurones

### 5.6.1 Entraînement

Nous avons utilisé un programme de réseau neuronal codé dans le langage C++, sous l'interface de programmation ROOT [58]. Les propiétés et performances de ce réseau de neurones ont été étudiées dans la référence [59]. Il a été mis en évidence dans une étude d'identification de rayons $\gamma$ à l'aide d'un télescope Čerenkov que ce réseau neuronal permet de sélectionner les processus avec une forte significance en comparaison à d'autres réseaux de neurones, notamment pour une coupure centrale ($NN > 0.5$) sur la réponse de sortie du réseau.

Plusieurs lots de variables et stratégies ont été envisagés pour identifier les taus dans leurs modes hadroniques.

| variable d'entrée | $NN(QCD)_1$ | $NN(QCD)_2$ | $NN(QCD)_3$ |
|---|---|---|---|
| prf | oui | oui | oui |
| iso | oui | oui | oui |
| ettr/ettsum | oui | oui | oui |
| EM12isof | oui | non | non |
| $\delta\alpha/\pi$ | non | oui | oui |
| $p_T^{\tau trk^1}/E_T(R=0.3)$ | oui | non | non |
| $p_T^{\tau trk^1}/E_T(R=0.5)$ | non | oui | oui |
| $\sqrt{E^{trk}E^{EM}}/E_T$ | non | oui | oui |

Table 5.2: *Variables d'entrée des réseaux de neurones entraînés sur du bruit de fond QCD (NN(QCD)) utilisées pour la première certification. (oui/non = la variable est/n'est pas utilisée)*

### Choix des variables d'entrée

Le choix des variables a été effectué minutieusement en considérant l'amélioration du rapport signal sur bruit après chaque ajout de variable. Le pouvoir discriminant d'une variable a également été considéré après coupure sur la valeur de sortie du réseau de neurones. Une variable a été ajoutée au réseau si elle offrait encore un pouvoir séparateur après coupure, c'est à dire si la distribution du bruit de fond n'était pas déjà semblable à celle du signal. Un premier lot de variables ainsi déterminé a été retenu pour une première certification et insertion dans le code de DØ [60]. Il s'agit des variables regroupées dans le tableau 5.2. Un deuxième lot de variables, regroupé dans le tableau 5.4 a conduit à une deuxième certification [61]. L'amélioration est décrite sur les figures 5.19 qui représentent l'efficacité du signal en fonction de l'efficacité du bruit de fond. Nous avons également tenté de discerner les variables les plus discriminantes en remplaçant une à une leur valeur par la valeur moyenne du bruit de fond et en leur affectant également l'écart type du bruit de fond. Cette étude ne nous a pas permis d'isoler des variables plus discriminantes que les autres, les réseaux offrant des réponses relativement stables vis à vis de ces changements.

### Lots d'entraînement

Le lot de signal a été généré avec *PYTHIA* et consiste de 100 000 "single taus", c'est-à-dire non issus d'un processus physique spécifique. Seules les désintégrations hadroniques ont été retenues. Pour le bruit de fond, des données réelles ont été utilisées. Des événements avec un candidat tau et un muon identifié à l'intérieur d'un jet ont été retenus avec les contraintes suivantes : $\Delta\phi(\mu, \tau_{cand}) > 0.7$, le candidat tau et le muon doivent être de même charge. Les critères de non-isolation du muon et d'égalité des charges sont imposés afin de sélectionner des processus de type QCD. La séparation angulaire $\Delta\phi(\mu, \tau_{cand}) > 0.7$ est imposée afin de séparer les deux objets. L'accord entre processus QCD simulé et lot de données sélectionné a été vérifié dans [60].

| variable d'entrée | $NN(QCD)_1$ | $NN(QCD)_2$ | $NN(QCD)_3$ | $NN_e$ |
|---|---|---|---|---|
| prf | oui | oui | oui | oui |
| iso | oui | oui | oui | non |
| ettr/ettsum | oui | oui | oui | non |
| EM12isof | oui | non | non | non |
| RMS | oui | oui | non | oui |
| $E_T^\tau/(E_T^\tau + p_T^{\tau trk^1})$ | oui | oui | non | oui |
| FH | oui | oui | non | non |
| prf3 | non | oui | non | non |
| $E_T^{EM}/E_T$ | non | oui | oui | non |
| $\delta\alpha/\pi$ | non | oui | oui | oui |
| $p_T^{\tau trk^1}/E_T(R=0.5)$ | non | non | oui | non |
| $\|\eta\|/3.$ | oui | oui | oui | non |

Table 5.3: *Variables d'entrée des réseaux de neurones entraînés sur du bruit de fond QCD ($NN(QCD)$), et du réseau de neurones entraîné pour différencier les taus hadroniques des électrons ($NN(e)$, décrit dans la partie 5.7). (oui/non = la variable est/n'est pas utilisée).*

### Configuration des réseaux

Plusieurs configurations de réseaux de neurones ont également été testées. Le nombre de couches cachées et de neurones cachés a été modifié. Aucune amélioration notable n'a été constatée. Une configuration simple où le nombre de noeuds cachés est égal au nombre de noeuds d'entrée a été retenue. Le nombre de cycle utilisé est d'environ 1000 et se situe bien après la stabilisation de l'erreur d'entraînement. L'utilisation d'un seul réseau avec trois neurones de sortie a également été étudiée, chaque neurone de sortie devant établir une réponse par rapport à un mode de décroissance spécifique. Le premier neurone devait ainsi établir une réponse pour $\tau \to \pi\nu_\tau$, le deuxième pour $\tau \to \pi(n \geq 1)\pi^0\nu_\tau$, le dernier pour $\tau \to 3\pi(n \geq 0)\pi^0\nu_\tau$. Certains événements du signal n'étant cependant pas classifiés dans une des trois catégories, ce mode d'entraînement n'a pas été retenu.

### Stratégies d'entraînement

Plusieurs stratégies d'entraînement ont également été envisagées. Les premiers entraînements ont été effectués pour un mode de désintégration spécifique, en utilisant l'information du Monte-Carlo. Trois réseaux de neurones indépendants ont été développés : un pour chacun des trois modes de désintégrations principaux ($\tau \to \pi\nu_\tau$, $\tau \to \pi(n \geq 1)\pi^0\nu_\tau$, $\tau \to 3\pi(n \geq 0)\pi^0\nu_\tau$). Un entraînement par type de taus a par la suite été considéré (types 1, 2 et 3, définis au paragraphe 5.3 ). Cette stratégie offre l'avantage de pouvoir mieux caractériser le bruit de fond. L'entraînement s'effectue en effet avec un lot de bruit de fond de même type que celui qu'on veut identifier. Cette façon de procéder offre des résulats similaires pour un même lot de variables. Sur la figure 5.18 est représenté l'évolution de l'efficacité du bruit de fond en fonction de celle du signal pour les deux types d'entraînements, celui par mode de décroissance et celui par type. Les courbes de per-

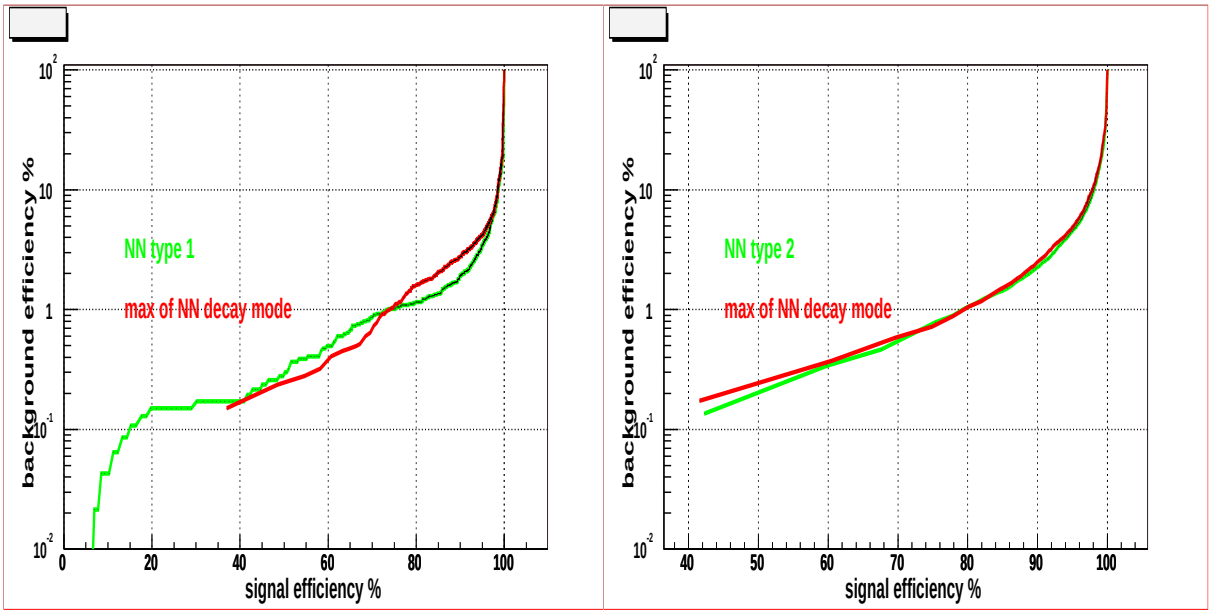


Figure 5.18: *Comparaison des efficacités de sélection du bruit de fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal pour deux méthodes d'entraînement différentes. En rouge est représenté l'allure pour un entraînement selon le mode de décroissance et en vert selon un entraînement par type. A gauche pour les taus de type 1 et à droite pour les taus de type 2.*

formances obtenues sont semblables. La deuxième méthode est cependant plus simple : selon le type du candidat tau la réponse de sortie du réseau est calculée. Dans le contexte d'entraînements destinés à identifier le tau selon un mode de désintégration spécifique, les trois sorties des réseaux de neurones doivent être calculées. La valeur maximale doit ensuite être considérée tout en prenant en compte que les efficacités d'identification des réseaux ne sont pas identiques pour une même coupure donnée.

Une stratégie d'entraînement par intervalles d'impulsion transverse et de zones en pseudo-rapidité a également été étudiée. Les figures 5.20 et 5.21 montrent en effet que pour une même coupure sur la réponse de sortie du réseau, l'efficacité de sélection est plus faible à basse impulsion transverse. Ces entraînements spécifiques n'ont pas montré d'améliorations significatives. Ce type d'entraînement n'a pas été considéré par la suite puisque la coupure de sortie du réseau peut être adaptée pour chaque gamme d'impulsion transverse. L'efficacité de sélection du bruit de fond étant également plus faible à bas $p_T$, il est possible de sélectionner des rapports signal sur bruit comparables pour différentes gammes d'impulsions transverses.

### 5.6.2 Efficacités

Les efficacités ont été calculées à partir des échantillons dits de validation, non utilisés pour l'entraînement. Ces efficacités peuvent être comparées à celles obtenues par des coupures séquentielles sur des variables similaires à celles employées comme variables d'entrée par les réseaux de neurones [62]. Le tableau 5.4 regroupe les résultats obtenus

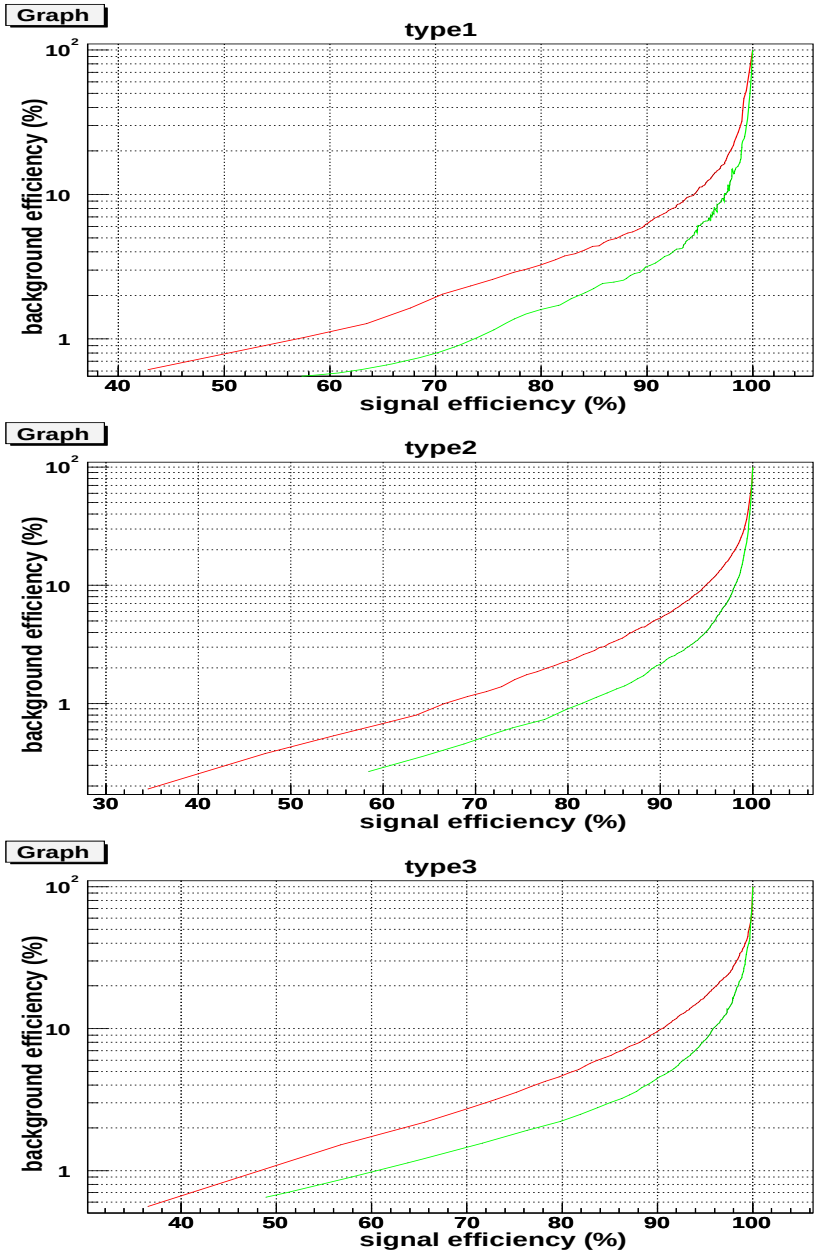


Figure 5.19: *Efficacité de sélection du bruit de fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal pour deux lots de variables d'entrée des réseaux de neurones. Le nouveau jeu de variable (vert) est plus performant que l'ancien (rouge).*

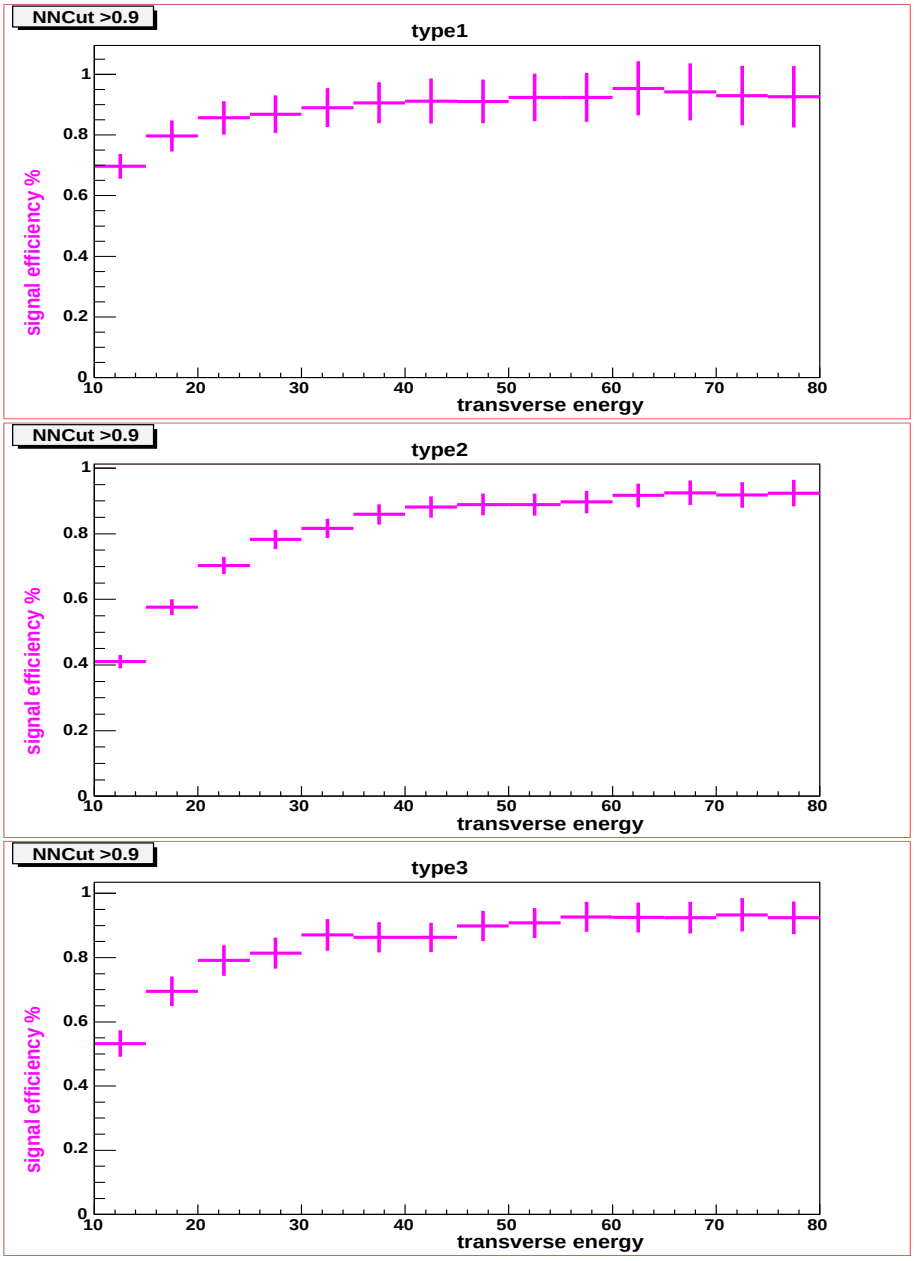


Figure 5.20: *Efficacité de sélection du signal en fonction de l'énergie transverse des taus pour chacun des types et une coupure de 0.9 sur les sorties des réseaux de neurones.*

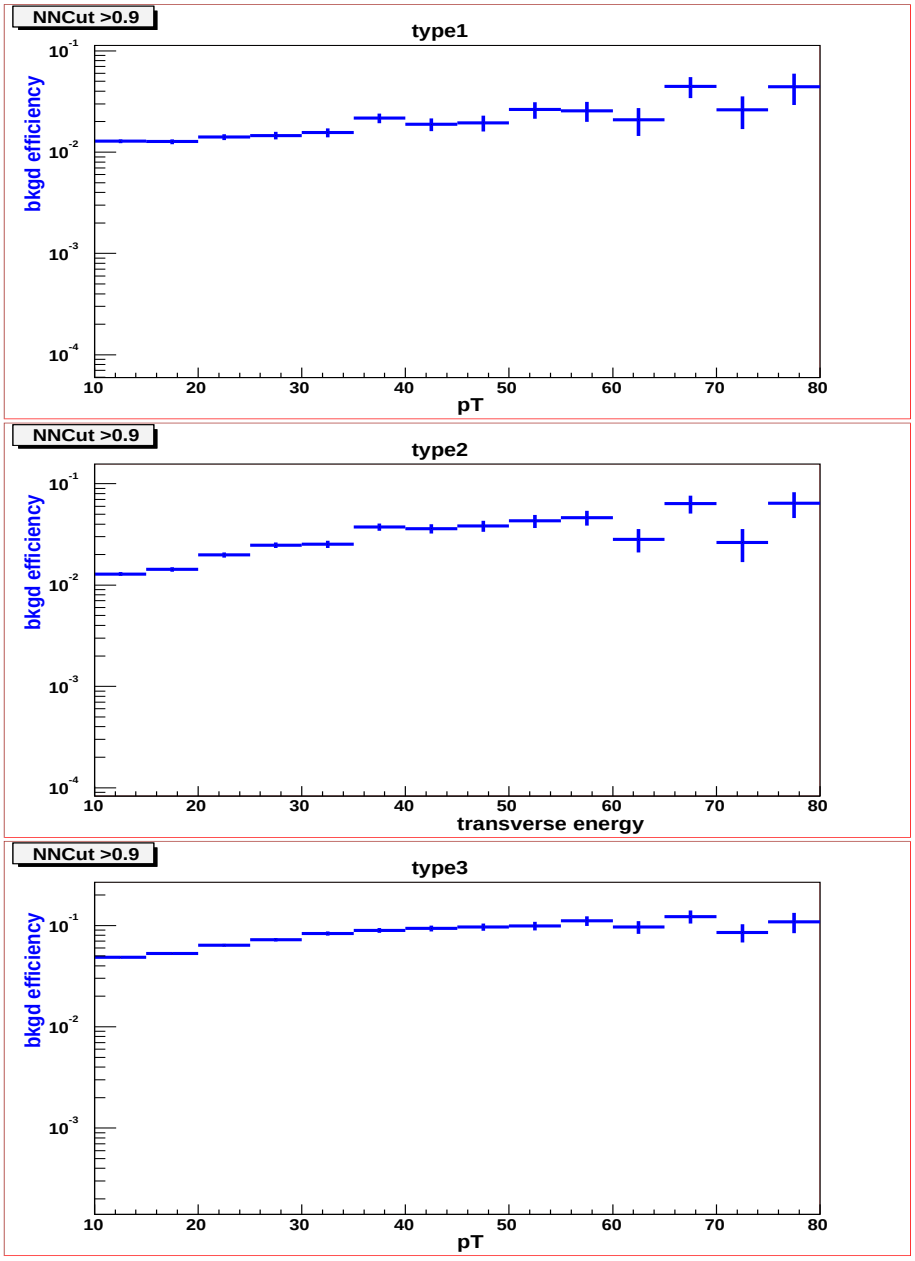


Figure 5.21: *Efficacité de sélection du bruit de fond en fonction de l'énergie transverse des taus pour chacun des types et une coupure de 0.9 sur les sorties des réseaux de neurones.*

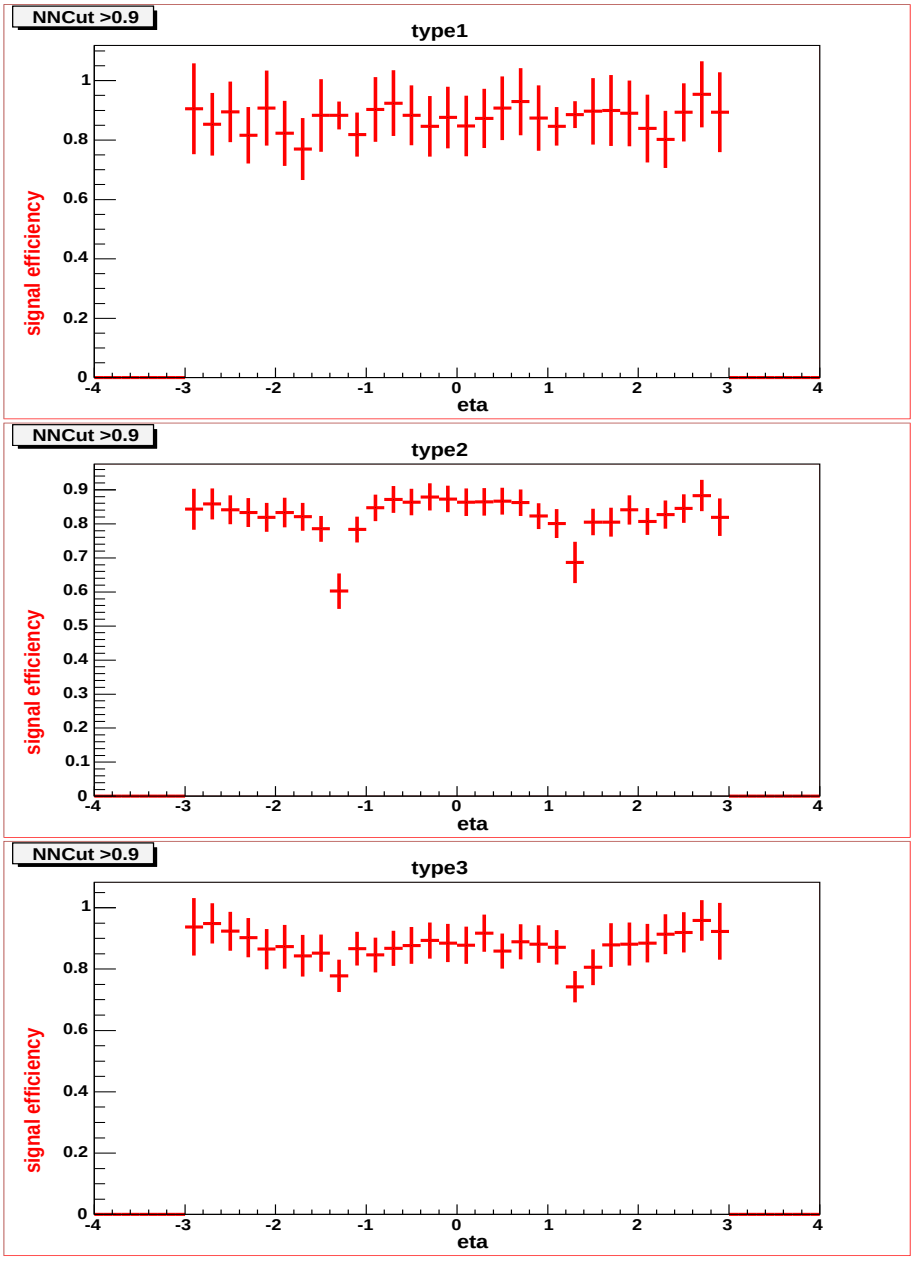


Figure 5.22: *Efficacité de sélection du signal en fonction de la pseudo-rapidité des taus pour chacun des types et une coupure de 0.9 sur les sorties des réseaux de neurones.*

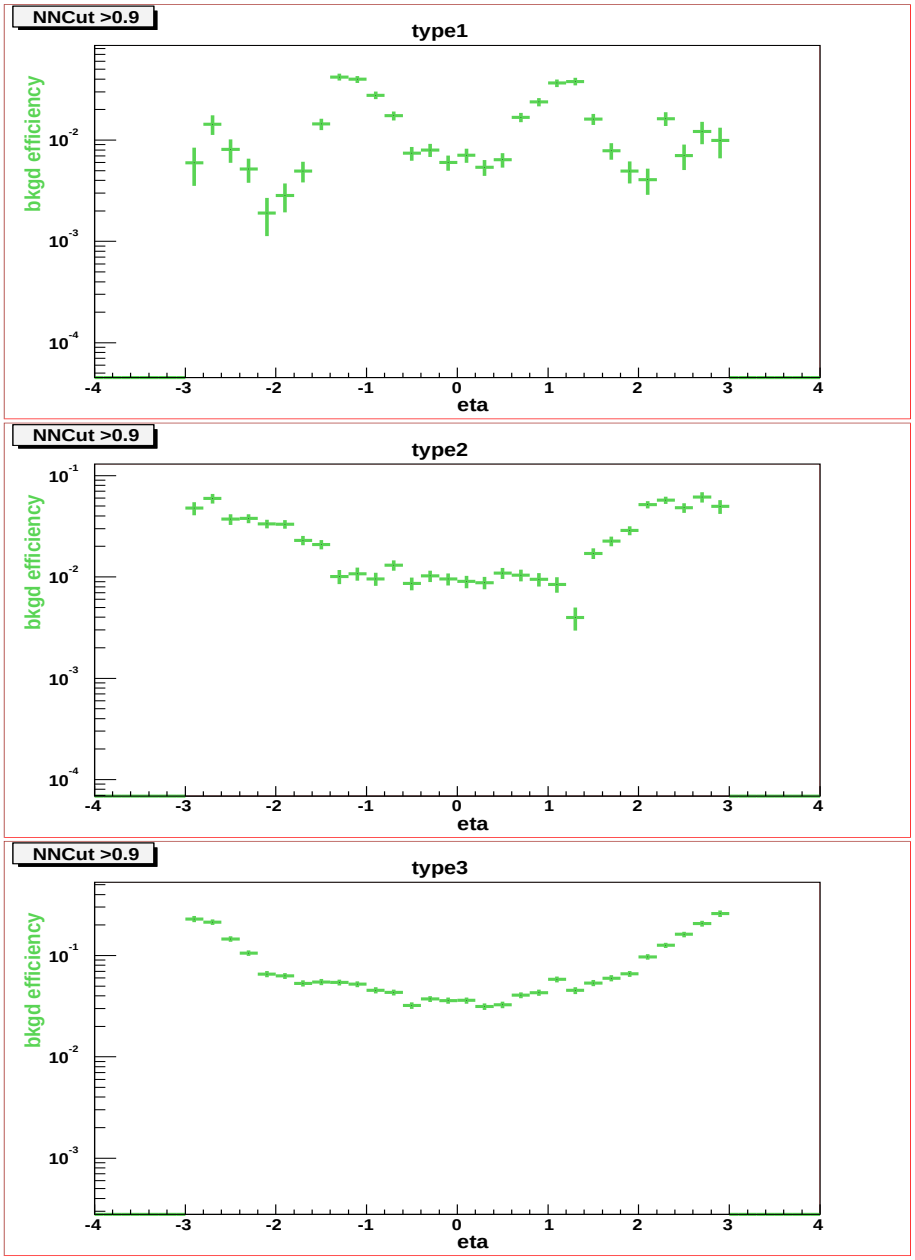


Figure 5.23: *Efficacité de sélection du bruit de fond en fonction de la pseudo-rapidité des candidats taus pour chacun des types et une coupure de 0.9 sur les sorties des réseaux de neurones.*

pour les trois types de désintégrations hadroniques du tau. Ces résultats sont obtenus pour le signal simulé $Z \rightarrow \tau\tau$ et sont donc caractéristiques de la gamme d'impulsion des taus issus de la désintégrations du Z, représentée sur la figure 5.24. Les efficacités obtenues pour des coupures séquentielles sont de l'ordre de 66.2% pour 10.3 % de bruit de fond QCD (taus de type 1), 67.6 % pour 11.4 % (taus de type 2) et 63.2 % pour 9.7% (taus de type 3) [60]. Les réseaux de neurones permettent donc de réduire le bruit de fond QCD d'un facteur 5 (candidats taus de type 1 et 2) et 2 (candidats taus de type 3) pour une même efficacité de signal.

| Coupure sur la sortie du réseau de neurones | efficacité $Z \rightarrow \tau\tau$ | efficacité données QCD |
|---|---|---|
| $NN(QCD)_1 > 0.8$ | 72.4 ± 0.2% | 3.0 ± 0.2% |
| $NN(QCD)_1 > 0.9$ | 61.9 ± 0.3% | 1.9 ± 0.2% |
| $NN(QCD)_1 > 0.95$ | 49.4 ± 0.3% | 1.2 ± 0.1% |
| $NN(QCD)_2 > 0.8$ | 74.3 ± 0.1 % | 4.1 ± 0.1% |
| $NN(QCD)_2 > 0.9$ | 64.6 ± 0.1 % | 2.5 ± 0.1 % |
| $NN(QCD)_2 > 0.95$ | 53.1 ± 0.1 % | 1.52 ± 0.07 % |
| $NN(QCD)_3 > 0.8$ | 63. ± 0.1% | 3.87 ± 0.08% |
| $NN(QCD)_3 > 0.9$ | 50.9 ± 0.1% | 2.54 ± 0.07% |
| $NN(QCD)_3 > 0.95$ | 37.8 ± 0.1% | 1.63 ± 0.05% |

Table 5.4: *Efficacités de sélection des candidats taus obtenues pour les trois coupures de référence, 0.8, 0.9 et 0.95 sur les réponses de sortie des réseaux de neurones. L'échantillon étudié est le processus $Z \rightarrow \tau\tau$.*

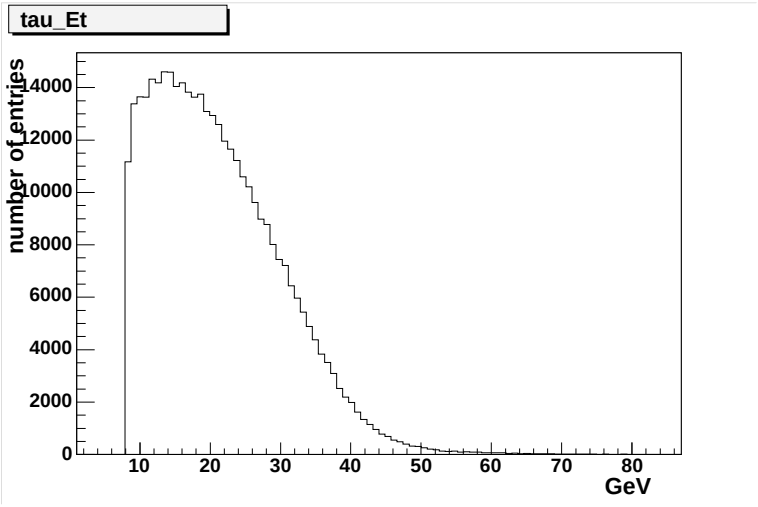


Figure 5.24: *Spectre en énergie transverse des taus hadroniques issus du processus $Z \rightarrow \tau\tau$.*

### 5.6.3 Corrélations

L'effet des coupures sur la sortie des réseaux de neurones a été vérifié en considérant les distributions des variables d'entrée après coupure sur la valeur de sortie des réseaux.

Les figures 5.25 à 5.27 montrent ainsi que pour des variables légérement corrélées, l'allure des distributions est respectée après coupure sur les réseaux de neurones.

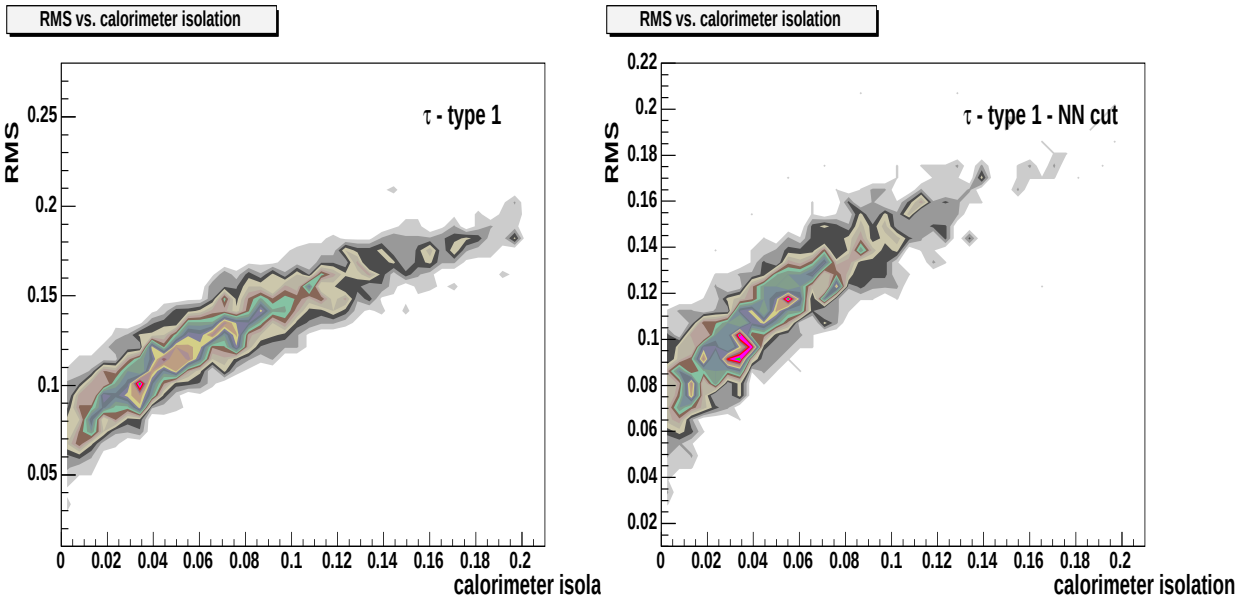


Figure 5.25: *Représentation à deux dimensions de la variable RMS en fonction de l'isolation calorimétrique pour des taus de type 1 sélectionnés dans du Monte-Carlo $Z \rightarrow \tau\tau$ avant et après coupure sur le réseau de neurone $NN(QCD)_1$.*

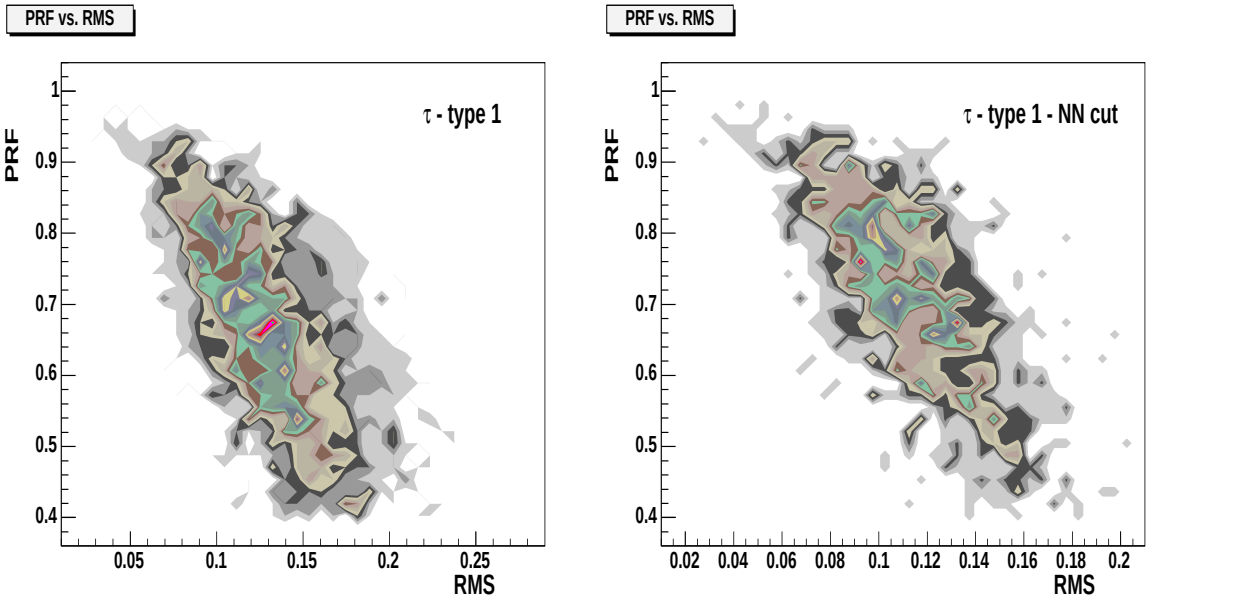


Figure 5.26: *Représentation à deux dimensions de la variable PRF en fonction de RMS pour des taus de type 1 sélectionnés dans du Monte-Carlo $Z \rightarrow \tau\tau$ avant et après coupure sur le réseau de neurone $NN(QCD)_1$.*

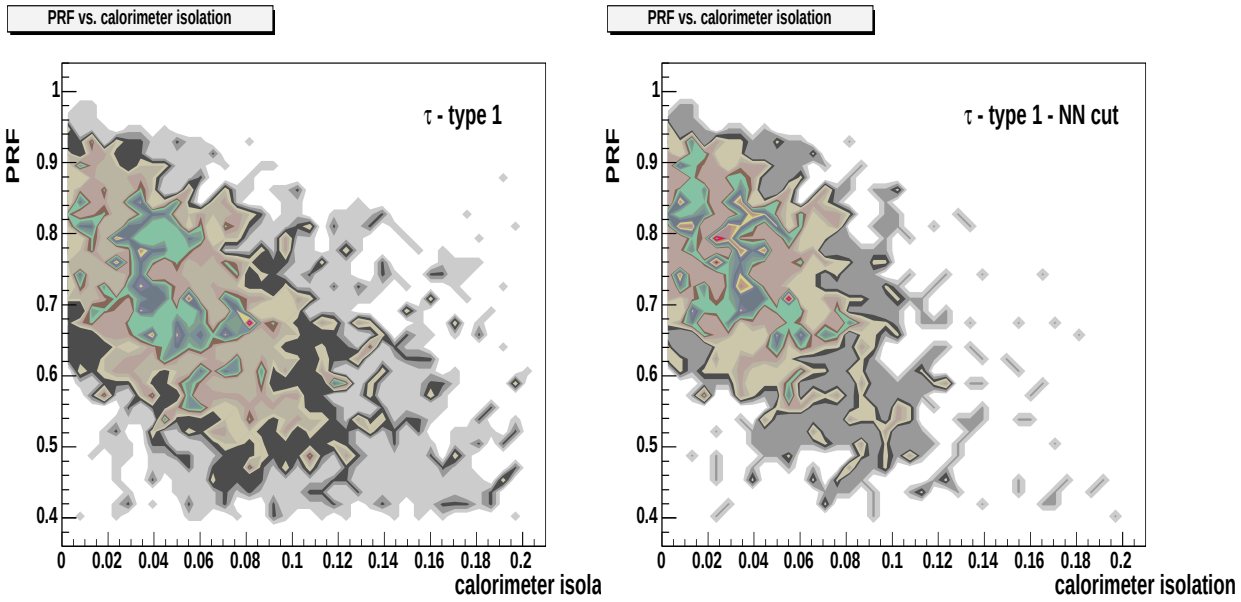


Figure 5.27: *Représentation à deux dimensions de la variable PRF en fonction de l'isolation calorimétrique pour des taus de type 1 sélectionnés dans du Monte-Carlo $Z \rightarrow \tau\tau$ avant et après coupure sur le réseau de neurone $NN(QCD)_1$.*

## 5.7 Réjection des électrons

Les électrons sont également caractérisés par des amas étroits et isolés dans le calorimètre et constituent donc un bruit de fond important pour les taus de type 2, qui sont caractérisés par l'existence de sous-amas électromagnétiques. Un réseau de neurones supplémentaire, noté $NN(e)$, a donc été développé afin de réduire ce bruit de fond. Il utilise également des variables décrivant le caractère étroit et isolé des taus, mais aussi des variables traduisant le rapport de l'énergie électromagnétique et de l'impulsion (E/p). L'utilisation de la fraction électromagnétique seule s'est avérée être peu efficace. Les pions chargés interagissent en effet dans 50% des cas dans le calorimètre électromagnétique, la fraction électromagnétique de la désintégration $\tau \rightarrow \pi(n \geq 1\,\pi^0)\nu_\tau$ peut donc être élevée. La présence de variables décrivant le caractère étroit et isolé des taus traduit le fait que les électrons sont encore plus isolés et étroits que les taus hadroniques. Cinq variables ont été retenues, qui permettent d'obtenir un rapport signal/bruit semblable dans la zone inter-cryostat et hors-cryostat du détecteur. Les variables d'entrée de ce réseau sont illustrées sur les figures 5.28 à 5.30. La figure 5.31 représente la courbe de performance obtenue. Une coupure $NN(e) > 0.9$ correspond à une efficacité de sélection du signal de l'ordre de 90%.

Afin d'évaluer l'efficacité du bruit de fond pour cette coupure, nous avons étudié des événements $Z \rightarrow e^+e^-$ dans les données. L'échantillon d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$ est obtenu en sélectionnant des événements de masse invariante di-électron caractéristique, $\mathrm{M} \in [81 - 101]$ GeV/c$^2$, où un des deux électrons doit vérifier le critère d'identification stricte afin d'augmenter la pureté de l'échantillon. Le deuxième électron est de critère lâche afin de pouvoir étudier le bruit de fond difficile à rejeter. Il est en effet aisé de re-

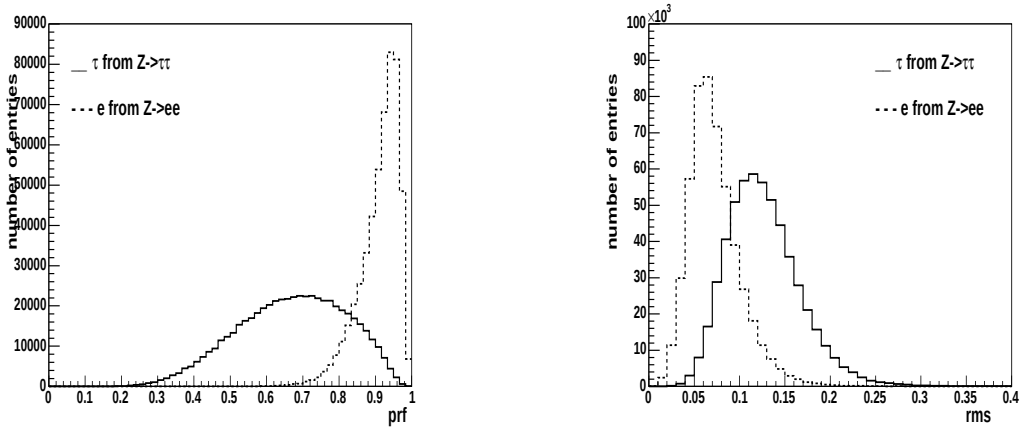


Figure 5.28: *Variables* **prf** *et* **rms** *pour les candidats taus de type 2 et des électrons reconnus comme candidats taus de type 2.*

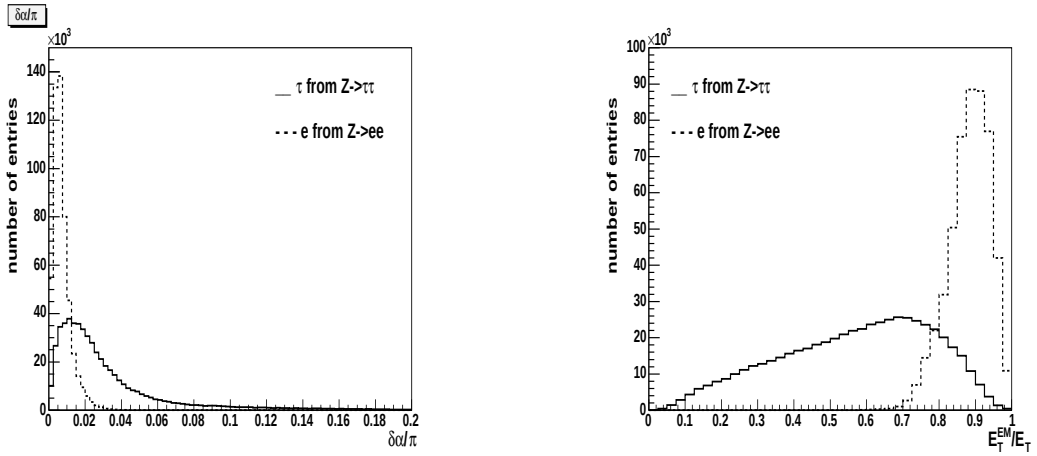


Figure 5.29: *Variables* $\delta\alpha/\pi$ *et* $\mathbf{E_T^{EM}/E_T}$ *pour les candidats taus de type 2 et des électrons reconnus comme candidats taus de type 2.*

jeter un électron de critère stricte grâce à des critères géométriques. L'électron de qualité lâche n'étant pas identifié comme électron ne peut pas être rejeté de cette façon.

Les figures 5.32 et 5.33 illustrent la méthode employée. La masse invariante de l'électron de qualité stricte et celui de qualité lâche est représentée en bleu. La masse invariante de ces deux électrons est ensuite représentée (figure 5.32) lorsque l'électron de qualité lâche vérifie les critères d'identification des taus hadroniques (NN>0.9) : 41.8 $\pm$ 0.6 % des électrons de qualité lâche sont reconnus comme tau hadronique. La figure 5.33 représente en marron la masse invariante des deux électrons lorsque l'électron lâche vérifie également $NN^e > 0.9$ : 7.2 $\pm$ 0.3 % des électrons lâches sont identifiés comme tau hadronique. Le taux d'électrons mal étiquetés en taus hadroniques est ainsi réduit d'un facteur 6 en utilisant ce réseau de neurones spécifique.

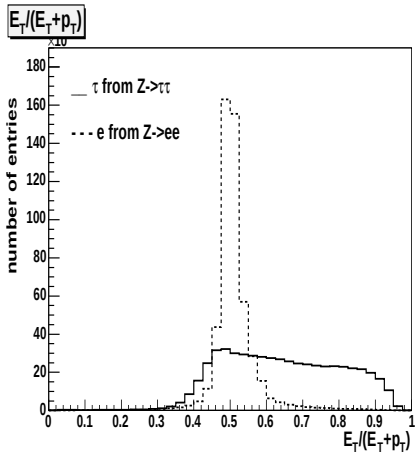


Figure 5.30: *Variables* $\mathbf{E_T^\tau/(E_T^\tau + p_T^{\tau trk_1})}$ *pour les candidats taus de type 2 et des électrons reconnus comme candidats taus de type 2.*

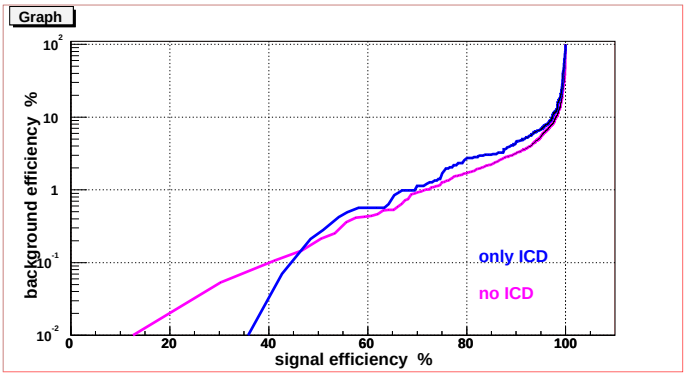


Figure 5.31: *Courbe de performance du réseau de neurones* $NN(e)$ *destiné à rejeter le bruit de fond des électrons.*

## 5.8 Contamination muonique

Les muons déposant également une part de leur énergie dans le calorimètre, ils peuvent mimer un tau, particulièrement dans les situations où ils émettent par rayonnement un photon de haute énergie. Une variable développée par les auteurs de [61] est utilisée pour réduire cette contamination. Cette variable, notée $\mathcal{R}_\mu$, caractérise le dépôt d'énergie dans la partie hadronique de granulosité grossière, soit, $\mathcal{R}_\mu = (E^\tau - E_{CH}^{trk})/p_T^{trk}$. $E^\tau$ est l'énergie visible déposée par le tau dans le calorimètre, $E_{CH}^{trk}$ l'énergie hadronique déposée dans une fenêtre 5×5 autour de la trace dans la partie hadronique grossière du calorimètre et $p_T^{trk}$ l'impulsion transverse de la trace associée au tau. La coupure $\mathcal{R}_\mu = (E^\tau - E_{CH}^{trk})/p_T^{trk} > 0.7$ est utilisée. Les muons vont en effet déposer plus d'énergie dans la partie hadronique extérieure du calorimètre que les taus hadroniques.

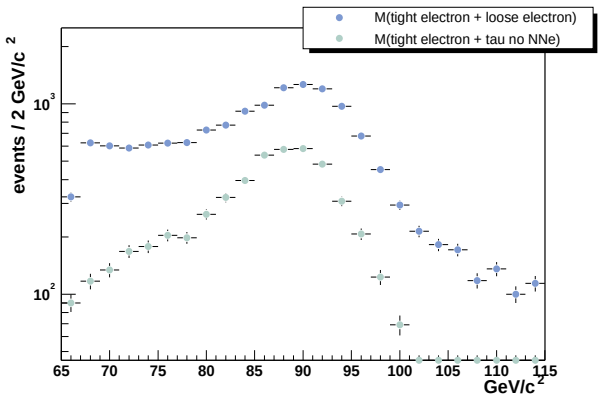


Figure 5.32: *Masse invariante de deux électrons de qualités stricte et lâche : avant (points noirs) et après (points verts) application d'une coupure* $NN(QCD) > 0.9$ *sur l'électron de qualité lâche.)*

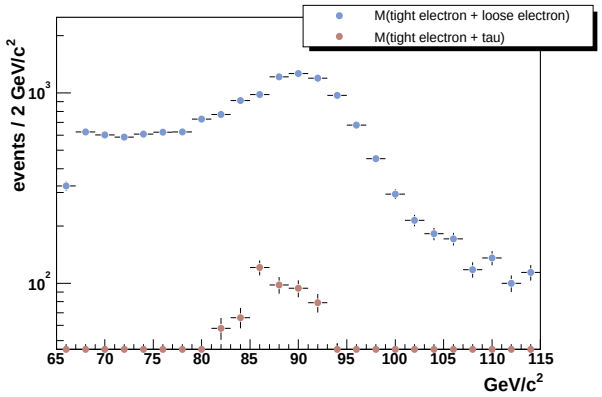


Figure 5.33: *Masse invariante de deux électrons de qualités stricte et lâche : avant (points noirs) et après (points marrons) application d'une coupure* $NN(QCD) > 0.9$ *et* $NN(e) > 0.9$ *sur l'électron de qualité lâche.*

## 5.9 Evaluation de la performance de reconstruction des taus à l'aide du canal $Z \to \tau\tau \to \tau_{hadr}\mu$

### 5.9.1 Introduction

Une étape importante, préalable à toute analyse de données, a été de sélectionner des désintégrations hadroniques de taus dans les données afin de valider la méthode d'identification utilisant les réseaux de neurones. Une des sources importantes de taus au Tevatron est le processus $Z/\gamma^* \to \tau^+\tau^-$. Nous avons donc cherché à sélectionner un lot de données enrichi en événements de ce processus. La présence d'un muon dans l'état final ($Z \to \tau\tau \to \mu\tau_{hadr}$) a été requise afin d'utiliser le système de déclenchement des muons et de s'affranchir du fait que l'expérience DØ n'est pas encore dotée d'un système de déclenchement au premier niveau sélectionnant les taus hadroniques. Ce processus peut cependant difficilement être sélectionné par des coupures sur la masse invariante du

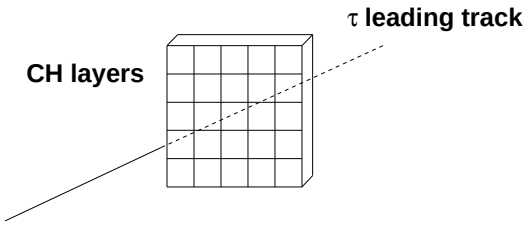


Figure 5.34: *Schématisation du dépôt d'énergie de la trace principale du tau dans une fenêtre 5×5 autour de la trace dans la partie hadronique de granulosité grossière.*

Z, contrairement aux processus $Z \to e^+e^-$ ou $Z \to \mu^+\mu^-$. En effet du fait de la présence de neutrinos parmi les produits de désintégration du tau, une partie de l'énergie est emportée. Une méthode d'approximation colinéaire ne peut également pas être envisagée, puisque le boson Z est essentiellement produit au repos au Tevatron. Les taus sont alors émis dos à dos et l'énergie manquante ne peut pas être projetée sur les directions des taus afin de corriger l'énergie perdue et reconstruire la masse invariante du Z. Il est donc difficile de créer un échantillon d'événements $Z \to \tau\tau \to \mu\tau_{hadr}$ suffisamment pur pour évaluer directement l'efficacité d'identification. Notre étude du processus $Z \to \tau\tau \to \mu\tau_{hadr}$ s'est donc décomposée en deux étapes. Nous avons créé un lot de données enrichi en $Z \to \tau\tau \to \mu\tau_{hadr}$ et avons estimé son contenu en $Z \to \tau\tau \to \mu\tau_{hadr}$. A l'aide de cet échantillon nous avons ensuite estimé l'efficacité de reconnaissance ainsi que le facteur correctif d'efficacité des réseaux de neurones dans les données par rapport à la simulation.

### 5.9.2 Création d'un lot enrichi en $Z \to \tau\tau \to \mu\tau_{hadr}$

#### 5.9.2.1 Coupures

Les paires de $\mu$-$\tau$ sont sélectionnées si elles sont produites avec une différence d'angle azimuthal $\Delta\phi_{\mu\tau} > 2.7$ afin de caractériser le fait que le boson $Z$ est majoritairement produit au repos au Tevatron. Une coupure sur la masse invariante $\mu$-$\tau$ est également employée, $30 < m_{\mu\tau} < 70$ GeV/c$^2$ , calculée en utilisant l'énergie calorimétrique du tau. Une coupure sur la masse invariante transverse de l'énergie transverse manquante et du muon est appliquée, $M_T(\mu, met) < 20$ GeV/c$^2$ pour réduire la contamination du processus $W \to \mu\nu$ +jet (voir figure 5.35). Les figures 5.35 illustrent également les distributions $\Delta\phi_{\mu\tau}$ et $m_{\mu\tau}$ pour le processus $Z \to \mu\tau_{hadr}$. Ces coupures permettent respectivement de sélectionner les taus avec des efficacités cumulées de $79.4 \pm 0.3\%$, $70.7 \pm 0.3\%$ et $52.6 \pm 0.3\%$. Les candidats $\tau$ et le muon doivent également posséder les impulsions transverses minimales suivantes : $p_{T_\tau} > 7$ GeV/$c$, $p_{T_\mu} > 14$ GeV/$c$. Le muon sélectionné doit également vérifier un critère d'isolation : $\Sigma_{0.5}(p_T) < 2.5$ GeV et $\Sigma_{halo}(E_T) < 2.5$ GeV, où $\Sigma_{0.5}(p_T)$ désigne la somme des impulsions transverses des traces contenues dans un cône $R = 0.5$ autour du muon et $\Sigma_{halo}(E_T)$ la différence des sommes des énergies transverses des clusters indentifiés dans des cônes de rayon $R = 0.4$ et $R = 0.1$. Les événements ne sont sélectionnés que s'ils contiennent un seul muon ($n_\mu = 1$) afin de réduire la contribu-

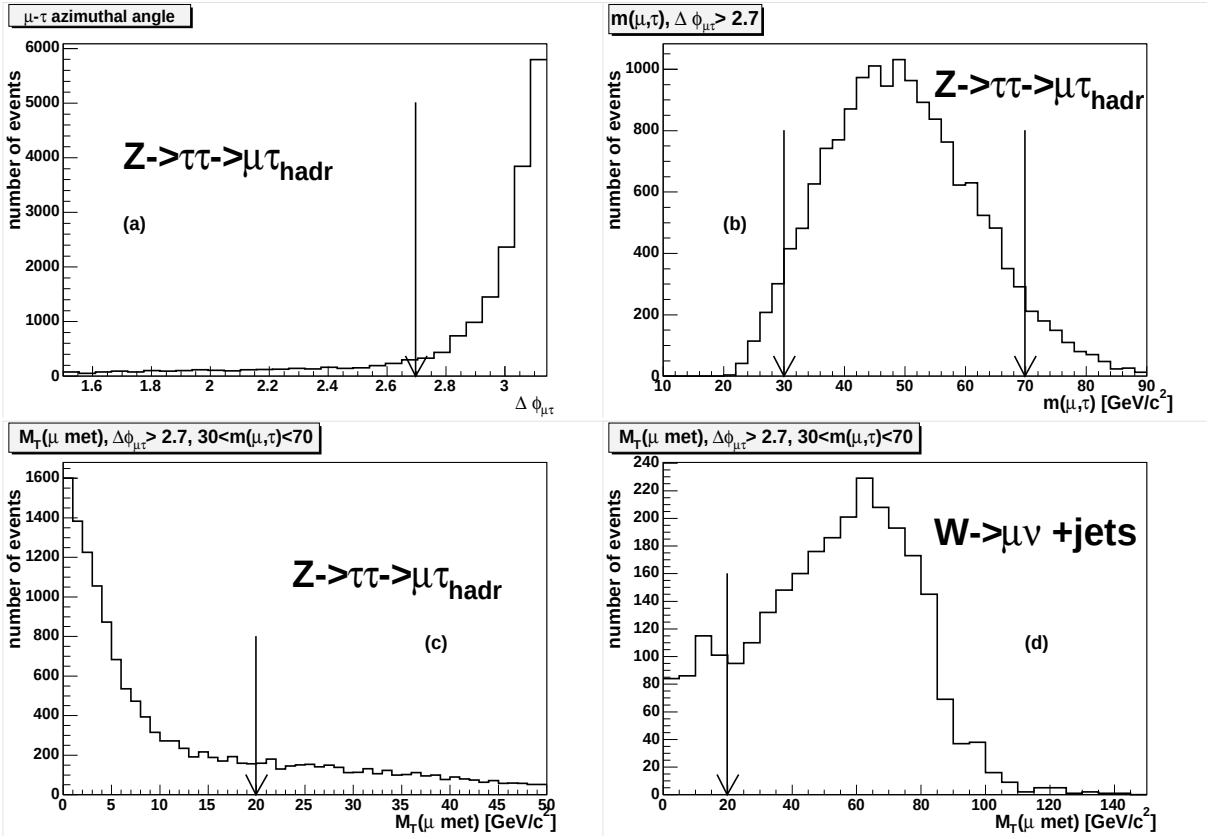


Figure 5.35: *Coupures de présélection du signal $Z \rightarrow \tau_{hadr}\mu$. (a) : différence d'angle azimuthal $\Delta\phi(\mu\tau)$ entre le muon et le tau. (b) : Masse invariante $m_{\mu\tau}$. (c) : masse transverse $M_T(\mu, met)$ du muon et de l'énergie transverse manquante pour le signal $Z \rightarrow \tau_{hadr}\mu$. (d) : $M_T(\mu, met)$ pour le bruit de fond $W \rightarrow \mu\nu + jets$.*

tion du processus $Z \rightarrow \mu\mu$. La coupure sur la variable $\mathcal{R}_\mu$, décrite précédemment (voir paragraphe 5.9.2.3), est également appliquée afin de réduire la contamination muonique. La contribution $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu e$ est quant à elle réduite en appliquant le réseau de neurones électron sur les candidats tau et en rejetant les événements où le candidat tau se situe dans la région du détecteur inter-cryostat.

Dans un premier temps nous n'avons considéré que les taus de type 1 et 2. Les jets de quarks et de gluons sont en effet majoritairement reconnus en tant que type 3. Il est donc plus difficile de créer un échantillon pur du fait du bruit de fond important. L'ajustement a cependant été effectué également pour les trois types de taus est peut être consulté en annexe.

#### 5.9.2.2 Ajustement

Le lot enrichi ainsi créé est divisé en deux sous-lots :

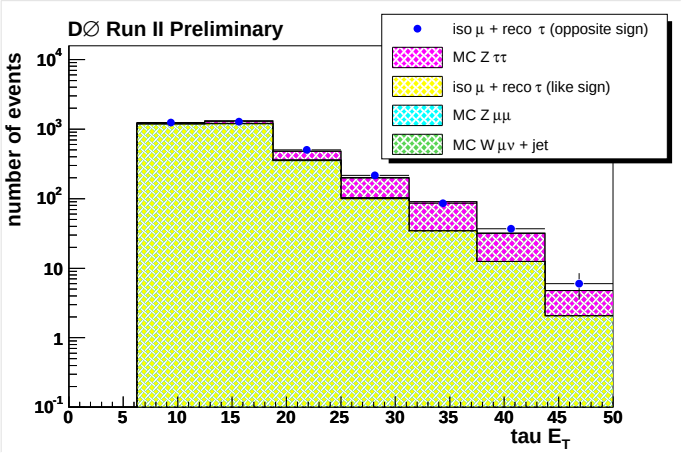


Figure 5.36: *Energie transverse des candidats taus.*

1) événements de charges opposés, contenant des événements $Z \rightarrow \tau_{hadr}\mu$ de même que des événements de processus QCD ainsi qu'une faible contribution d'événements des processus $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $W \rightarrow \mu\nu$ + jet.
2) événements où le muon et le candidat tau sont de même charge [4]. Ce sous-lot contient peu d'événements $Z \rightarrow \tau_{hadr}\mu$ et permet de décrire le processus QCD contenu dans le sous-échantillon 1).

Le lot de données de charges opposées, 1), peut donc être perçu comme étant la somme d'événements $Z \rightarrow \tau_{hadr}\mu$, $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, $W \rightarrow \mu\nu$+jet et QCD. Le contenu en événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $W \rightarrow \mu\nu$+jet a été estimé de façon indépendante comme décrit dans les parties 5.9.2.3 et 5.9.2.4. La répartition restante entre événements $Z \rightarrow \tau_{hadr}\mu$ et QCD a été estimée en ajustant les quatre contributions sur le spectre en impulsion des candidats taus du sous-lot de paires de charges opposées. La figure 5.36 illustre cet ajustement. Cet ajustement est obtenu en effectuant une minimisation du $\chi 2$ de la fonction $data - ES - Z(\mu,\mu) - Z(\tau,\tau) - W^{OS-ES}(\mu\nu + jet)$; l'erreur obtenue sur le contenu en taus est de 11 %. Le contenu en taus du lot est estimé à 423 $\pm$ 46 événements. Les abréviations $ES$ (Equal Sign) et $OS$ (Opposite Sign) désignent les événements de charges égales et opposées.

Afin de vérifier l'exactitude de cette estimation, le résultat de l'ajustement a été appliqué à toutes les variables discriminantes pour la reconnaissance des taus dans leurs modes hadroniques et sur quelques variables cinématiques permettant de caractériser le processus $Z \rightarrow \tau_{hadr}\mu$. Les figures 5.39 à 5.44 montrent l'accord obtenu pour les variables d'entrées des réseaux de neurones et les figures 5.37 et 5.38 les distributions du spectre en $p_T$ du muon, de la différence d'angle azimuthal $\Delta\phi_{\mu met}$. L'angle $\Delta\phi_{\mu met}$ doit être faible pour le processus $Z \rightarrow \tau_{hadr}\mu$ puisque deux neutrinos accompagnent la désintégration leptonique du tau contre un seul dans le cas d'une désintégration hadronique. Les taus étant émis dos à dos, l'énergie manquante doit être dirigée selon la direction du muon.

[4] La charge du candidat tau est celle de la trace principale.

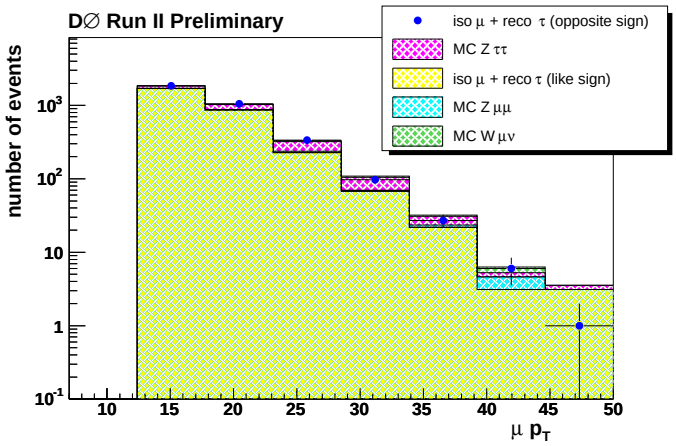


Figure 5.37: *Impulsion transverse du muon.*

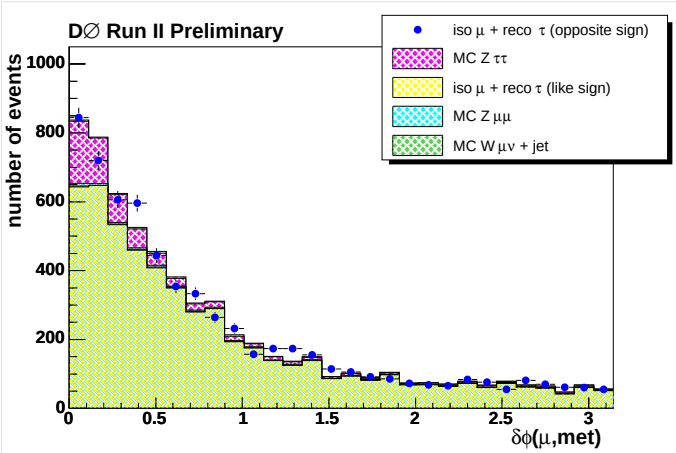


Figure 5.38: *Différence d'angle azimuthal entre le muon et l'énergie transverse manquante met, $\Delta\phi_{\mu met}$.*

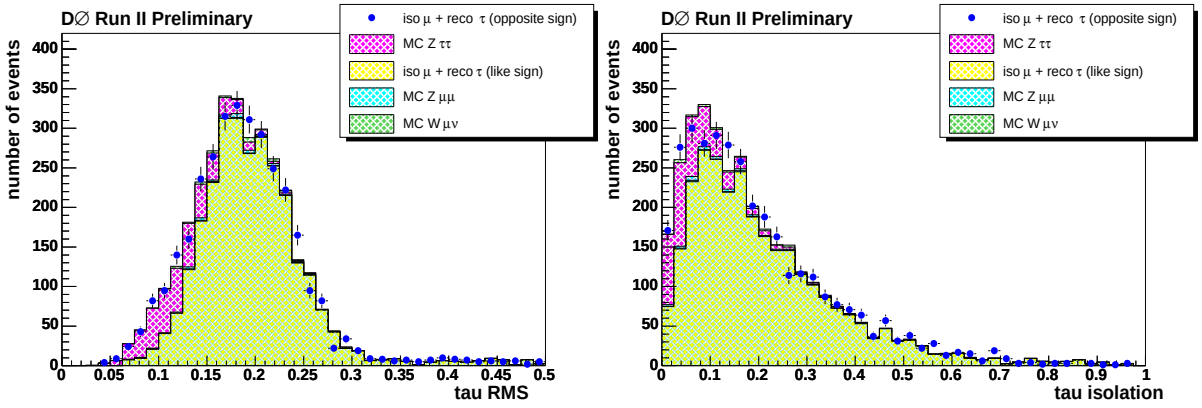


Figure 5.39: *A gauche, largeur du cluster calorimétrique, pondérée par les énergies transverses des tours qui le composent* $RMS = \sqrt{\Sigma \frac{\Delta\phi^2 E_{T_i}}{E_{T_i}} + \frac{\Delta\eta^2 E_{T_i}}{E_{T_i}}}$ *et à droite isolation calorimétrique* $(E_T(R=0.5) - E_T(R=0.3))/E_T(R=0.3)$.

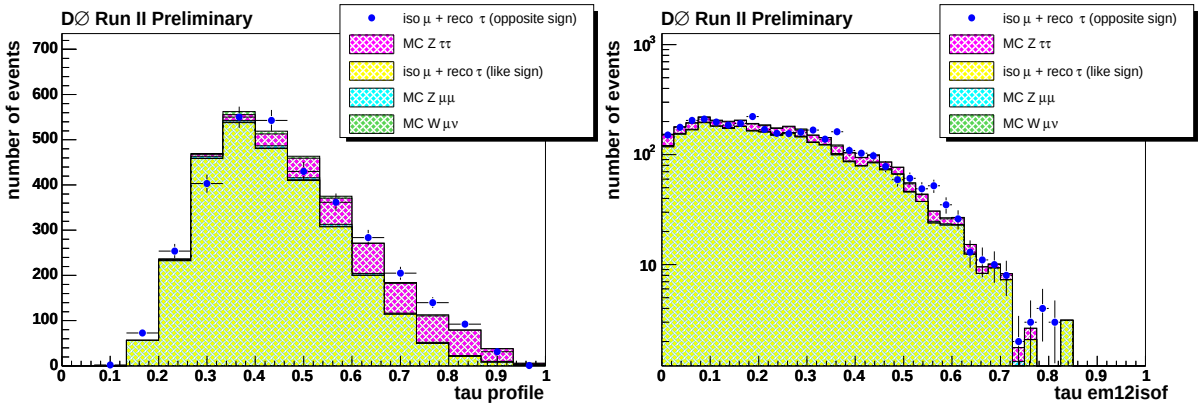


Figure 5.40: *A gauche variable profile,* $prf = (E_{T1} + E_{T2})/E_T$, *où* $E_{T1}$ *et* $E_{T2}$ *sont les énergies transverses des deux tours les plus énergétiques de l'amas. A droite EM12isof est la fraction d'énergie des deux premières couches du calorimètre dans un cône de rayon* $R = 0.5$.

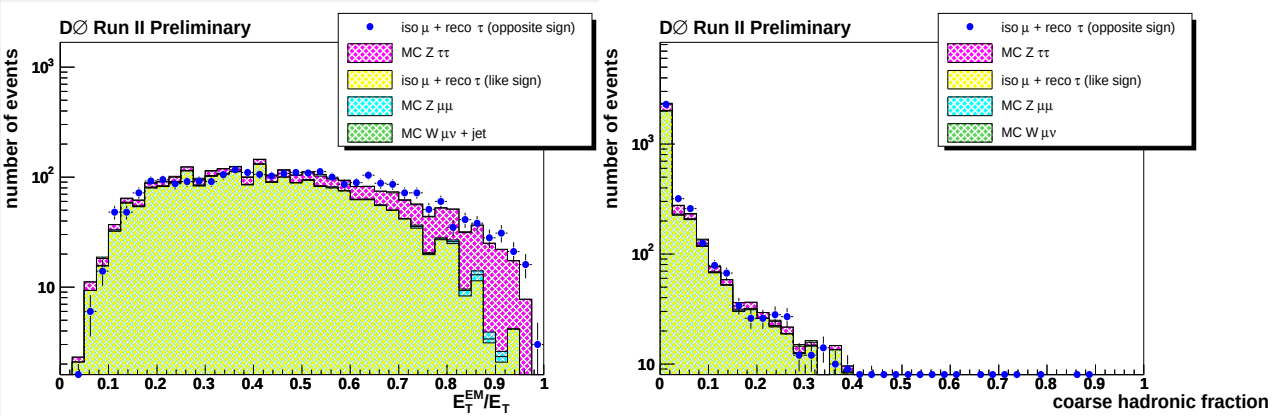


Figure 5.41: *Fractions d'énergie transverse électromagnétique ($E_T^{EM}/E_T$) à gauche et hadronique grossière de l'amas calorimétrique à droite.*

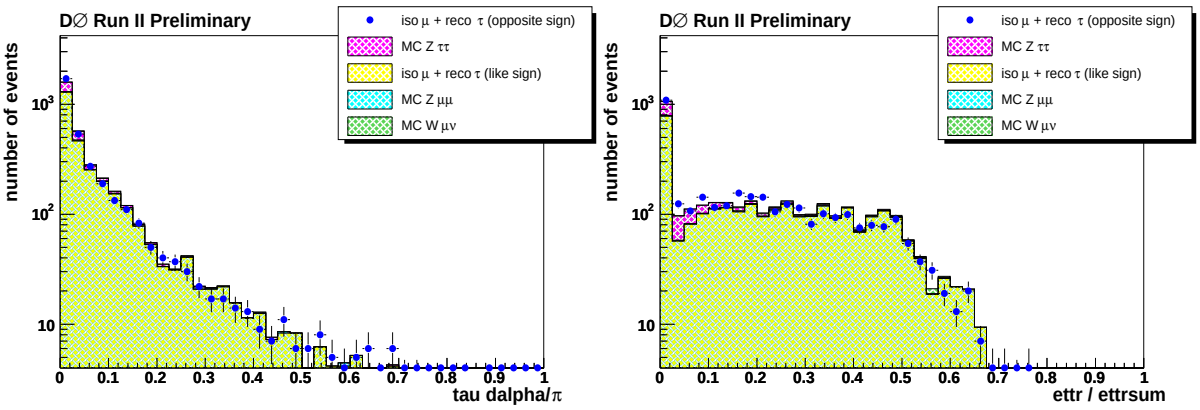


Figure 5.42: *A gauche variable $\delta\alpha/\pi$ et à droite variable ettr/ettsum.*

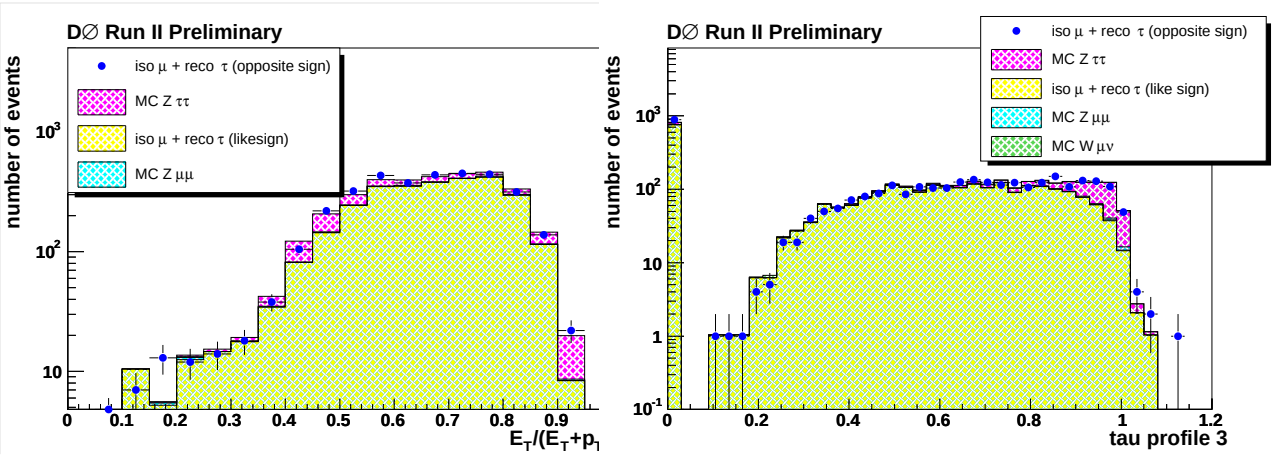


Figure 5.43: *A gauche variable $E_T^\tau/(E_T^\tau + p_T^{trk})$ et à droite variable prf3.*

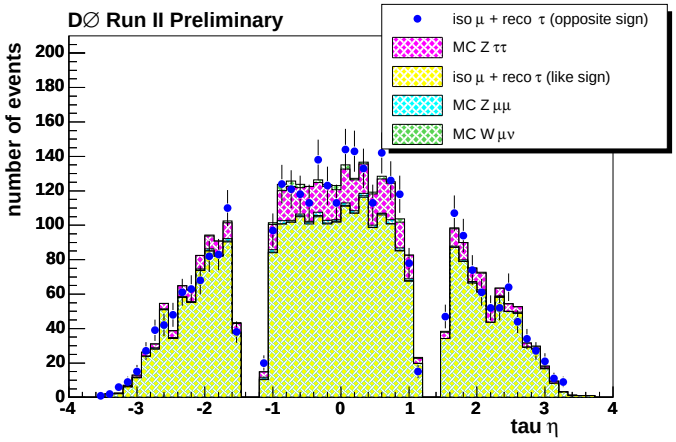


Figure 5.44: *Pseudo-rapidité $\eta$ des candidats taus.*

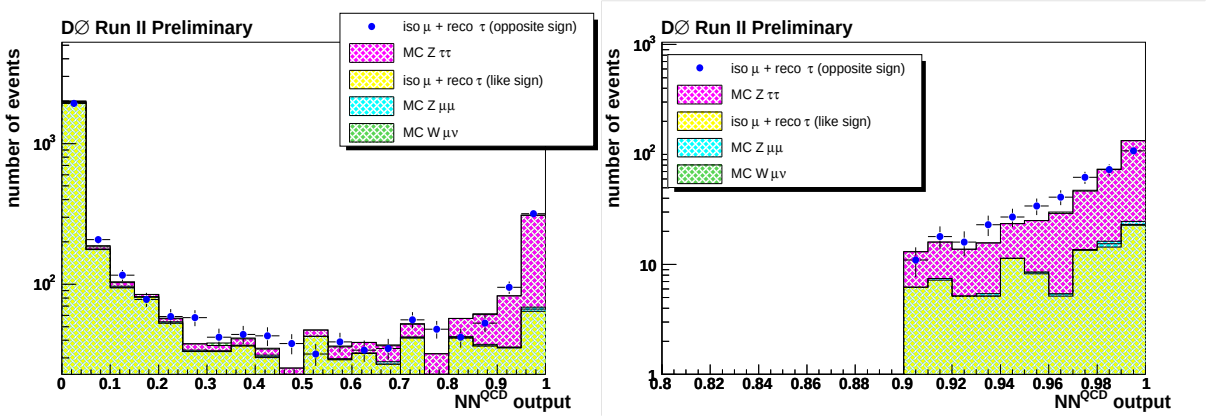


Figure 5.45: *Réponses de sortie des réseaux de neurones entraînés pour rejeter le bruit de fond QCD: La valeur de $NN^1(QCD)$ est employée pour les candidats de type 1 et $NN^2(QCD)$ pour les candidats de type 2.*

| | MC $Z \to \mu\mu$ 15 - 60 | MC $Z \to \mu\mu$ 60 - 130 |
|---|---|---|
| coupures de préselection + $M_{\mu\tau_{trk}} \in$ [81,101] | 1.4 ± 1.2 | 227 ± 36 |
| coupures de préselection | 83 ± 9.1 | 287 ± 17 |
| + $\mathcal{R}_\mu > 0.7$ | 62 ± 7.9 | 57 ± 7.5 |
| + $n_\mu < 2$ | 32 ± 5.6 | 10 ± 3.2 |
| + $NN(QCD) > 0.9$ | 2.5 ± 1.6 | 2.5 ± 1.6 |

Table 5.5: *Nombre d'événements sélectionnés dans le Monte-Carlo $Z \to \mu\mu$ et normalisé au nombre d'événements observés dans les données (coupure de préselection + $M_{\mu\tau_{trk}} \in$ [81,101]) avec un seul muon reconstruit et l'autre muon identifié en tant que candidat tau.*

#### 5.9.2.3 Estimation du contenu $Z \to \mu^+\mu^-$

Afin de pouvoir estimer le nombre d'événements $Z \to \mu^+\mu^-$, où un seul muon est reconstruit dans l'événement et le second est reconstruit en tant que candidat tau, nous avons considéré la masse invariante du muon et de la trace associée au tau. Le nombre d'événements dans la fenêtre de masse correspondant au processus $Z \to \mu^+\mu^-$ (i.e $M_{\mu\tau_{trk}} \in$ [81,101] GeV/$c^2$) est utilisée comme valeur de référence [5] et permet d'ajuster les contributions des échantillons Monte-Carlo $Z \to \mu^+\mu^-$. L'estimation de ce nombre dans la fenêtre de masse est effectuée lorsque toutes les coupures de présélection destinées à enrichir l'échantillon en $Z \to \tau_{hadr}\mu$ sont appliquées, sauf celles destinées à réduire la contribution $Z \to \mu\mu$ ($n_\mu = 1$, $R_\mu > 0.7$). Comme représenté sur la figure 5.46 un ajustement exponentiel est utilisé pour soustraire le bruit de fond dans la fenêtre de masse du processus $Z \to \mu\mu$. Cet ajustement conduit à une estimation de 227 ± 36 événements situés dans la région $M_{\mu\tau_{trk}} \in$ [81,101] GeV/$c^2$. Les échantillons Monte-Carlo à disposition nous indiquent que la contribution totale d'événements $Z \to \mu\mu$ au niveau de coupures de présélection doit être de 287 ± 17 ($M_{\mu\mu} \in$ 60-130 GeV/$c^2$) plus 83 ± 9 ($M_{\mu\mu} \in$ 15-60 GeV/$c^2$). La contribution du processus $M_{\mu\mu} \in$ 15-60 GeV/$c^2$ est estimée de façon relative au processus $M_{\mu\mu} \in$ 60-130 GeV/$c^2$ puisqu'aucun de ces événements n'est situé dans la fenêtre de masse où la contribution de $Z \to \mu\mu$ est visible dans les données. Ce nombre d'événements est donc calculé en normalisant le nombre d'entrée des fichiers et en prenant en considération le rapport des sections efficaces, $\sigma(Z \to \mu\mu\, 15-60)/\sigma(Z \to \mu\mu\, 60-130)$ = 1.7. La contribution totale d'événements $Z \to \mu\mu$ est donc estimée à 370 ± 28 événements pour 227 ± 36 identifiés dans la fenêtre de masse. Après application des coupures destinées à supprimer le bruit de fond muonique cette contribution est estimée à 43 ± 7 événements. La figure 5.47 représente la masse invariante $M_{\mu\tau_{trk}}$ des données après utilisation de ces coupures. Le tableau 5.5 résume le nombre d'événements attendu pour des événements simulés, normalisés grâce aux événements identifiés dans la fenêtre de masse.

[5] La contribution du processus $Z \to \tau^+\tau^- \to \mu^+\mu^-$ est négligeable dans cette fenêtre de masse du fait de la présence des neutrinos. La masse invariante correspondante se situe en moyenne à 40 ± 20 GeV/c$^2$.

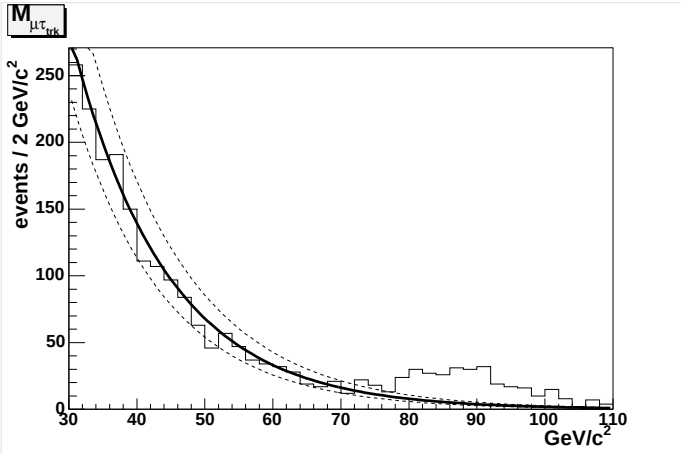


Figure 5.46: *Masse invariante du muon et de la trace associée au tau pour l'échantillon enrichi de charges opposées.*

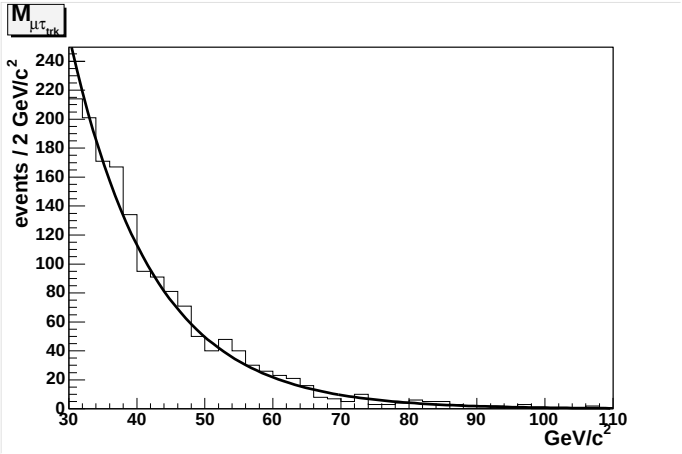


Figure 5.47: *Masse invariante du muon et de la trace associée au tau pour l'échantillon enrichi de charges opposés, après application des coupures, $n_\mu$=1, $\mathcal{R}_\mu > 0.7$.*

#### 5.9.2.4 Estimation de la contribution $W \rightarrow \mu\nu + jets$

Un bruit de fond supplémentaire qu'il convient également de prendre en compte est le processus $W \rightarrow \mu\nu$ +jets, où un jet constitue un candidat tau. La section efficace est en effet importante de l'ordre de 413 $\pm$ 0.6 pb pour le processus $W \rightarrow \mu\nu + jet$, 135.2 $\pm$ 0.8 pb pour le processus $W \rightarrow \mu\nu + 2jets$ [63]. Une partie de ce processus étant déjà contenue dans le lot de données de même charge, il convient d'estimer la contribution d'événements $W \rightarrow \mu\nu$ + jets où le candidat tau et le muon sont de charges opposés. Une façon de procéder qui a été développée dans l'analyse décrite dans la référence [64] est d'estimer cette contribution dans un échantillon de données ne contenant que des événements QCD et $W \rightarrow \mu\nu$ + jets. Ce lot de données est créé en appliquant les coupures suivantes : $n_\mu = 1$, $p_T(\mu) > 20$ GeV/c, $0.2 < NN < 0.8$, $|\phi(\tau) - \phi(\mu)|$ <2, afin de s'affranchir du bruit de fond $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ et $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. Les fractions relatives du nombre d'événements de même charges et de charges opposées étant connues pour

chaque processus le nombre $N_W$ d'évenements $W \to \mu\nu$ + jets peut être déduit pour cet échantillon. Pour cela le système d'équations linéaires doit être résolu :

$$\begin{aligned} N_W + N_{QCD} &= N_{OS} + N_{ES} \\ 0.26 \cdot N_W + 0.02 \cdot N_{QCD} &= N_{OS} - N_{ES} \end{aligned}$$

où $N_{ES}$ et $N_{OS}$ sont respectivement le nombre d'événements où le muon et le tau sont de même charges et de charges opposées. Les facteurs $0.26 \pm 0.03$ et $0.02 \pm 0.01$ sont extraits de [64] et représentent l'excès d'événements de charges opposées par rapport au nombre d'événements de même charges pour chaque processus : $N_W(OS) - N_W(ES) = 0.26 \cdot N_W$ et $N_{QCD}(OS) - N_{QCD}(ES) = 0.02 \cdot N_{QCD}$. L'information de la simulation nous a ensuite permis d'extrapoler le nombre d'événements attendus pour les coupures de présélection utilisées : $\Delta\phi(\tau, \mu) > 2.7$, $M_T(\mu, met) < 20$ GeV/c$^2$, $p_T(\mu) > 14$ GeV/c, $E_T(\tau) > 7$ GeV, $n_\mu = 1$. Cette méthode nous conduit à une estimation de 50 événements dans le lot de même charges contre 80 dans le lot de charges opposées. L'excès $N_W(OS) - N_W(ES) \approx 30$ a donc été pris en compte dans l'ajustement. Notons que ce processus peut encore davantage être réduit en appliquant une coupure plus importante, $E_T > 20$ GeV sur les candidats taus, les jets émis par rayonnement dans l'état initial étant de faible impulsion. Nous avons pû vérifier que les résultats de l'ajustement sont identiques en appliquant une coupure $E_T > 20$ GeV et en négligeant ce bruit de fond.

### 5.9.3 Efficacité des réseaux neuronaux

Nous avons cherché à estimer le rapport d'efficacité des réseaux de neurones dans les données et dans le Monte-Carlo pour les taus de type 1 et 2, afin de pouvoir paramétriser cette efficacité dans la recherche de neutralinos se désintégrant en taus (chapitre 6). Cette analyse s'appuie en effet sur l'information simulée pour décrire le signal supersymétrique. La valeur de sortie des réseaux de neurones est représentée sur la figure 5.45, avant et après coupure à une valeur de 0.9. Ce facteur correctif $f_{tau}$ est déduit à partir du nombre de taus identifiés dans les données après coupure sur les réseaux de neurones et celui obtenu dans le Monte-Carlo après ajustement et coupures sur les réseaux de neurones. Les différentes contributions des processus mis en jeu sont reportées dans le tableau 5.6.

$$\begin{aligned} f_\tau = \frac{N_{Z\to\tau\tau}(data)}{N_{Z\to\tau\tau}(MC)} = \frac{(N^{OS}_{\mu\tau}(data) - N^{ES}_{\mu\tau}(data) - N_{Z\to\mu\mu} - N^{OS-ES}_{W\to\mu\nu})}{N_{Z\to\tau\tau}(MC)} &= \frac{306}{287} \\ &= 1.06 \pm 0.12 \end{aligned}$$

L'erreur de ce facteur correctif d'efficacité des réseaux de neurones dans les données et la simulation est essentiellement due à l'erreur de l'estimation du contenu en $Z \to \tau\tau$ de l'échantillon de charges opposées avant d'appliquer les réseaux de neurones (cf 5.9.2.2). Ce facteur correctif est représenté par gammes d'impulsion transverse sur la figure 5.49.

La validité de ce facteur correctif a été vérifié comme précédemment sur les distributions d'entrée des réseaux de neurones et les distributions cinématiques du processus $Z \to \mu\tau_{hadr}$ (figures 5.50 à 5.58). L'ajustement déterminé avant coupure sur les réseaux de neurones est conservé. La contribution provenant des taus hadroniques est visible

| | présélection + $\mathcal{R}_\mu > 0.7$ + $n_\mu = 1$ | + $NN(QCD) > 0.9$ |
|---|---|---|
| $N_{\mu\tau}^{OS}(data)$ | 3376 | 411 |
| $N_{\mu\tau}^{ES}(data)$ | 2880 ± 46 | 99 ± 31 |
| $N_{Z\to\tau\tau}(MC)$ | 423 ± 46 | 287 ± 31 |
| $N_{Z\to\mu\mu}$ | 43 ± 7 | 5 ± 3 |
| $N_{W\to\mu\nu+jets}^{OS-ES}$ | 30 ± 4 | 1 ± 1 |

Table 5.6: *Estimation du contenu en $Z \to \tau\tau$ avant et après coupure sur les réseaux de neurones. $N_{\mu\tau}^{OS}(data)$ : nombre de paires $\tau - \mu$ de charges opposées; $N_{\mu\tau}^{ES}(data)$: nombre de paires ajustées $\tau - \mu$ de même charges; $N_{Z\to\tau\tau}(MC)$ : nombre d'événements $Z \to \tau\tau$ ajusté; $N_{Z\to\mu\mu}$ : nombre d'événements $Z \to \mu\mu$ estimé; $N_{W\to\mu\nu}^{OS-ES} + jets$ : différence estimée du nombre d'événements $W \to \mu\nu$ de charges opposées et de même charge.*

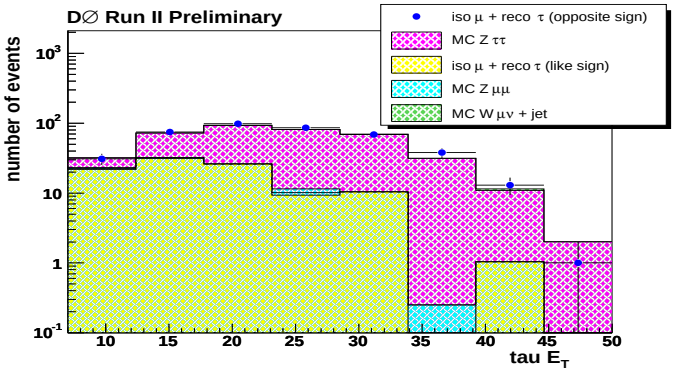


Figure 5.48: *Energie transverse des candidats tau sélectionnés après coupures sur les réseaux de neurones.*

comme prévu à faible isolation, faible largeur d'amas **rms** et valeurs de **prf** importantes. La figure 5.52 représente le type des candidats taus sélectionnés. Elle est caractéristique des processus $Z \to \tau\tau$ et est en très bon accord avec la simulation.

### 5.9.4 Calibration en énergie des taus

Ce lot de données fortement enrichi en taus nous a permis de vérifier dans une première approximation que la calibration en énergie des taus était comparable dans le simulation et les données. Pour cela le rapport E/p des taus sélectionnés a été ajusté dans le région où $E \approx p$ ($0.4 \leq E/p \leq 1.2$), c'est-à-dire où le tau est essentiellement de type 1. L'ajustement donne des résultats comparables : E/p(data) = 0.944 ± 0.022 et E/p(MC) = 0.947 ± 0.031 (voir figures 5.60).

## 5.10 Conclusion

Cette méthode d'identification à l'aide de réseaux de neurones permet de sélectionner le signal avec une efficacité de l'ordre de 50% contre une efficacité d'identification des

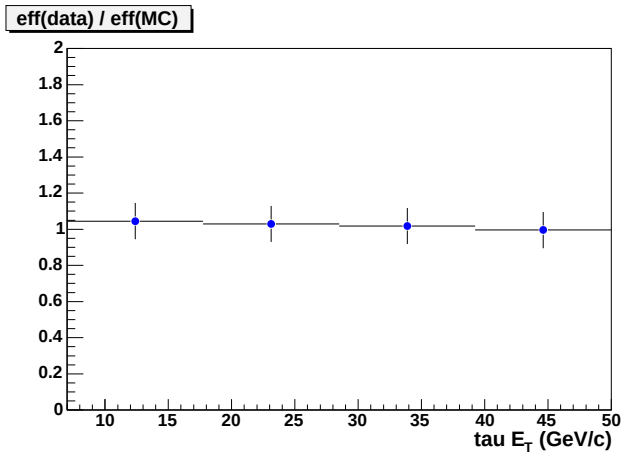


Figure 5.49: *Facteur correctif données/simulation représenté en fonction de l'énergie transverse des taus.*

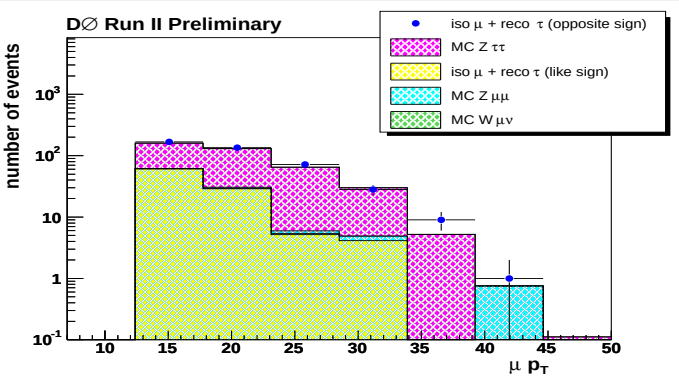


Figure 5.50: *Impulsion du muon après sélection des événements où le tau est sélectionné par les réseaux de neurones.*

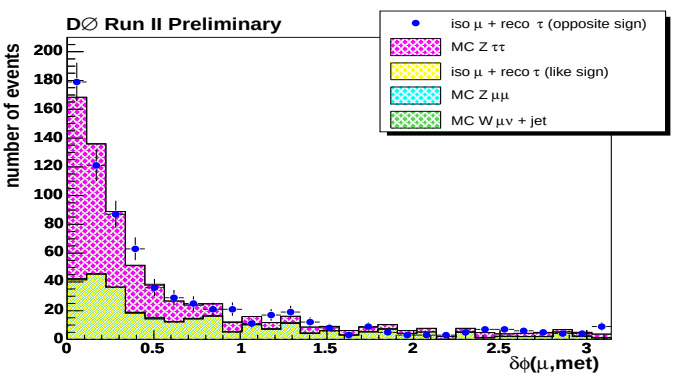


Figure 5.51: *Différence d'angle azimuthal $\phi$ entre le muon et l'énergie transverse manquante après sélection du tau à l'aide des réseaux de neurones.*

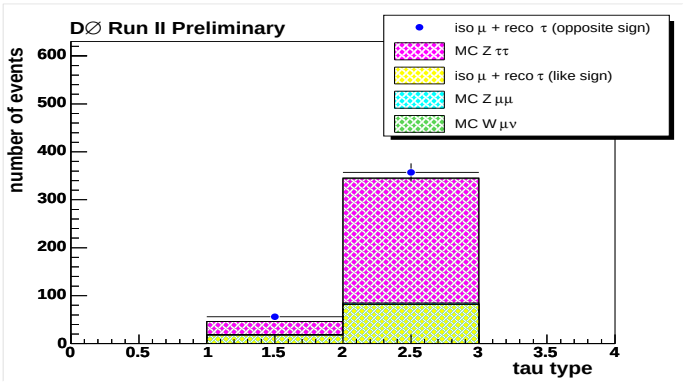


Figure 5.52: *Distribution du type des taus identifiés par les réseaux de neurones.*

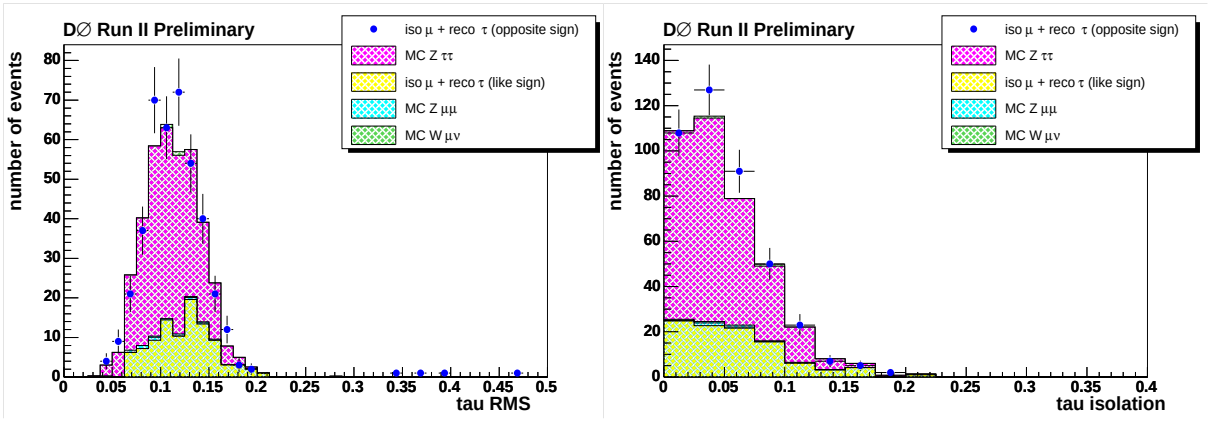


Figure 5.53: *RMS : largeur de l'amas dans le plan $\eta - \phi$ pondérée par les énergies transverses des tours $E_{T_i}$ qui le composent et isolation calorimétrique $(E_T(R = 0.5) - E_T(R = 0.3))/E_T(R = 0.3)$ après coupures sur les réseaux de neurones.*

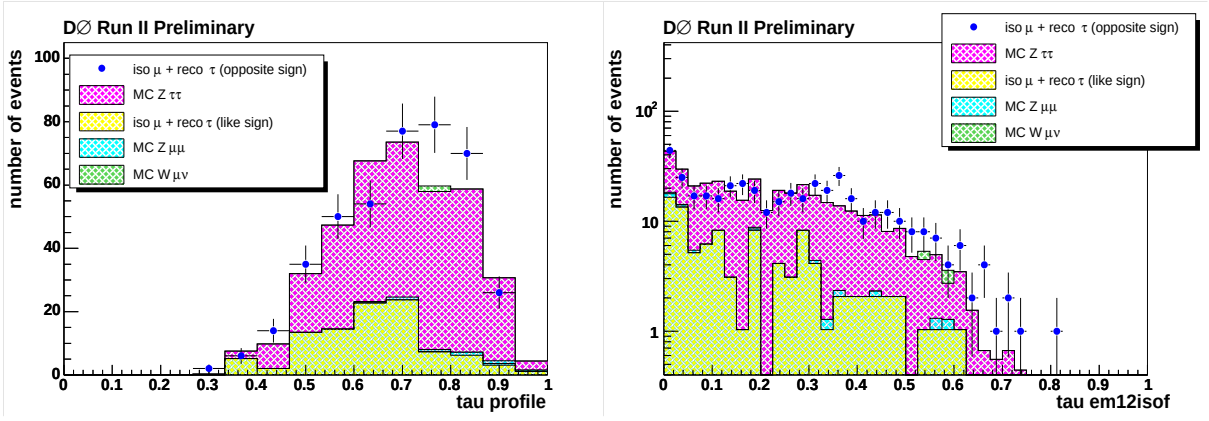


Figure 5.54: *Variable profile, $prf = (E_{T1} + E_{T2})/E_T$, où $E_{T1}$ et $E_{T2}$ sont les énergies transverses des deux tours les plus énergétiques de l'amas. EM12isof est la fraction d'énergie des deux premières couches du calorimètre dans un cône de rayon $R = 0.5$, après coupures sur les réseaux de neurones.*

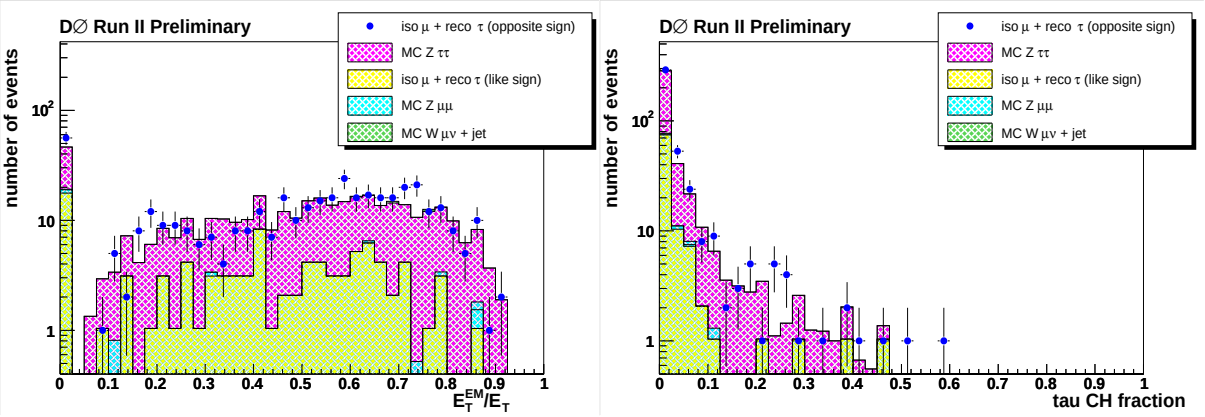


Figure 5.55: *Fractions d'énergie transverse électromagnétique (EMf) et hadronique grossière (CHf) de l'amas calorimétrique, après coupures sur les réseaux de neurones.*

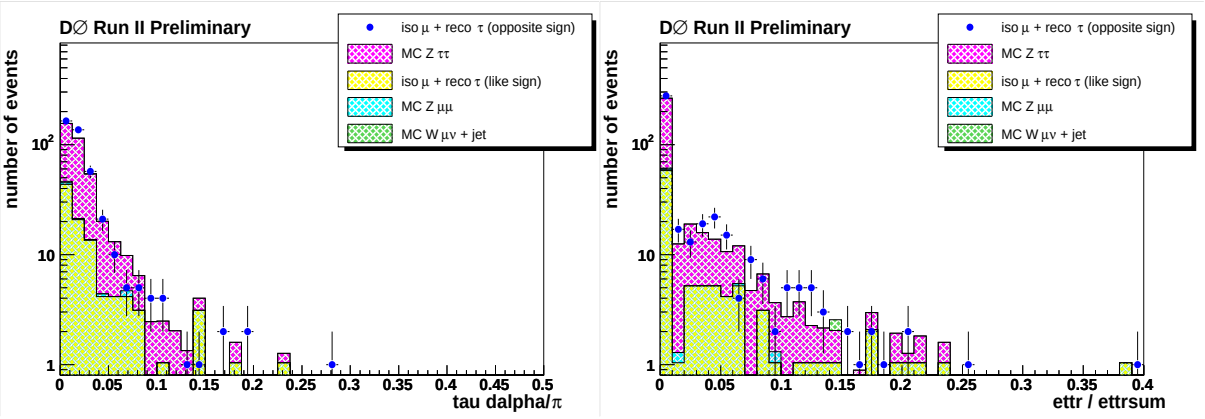


Figure 5.56: *$\delta\alpha/\pi$ et ettr/ettsum après coupure sur les réseaux de neurones.*

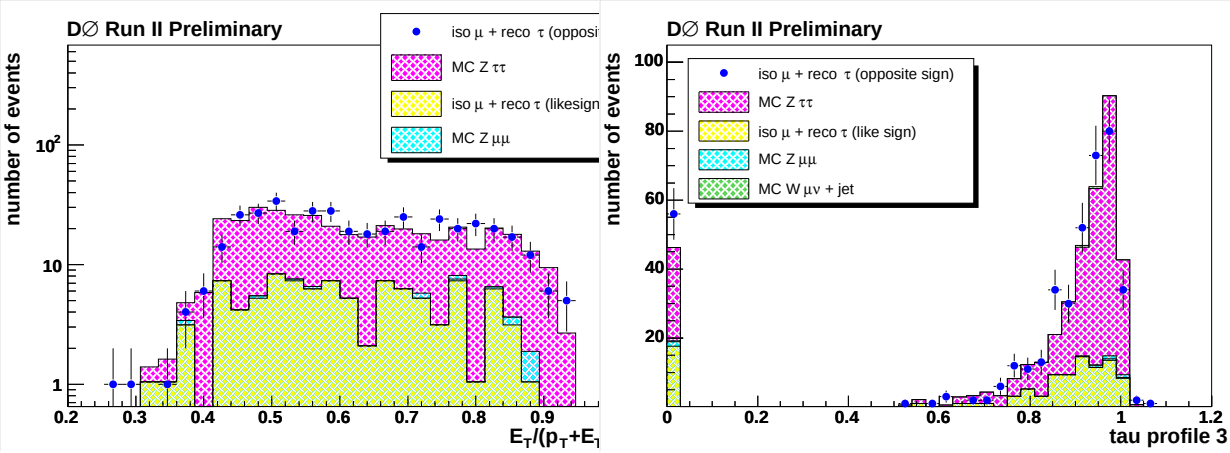


Figure 5.57: *Variable $E_T^\tau/(E_T^\tau + p_T^{trk})$ et variable prf3 après coupure sur les réseaux de neurones.*

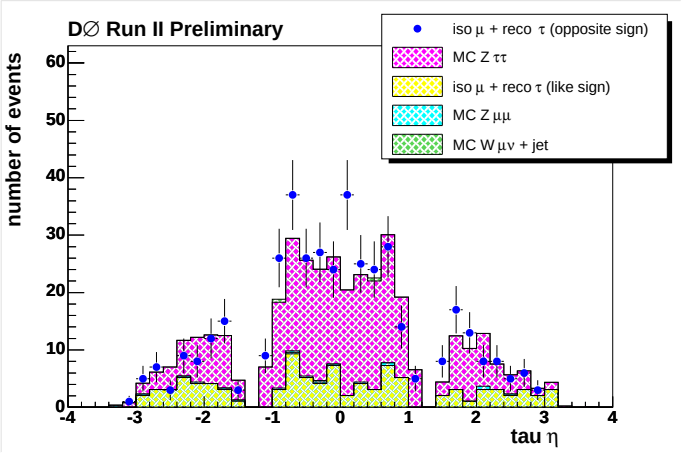


Figure 5.58: *Pseudo-rapidité $\eta$ des candidats taus après coupure sur les réseaux de neurones.*

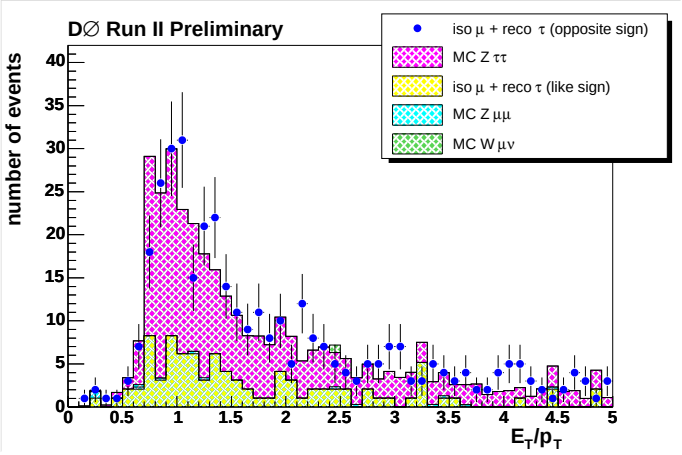


Figure 5.59: *Rapport E/p après coupure sur les réseaux de neurones.*

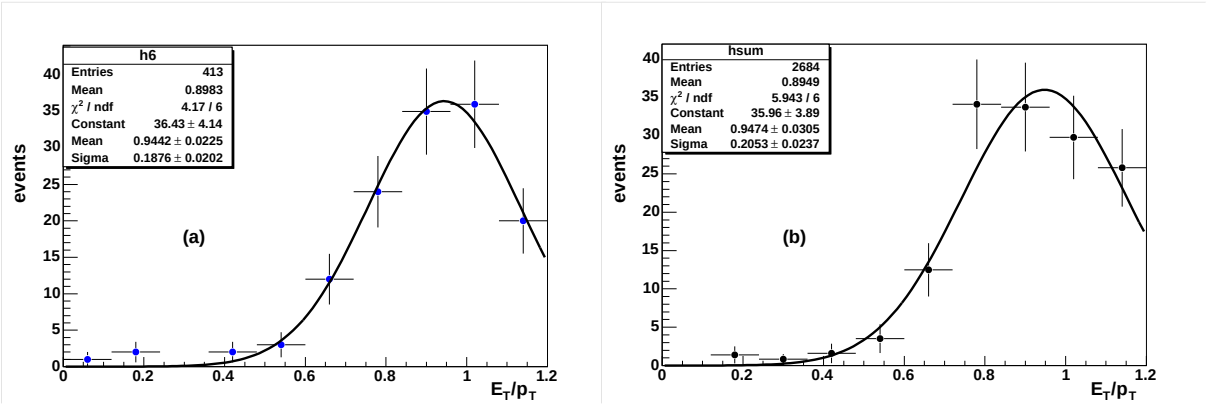


Figure 5.60: *Rapport E/p des taus sélectionnés dans les données (a) et dans la simulation (b).*

jets QCD de l'ordre de 1 à 2 %. Elle permet de réduire le bruit de fond d'un facteur 2 à 5 par rapport à des coupures séquentielles. L'étude du processus $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \tau_{hadr}\mu$ nous a permis de mettre en évidence des désintégrations hadroniques de taus dans les données. Les événements sélectionnés ne nous ont pas permis d'entrevoir de biais dans la façon de procéder : les distributions des variables d'entrée des taus sélectionnés dans les données coïncident avec celles de la simulation. Cette méthode est actuellement un outil officiel de l'expérience DØ et a été employée avec succès dans la mesure de la section efficace $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\tau_{hadr}$ [64] et dans des recherches de particules supersymétriques avec R-parité conservée [65], [66]. Nous l'avons employé à notre tour dans la recherche de particules supersymétriques avec violation de la R-parité par couplage $\lambda_{133}$ décrite dans le chapitre suivant.

# 6

# Recherche de particules supersymétriques (RPV couplage $\lambda_{133}$)

Dans l'hypothèse du couplage $\lambda_{133}$ non nul, le neutralino, considéré comme la particule supersymétrique la plus légère, se désintègre en un tau, un neutrino et un électron ou un second tau, comme illustré sur la figure 6.1. Deux désintégrations de neutralinos conduisent donc à un état final contenant quatre leptons, accompagnés d'énergie transverse manquante. Cette signature de la supersymétrie est donc caractérisée par la présence d'énergie transverse manquante à l'instar des analyses en R-parité conservée, bien qu'elle soit due dans ce contexte à la présence de neutrinos et non de neutralinos stables. La signature expérimentale retenue pour cette analyse est celle constituée de deux électrons, d'au moins un tau hadronique et d'énergie transverse manquante. La présence de deux électrons permet en effet d'utiliser le système de déclenchement performant des électrons.

## 6.1 Données et déclenchement

Les données étudiées par cette analyse ont été recueillies pendant la prise de données de septembre 2002 à août 2004 et correspondent à une luminosité intégrée [1] de 352 $\text{pb}^{-1}$, après exclusion des périodes pour lesquelles l'acquisition ou la reconstruction sont de moindre qualité (voir section 4.4).

Deux conditions de déclenchement différentes ont été considérées afin de sélectionner des événements contenant deux électrons reconstruits. La présence d'un seul ou de deux objets électromagnétiques reconstruits en ligne est requise afin d'augmenter l'efficacité de sélection. La présence d'un seul électron identifié par le système de déclenchement permet en effet d'enregistrer des événements où l'un des électrons possède une impulsion transverse importante, au delà du seuil de déclenchement des triggers. Nous désignerons par la suite ce critère par "single-EM". La présence de deux objets électromagnétiques

[1] La luminosité est entachée d'une erreur de 6.5 %, ce qui correspond à une erreur de $\pm$ 23 $\text{pb}^{-1}$ pour ce lot de données.

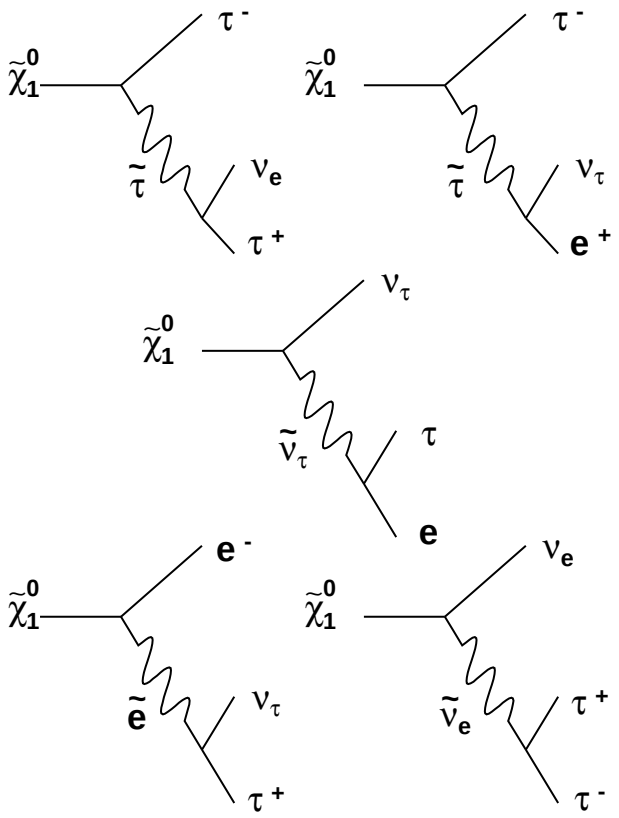


Figure 6.1: *Désintégrations du neutralino dans le contexte de la R-parité violée avec couplage* $\lambda_{133}$.

permet de sélectionner des événements grâce aux triggers "di-EM", pour lesquels le seuil en impulsion transverse est plus faible par lepton. Plusieurs types de déclenchement ont ainsi été utilisés pour chaque version du système de déclenchement, regroupés par une condition logique OU, afin de maximiser le nombre d'événements considérés dans l'analyse. Cinq listes de conditions de déclenchement, appelées v8, v9, v10, v11, v12, v13 ont été utilisées pendant la prise de données. Ces listes correspondent aux améliorations successives majeures du système de déclenchement. Elles sont détaillées dans le tableau 6.1. Pour chaque liste la présence d'un déclenchement non "préscalé", *i.e.* pour lequel l'acceptance n'est pas réduite du fait de la limitation de la bande passante, est requise afin de pouvoir calculer la luminosité et traiter la présence des autres déclenchements en termes d'augmentation d'efficacité.

L'efficacité de ces deux conditions de déclenchement pour l'enregistrement d'événements contenant deux électrons a été estimée de façon simultanée. Des événements contenant deux électrons identifiés par les algorithmes de reconstruction et pour lesquels un muon ou un jet a permis d'enregistrer l'événement ont été sélectionnés dans l'ensemble des données considérées. L'activation du déclenchement par un muon ou par un jet est requise afin de créer un échantillon de données non affecté par le biais de déclenchement sur les électrons. La fraction des événements pour lesquels un trigger "single-EM" ou "di-EM" est présent permet alors de déterminer l'efficacité du déclenchement. La figure 6.2 représente cette efficacité en fonction de l'impulsion transverse de l'électron de plus haute impulsion transverse. Elle représente le rapport de l'histogramme où les triggers "single-EM" et "di-EM" ont sélectionné l'événement et de l'histogramme où cette condition de déclenchement n'est pas imposée. Les points mesurés ont été ajustés à l'aide de la fonction :

$$\epsilon^{trigger} = Freq((p_T - a)/\sqrt{(p_T \cdot b)})$$

où $Freq$ représente la fonction cumulative d'une gaussienne, $Freq = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2)dt$. Les erreurs sur les points mesurés ont été estimées par la méthode décrite dans [67]. Les traits pointillés représentent les erreurs de l'ajustement à $\pm 1\sigma$ en prenant en compte les corrélations entre les paramètres de l'ajustement. Les figures 6.3 illustrent les efficacités du déclenchement lorsque les conditions "single-EM" et "di-EM" sont considérées séparément. Le déclenchement "single-EM" n'est pleinement performant qu'au-delà de 30 GeV/c tandis que le "plateau" est atteint à 25 GeV/c pour le déclenchement "di-EM". Le déclenchement "single-EM" permet cependant d'obtenir une efficacité proche de 100% au-delà du plateau.

Cette paramétrisation de l'efficacité a été utilisée pour pondérer les événements Monte-Carlo et reproduire ainsi le biais de sélection du système de déclenchement dans la simulation.

## 6.2 Simulation et caractéristiques du signal

Le signal est simulé en utilisant le générateur SUSYGEN [68] qui fait appel à SUSPECT [69] pour l'évolution des équations du groupe de renormalisation (RGE). Des événements ont été générés dans l'espace des paramètres mSUGRA ($sign(\mu) = +1$ ou -1, $A_0 = 0$,

| | Conditions de déclenchement | L1 | L2 | L3 |
|---|---|---|---|---|
| v8-v11 | "—–single-EM—–" | | | |
| | EM_HI | CEM(1,10) | EM(1,12) | ELE_LOOSE(1,30) |
| | EM_HI_2EM5 | CEM(2,5) | EM(1,12) | ELE_LOOSE(1,30) |
| | EM_MX | CEM(1,15) | aucun | ELE_LOOSE(1,30) |
| | "—–di-EM—–" | | | |
| | 2EM_2MD7 | CEM(2,5) | 2EM(6)_EM(8) | ELE_LOOSE(2,7) |
| | 2EM_2MD12 | CEM(2,5) | 2EM(6)_EM(8) | ELE_LOOSE(2,12) |
| | 2EM_MD12_CEM10 | CEM(2,5) | 2EM(6)_EM(8) | ELE_LOOSE(2,7) |
| | | + CEM(1,10) | | ELE_LOOSE(1,12) |
| | 2EM_HI | CEM(2,10) | aucun | ELE_LOOSE(1,20) |
| | 2EM_HI_EMFR8 | | | ELE_VLOOSE(1,40) |
| | 2EM_HI_SH | | | ELE_LOOSE_SH(1,15) |
| | 2EM_HI_SH_TR | | | ELE_LOOSE_SH_T(1,12) |
| | | | | $+p_T^{trk} > 12$ GeV |
| v12 | "—–single-EM—–" | | | |
| | SHT20 | CEM(1,11) | aucun | ELE_NLV_SHT(1,20)) |
| | SH30 | CEM(1,11) | aucun | ELE_NLV_SH(1,30)) |
| | L20_M25 | CEM(1,11) | aucun | ELE_NLV(1,20) + $\not\!\!E_T$>25 |
| | SHT15_TK13 | CEM(1,11) | aucun | ELE_NLV_SHT(1,20)) + |
| | | | | $p_T^{trk}$ >13 GeV/c |
| | T13L15 | CEM(1,11) | aucun | ELE_NLV_T13(1,15)) |
| | T7SHT8_2TK5 | CEM(1,11) | aucun | ELE_NLV_SHT_T7(1,8) |
| | | | | + 2 trk $p_T > 5$ |
| | T7SHT8_M15 | CEM(1,11) | aucun | ELE_NLV_SHT_T7(1,8) + $\not\!\!E_T$ 15 |
| | "—–di-EM—–" | | | |
| | 2SH8 | CEM(1,11) | aucun | ELE_NLV_SH(2,8) |
| | 2L8_T8L8 | CEM(1,11) | aucun | ELE_NLV(2,8) ELE_NLV_T8(1,8) |
| | 5_11_SH5_T4L5 | CEM(2,6) | aucun | ELE_NLV_SH(2,5) + |
| | | | | ELE_NLV_SH(1,5) + |
| | | | | ELE_NLV_SH(1,11)+ |
| | | | | ELE_NLV_T4(1,5) |
| | 2L15_SH15 | CEM(1,11) | aucun | ELE_NLV_SH(1,15)+ |
| | | | | ELE_NLV_SH(1,15) |

Table 6.1: *Critères de déclenchement retenus pour les listes v8-v12. Les trois colonnes regroupent les critères retenus aux niveaux 1,2 et 3.*

| | Conditions de déclenchement | L1 | L2 | L3 |
|---|---|---|---|---|
| v13 | "—single-EM—" | | | |
| | SHT20 | TTK(1,10) | L2CALEM(11) | ELE_NLV_SHT(1,20) |
| | + | CEM(1,9) | L2CALEM(9,0.25) | |
| | SHT22 | CEM(1,11) | L2CALEM(15) | ELE_NLV_SHT(1,22) |
| | SH30 | CEM(1,11) | L2CALEM(15) | ELE_NLV_SH(1,30) |
| | SHT15_TK13 | CEM(1,11) | L2CALEM(15) | ELE_NLV_SHT(1,15) |
| | | | | + $p_T^{trk} > 13$ GeV/c |
| | T13L15 | CEM(1,11) | L2CALEM(15) | ELE_NLV_T13(1,15) |
| | T13SH15 | CEM(1,11) | | ELE_NLV_SH_T13(1,15) |
| | T7SHT8 | CEM(1,11) | | ELE_NLV_SHT_T7(1,8) |
| | T10SHT10 | CEM(1,11) | | ELE_NLV_SHT_T10(1,10) |
| | "—di-EM—" | | | |
| | 2SH8 | CEM(1,11) | L2CALEM(15) | ELE_NLV_SH(2,8) |
| | 2SH10 | CEM(1,11) | L2CALEM(15) | ELE_NLV_SH(2,10) |
| | 2L20 | CEM(1,11) | L2CALEM(15) | ELE_NLV(2,20) |
| | 2L8_T8L8 | CEM(1,11) | L2CALEM(15) | ELE_NLV(2,8) ELE_NLV_T10(1,8) |
| | 2L10_T10L10 | CEM(1,11) | L2CALEM(15) | ELE_NLV(2,10) ELE_NLV_T10(1,10) |
| | L5L11SH5T4L5 | TTK10 | L2CALEM(11) | ELE_NLV(2,5) ELE_NLV_SH(1,5) |
| | + | CEM(1,9) | L2CALEM(9,0.25) | ELE_NLV(1,11) ELE_NLV_T4(1,5) |
| | 2L6_L8_T5SH6 | CEM(1,11) | L2CALEM(15) | ELE_NLV(2,6) ELE_NLV(1,8) |
| | | | | + ELE_NLV_SH_T5(1,6) |
| | 2L15_SH15 | CEM(1,11) | L2CALEM(15) | ELE_NLV(2,15) ELE_NLV_SH(1,15) |

Table 6.2: *Critères de déclenchement retenus pour la liste v13. Les trois colonnes regroupent les critères retenus aux niveaux 1,2 et 3.*

| | |
|---|---|
| | Level 1 |
| CEM(1,x) | Une tour de déclenchement EM avec $E_T >$ x GeV |
| CEM(2,x) | Deux tours de déclenchement EM avec $E_{T_1} >$x et $E_{T_2} >$ x GeV |
| TTK(1,x) | Une trace CFT avec $p_T > 10$ GeV/c$^2$ |
| | Level 2 |
| EM(1,x) | cluster EM L2 $p_T > x$ GeV |
| 2EM(x)_EM(y) | 2 clusters EM L2 avec $p_T > x$ GeV dont 1 cluster avec $p_T > y$ GeV |
| L2CALEM(x) | cluster EM L2 $p_T > x$ GeV |
| L2CALEM(x,y) | tour EM avec $p_T > x$ GeV et $iso < y$ |
| | Level 3 |
| ELE_LOOSE(1,x) | un cluster vérifiant EMF$> 0.9$, $\eta < 3.0$ et $E_T > x$ GeV |
| ELE_VLOOSE(1,x) | un cluster vérifiant EMF$> 0.8$, $\eta < 3.0$ et $E_T > x$ GeV |
| ELE_LOOSE_SH(1,x) | un cluster vérifiant EMF$> 0.9$, $\eta < 3.0$ et $E_T > x$ GeV<br>un critère lâche sur la forme de la gerbe et $E_T > x$ GeV |
| ELE_NLV(1,x) | un cluster vérifiant EMF$> 0.9$, $\eta < 3.6$ et $E_T > x$ GeV |
| ELE_NLV_SH(1,x) | un cluster vérifiant EMF$> 0.9$, $\eta < 3.6$ et $E_T > x$ GeV<br>un critère lâche sur la forme de la gerbe |
| ELE_NLV_SHT(1,x) | un cluster vérifiant EMF$> 0.9$, $\eta < 3.6$ et $E_T > x$ GeV<br>un critère strict sur la forme de la gerbe |
| ELE_NLV_Ty(1,x) | un cluster vérifiant EMF$> 0.9$, $\eta < 3.6$ et $E_T > x$ GeV<br>ainsi qu'une trace associée de $p_T > y$ GeV/c$^2$ |
| ELE_NLV_SH_Ty(1,x) | un cluster vérifiant EMF$> 0.9$, $\eta < 3.6$ et $E_T > x$ GeV<br>un critère lâche sur la forme de la gerbe<br>ainsi qu'une trace isolée associée de $p_T > y$ GeV/c$^2$ |
| ELE_NLV_SHT_Ty(1,x) | un cluster vérifiant EMF$> 0.9$, $\eta < 3.6$ et $E_T > x$ GeV<br>un critère strict sur la forme de la gerbe<br>ainsi qu'une trace isolée associée de $p_T > y$ GeV/c$^2$ |

Table 6.3: *Définitions des acronymes de déclenchement.*

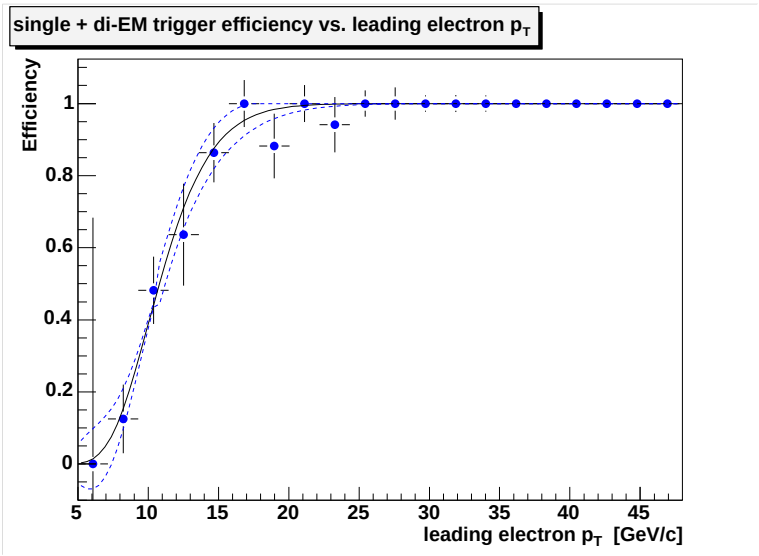


Figure 6.2: *Efficacité du système de déclenchement (ensemble des conditions "single-EM" + "di-EM") en fonction de l'impulsion transverse de l'électron d'impulsion la plus élevée. Les lignes pointillées représentent l'erreur à* $\pm 1\sigma$.

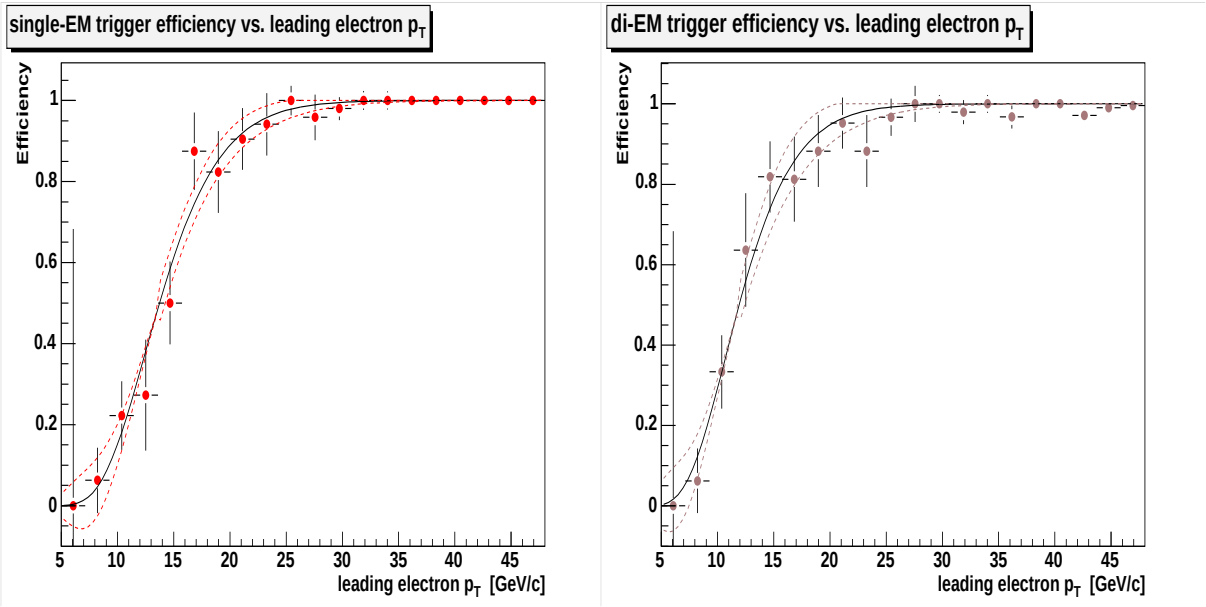


Figure 6.3: *Efficacités du système de déclenchement (condition "single-EM" à gauche et "di-EM" à droite) par rapport à l'impulsion transverse de l'électron d'impulsion la plus élevée. Les lignes pointillées représentent l'erreur à* $\pm 1\sigma$.

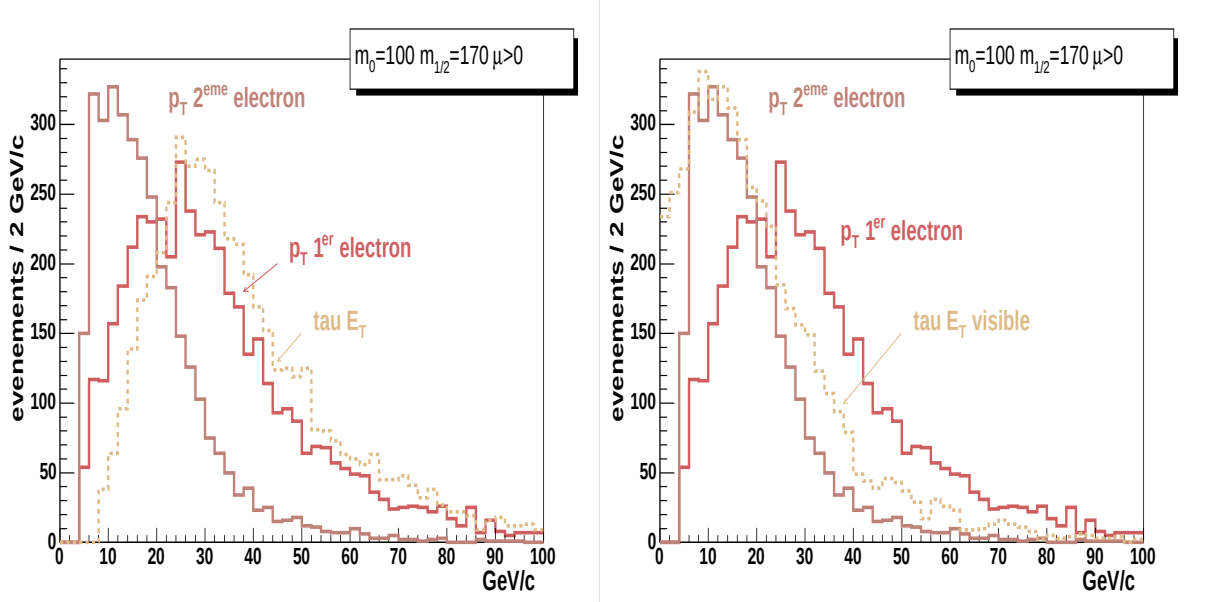


Figure 6.4: *Impulsions transverses des électrons et du tau au niveau de la génération. La ligne pointillée représente l'énergie transverse totale du tau sur la figure gauche et visible sur la figure de droite. L'énergie transverse visible du tau désigne l'énergie transverse des produits de désintégrations du tau hormis les neutrinos.*

$\tan\beta$ = 5, 20, $m_0$ = 100, 250 GeV/c$^2$) pour la valeur $\lambda_{133} = 0.003$, qui correspond à la limite actuelle sur le couplage violant le nombre leptonique. Les propriétés du signal n'étant pas les mêmes selon le jeu de paramètres utilisés il est en effet nécessaire de "balayer" l'espace des paramètres. La série de points avec $m_0 = 100$ a été considérée dans un premier temps, car devant bénéficier d'une multiplicité accrue de leptons dans l'état final (voir section 2.1.2). La série de points avec $m_0 = 250$ GeV/c$^2$ a été considérée afin d'obtenir des efficacités de sélection dans un espace des paramètres moins favorable. Le paramètre $m_{1/2}$ a quant à lui été varié afin de simuler précisément les propriétés cinématiques des leptons et des rapports d'embranchement des particules supersymétriques. Les masses des particules supersymétriques produites augmentent en effet avec $m_{1/2}$ et les produits de désintégrations possèdent donc des impulsions plus élevées. Le paramètre $A_0$ n'a pas été varié. Le dernier paramètre que nous avons fait varier est le paramètre $\tan\beta$. A fort $\tan\beta$, la cascade des particules supersymétriques conduit également à des états finals caractérisés par la présence de leptons taus.

Soulignons également que la valeur de $\lambda_{133} = 0.003$ choisie n'influe que sur le temps de vol du neutralino. Avec la valeur de référence choisie le neutralino se désintègre à moins d'1 cm du vertex primaire d'interaction.

La fonction de distribution de partons (PDF) CTEQ5L a été utilisée. Pour chaque point 5000 événements ont été générés et reconstruits en utilisant la chaîne complète de simulation du détecteur et de reconstruction des événements. Une contribution de biais minimum a également été ajoutée aux événements, selon une distribution de Poisson de

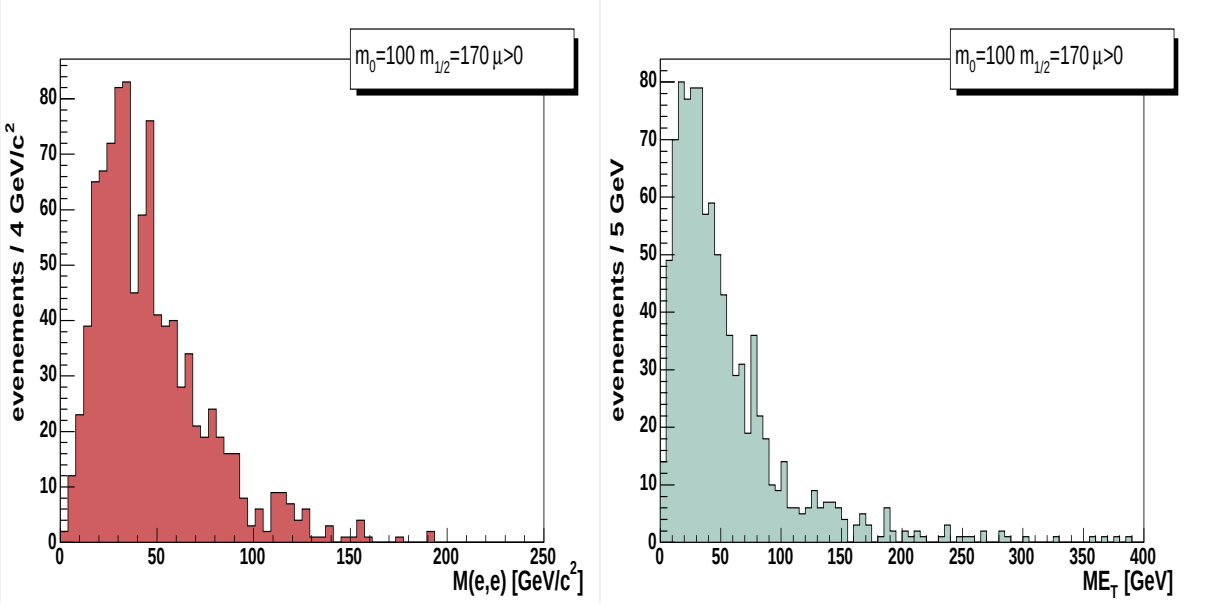


Figure 6.5: *Masse invariante des deux électrons sélectionnés (à gauche) et énergie transverse manquante (à droite).*

valeur moyenne 0.8, afin de reproduire le phénomène d'interactions multiples lors des croisements de faisceaux. Les propriétés physiques (masses des sparticules et section efficaces de production) du signal généré sont décrites dans les tableaux 6.4 à 6.6. Les figures représentées en 6.4 illustrent les impulsions transverses des électrons reconstruits et du tau le plus énergétique, pour le point $m_0 = 100$ GeV/c$^2$, $m_{1/2} = 170$ GeV/c$^2$, $\tan\beta = 5$ et $sign(\mu) > 0$. Les figures 6.5 à 6.6 représentent les distributions de la masse invariante di-electron, de l'énergie transverse manquante, du rapport de l'énergie transverse manquante divisée par racine de l'énergie transverse scalaire ($SE_T$) et de l'impulsion transverse du tau hadronique identifié qui seront exploitées dans l'analyse. Le signal RPV peut donc être caractérisé par une masse invariante di-électrons bien inférieure à 80 GeV/c$^2$. Une coupure $M_{ee} < 80$ GeV/c$^2$ sera donc employée pour réduire la contamination du processus $Z \rightarrow ee$.

Une autre propriété du signal est décrite sur la figure 6.7. Il s'agit des rapports d'embranchement du neutralino $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow e\tau\nu_\tau$ et $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tau\tau\nu_e$ en fonction de $m_0$ et $m_{1/2}$. Les stau n'étant pas dégénérés en masse avec les autres sleptons, le rapport d'embranchement du neutralino n'est pas constant [70]. Le rapport d'embranchement en un tau plus un électron étant dominant, il justifie la recherche du signal dans le canal constitué de deux électrons et au moins un tau hadronique.

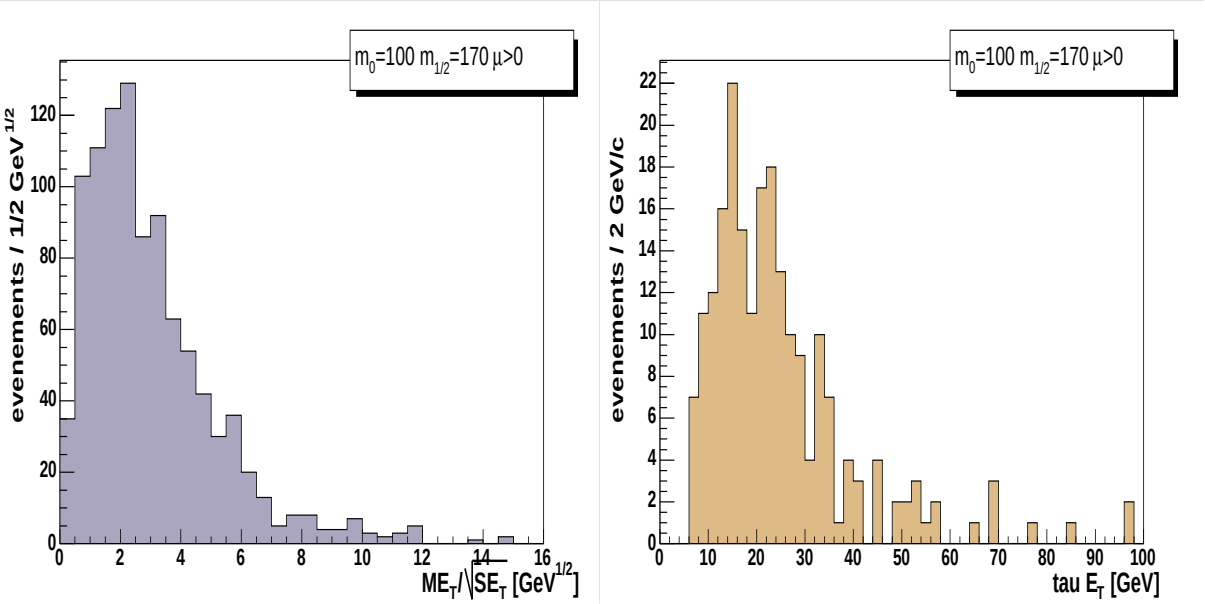


Figure 6.6: $\not\!\!E_T/\sqrt{SE_T}$ *et énergie transverse du tau hadronique reconstruit.*

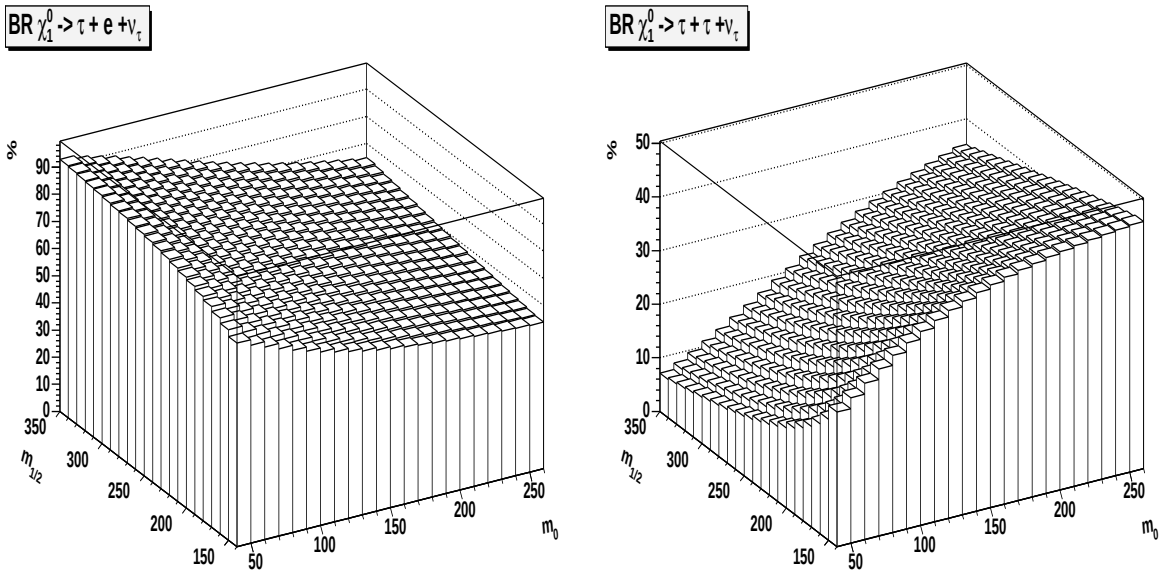


Figure 6.7: *Rapports d'embranchement du neutralino,* $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow e\tau\nu_\tau$ *(à gauche) et* $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tau\tau\nu_e$ *(à droite).*

| $m_{1/2}$ | $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ | $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ | $m_{\tilde{\tau}}$ | $\sigma_{NN}$ | $\sigma_{CC}$ | $\sigma_{NC}$ | $\sigma_{tot}$ | $\sigma_{tot}$ (NLO) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $m_0$=100 GeV/c$^2$ $\tan\beta = 5$ $sign(\mu) > 0$ | | | | | | | | |
| 140 | 45.95 | 80.05 | 118.71 | 0.070 | 1.5202 | 2.8054 | 4.3964 | 4.44 |
| 150 | 50.89 | 89.03 | 120.44 | 0.038 | 0.9663 | 1.7080 | 2.7128 | 3.25 |
| 160 | 55.74 | 97.97 | 122.26 | 0.025 | 0.6488 | 1.1096 | 1.7844 | 1.87 |
| 170 | 60.53 | 106.98 | 124.15 | 0.018 | 0.4493 | 0.7529 | 1.2206 | 1.29 |
| 180 | 65.17 | 115.85 | 126.15 | 0.013 | 0.3203 | 0.5222 | .8560 | 0.91 |
| 190 | 69.79 | 124.77 | 128.21 | 0.010 | 0.2354 | 0.3724 | .6178 | .66 |
| 200 | 74.20 | 133.50 | 130.39 | 0.007 | 0.1742 | 0.2710 | .4529 | .484 |
| 210 | 78.72 | 142.34 | 132.61 | 0.005 | 0.1318 | 0.1990 | .3367 | .36 |
| 220 | 83.20 | 151.12 | 134.90 | 0.004 | 0.0998 | 0.1484 | .2528 | .27 |
| 230 | 87.57 | 159.84 | 137.27 | 0.003 | 0.0768 | 0.1124 | .1928 | .207 |
| 240 | 91.94 | 168.56 | 139.70 | 0.002 | 0.0596 | 0.0860 | .1484 | .16 |
| 250 | 96.38 | 177.29 | 142.17 | 0.002 | 0.0466 | 0.0659 | .11488 | .12 |
| $m_0$=100 GeV/c$^2$ $\tan\beta = 5$ $sign(\mu) < 0$ | | | | | | | | |
| 140 | 56.96 | 106.02 | 119.36 | 0.0324 | 0.4496 | 0.7017 | 1.1838 | 1.37 |
| 150 | 61.00 | 114.23 | 121.08 | 0.0235 | 0.3308 | 0.5062 | .8607 | 0.995 |
| 160 | 65.08 | 122.44 | 122.89 | 0.0174 | 0.2478 | 0.3714 | .6367 | .73 |
| 170 | 69.16 | 130.66 | 124.79 | 0.0130 | 0.1870 | 0.2763 | .4765 | .55 |
| 180 | 73.20 | 138.87 | 126.80 | 0.0099 | 0.1430 | 0.2092 | .3622 | .42 |
| 190 | 77.28 | 147.13 | 128.87 | 0.0076 | 0.1100 | 0.1589 | .2766 | .32 |
| 200 | 81.41 | 155.44 | 131.01 | 0.0058 | 0.0855 | 0.1210 | .2124 | .25 |
| 210 | 85.48 | 163.68 | 133.24 | 0.0046 | 0.0672 | 0.0941 | .1660 | .19 |
| 220 | 89.59 | 171.97 | 135.54 | 0.0036 | 0.0528 | 0.0732 | .1297 | .16 |
| 230 | 93.76 | 180.29 | 137.88 | 0.0028 | 0.0417 | 0.0571 | .1017 | .12 |
| 240 | 97.83 | 188.57 | 140.32 | 0.0022 | 0.0332 | 0.0447 | .0802 | .094 |
| 250 | 102.01 | 196.89 | 142.79 | 0.0018 | 0.0264 | 0.0351 | .0633 | .074 |

Table 6.4: *Masses ($GeV/c^2$) et sections efficaces (pb) des points générés avec SUSYGEN à $m_0$=100 $GeV/c^2$, $\tan\beta = 5$. N désigne le neutralino et C le Chargino. Les K-facteurs ont été calculés grâce au programme GAUGINO [71],[72].*

| $m_{1/2}$ | $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ | $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ | $m_{\tilde{\tau}}$ | $\sigma_{NN}$ | $\sigma_{CC}$ | $\sigma_{NC}$ | $\sigma_{tot}$ | $\sigma_{tot}$ (NLO) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $m_0 = 250$ GeV/c$^2$ $\tan\beta = 5$ $sign(\mu) > 0$ | | | | | | | | |
| 140 | 47.60 | 83.79 | 257.46 | 0.0432 | 1.3179 | 2.4083 | 3.7696 | 4.5234 |
| 160 | 57.16 | 101.42 | 259.12 | 0.0186 | 0.5992 | 1.0169 | 1.6349 | 1.9618 |
| 180 | 66.32 | 118.88 | 261.00 | 0.0102 | 0.3070 | 0.4934 | .8108 | .9729 |
| 200 | 75.44 | 136.52 | 263.07 | 0.0059 | 0.1672 | 0.2598 | .4329 | .5195 |
| 220 | 84.28 | 153.99 | 265.34 | 0.0036 | 0.0963 | 0.1440 | .2440 | .2927 |
| 240 | 93.01 | 171.34 | 267.82 | 0.0022 | 0.0578 | 0.0832 | .14334 | .1720 |
| 260 | 101.67 | 188.58 | 270.48 | 0.0014 | 0.0354 | 0.0495 | .0863 | .1035 |
| 280 | 110.31 | 205.84 | 273.32 | 0.0009 | 0.0220 | 0.0301 | .0530 | .0637 |
| 300 | 118.89 | 223.06 | 276.33 | 0.0006 | 0.0140 | 0.0185 | .0331 | .0398 |
| $m_0 = 250$ GeV/c$^2$ $\tan\beta = 5$ $sign(\mu) < 0$ | | | | | | | | |
| 140 | 57.91 | 109.23 | 257.76 | 0.0223 | 0.4351 | 0.6879 | 1.1453 | 1.3743 |
| 160 | 65.99 | 125.43 | 259.44 | 0.0126 | 0.2420 | 0.3678 | .6225 | .7470 |
| 180 | 74.21 | 141.81 | 261.31 | 0.0074 | 0.1403 | 0.2069 | .3546 | .4256 |
| 200 | 82.36 | 158.24 | 263.39 | 0.0045 | 0.0837 | 0.1207 | .2091 | .2509 |
| 220 | 90.58 | 174.77 | 265.67 | 0.0028 | 0.0518 | 0.0721 | .1268 | .1522 |
| 240 | 98.84 | 191.30 | 268.15 | 0.0018 | 0.0324 | 0.0439 | .0782 | .0939 |
| 280 | 115.42 | 224.50 | 273.65 | 0.0008 | 0.0133 | 0.0171 | .031 | .0375 |
| 300 | 123.73 | 241.14 | 276.66 | 0.0005 | 0.0086 | 0.0108 | .0201 | .0241 |

Table 6.5: *Masses ($GeV/c^2$) et sections efficaces (pb) des points générés avec SUSYGEN à $m_0$=250 $GeV/c^2$,* $\tan\beta = 5$. *N désigne le neutralino et C le Chargino. Les K-facteurs ont été obtenus dans [72].*

## 6.3 Bruits de fond

Les bruits de fond inhérents à la sélection du canal constitué de deux électrons, d'un tau hadronique et d'énergie transverse manquante sont essentiellement de nature instrumentale. Peu de processus physiques du modèle standard conduisent en effet à un état final constitué de deux électrons et d'un tau hadronique. Ce sont donc essentiellement les processus où deux leptons sont produits dans l'état final en association avec un jet susceptible d'être reconstruit en tant qu'électron ou tau hadronique qui sont à considérer.

### 6.3.1 Bruits de fond physiques

Seules les productions de paires de bosons $WZ$ et $ZZ$ sont susceptibles d'apporter une contribution au canal recherché, par les désintégrations suivantes :

- WZ $\rightarrow \tau\nu_\tau\ e^+e^- \rightarrow \tau_{hadr}\nu_\tau\ e^+e^-$
- WZ $\rightarrow e\nu_e\ \tau^+\tau^- \rightarrow e\nu_e\ e\nu_e\nu_\tau\ \tau_{hadr}$
- ZZ $\rightarrow e^+e^-\ \tau^+\tau^- \rightarrow e^+e^-\ \tau_{hadr}(l \text{ ou } \tau_{hadr})$

| $m_{1/2}$ | $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ | $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ | $m_{\tilde{\tau}}$ | $\sigma_{NN}$ | $\sigma_{CC}$ | $\sigma_{NC}$ | $\sigma_{tot}$ | $\sigma_{tot}$ (NLO) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $m_0 = 100$ GeV/c$^2$ $\tan\beta = 20$ $sign(\mu) > 0$ | | | | | | | | |
| 140 | 50.33 | 87.03 | 97.59 | 0.056 | 1.036 | 1.783 | 2.875 | 3.450 |
| 160 | 59.31 | 104.45 | 99.58 | 0.026 | 0.489 | 0.796 | 1.311 | 1.573 |
| 180 | 68.18 | 121.96 | 102.13 | 0.014 | 0.257 | 0.398 | .6692 | .803 |
| 200 | 76.81 | 139.20 | 105.52 | 0.008 | 0.143 | 0.215 | .3672 | .441 |
| 220 | 85.51 | 156.56 | 109.22 | 0.005 | 0.083 | 0.122 | .2104 | .253 |
| 240 | 94.03 | 173.75 | 113.55 | 0.003 | 0.051 | 0.071 | .1260 | .151 |
| 260 | 102.56 | 190.90 | 118.23 | 0.002 | 0.031 | 0.043 | .0769 | .092 |
| 280 | 111.07 | 207.98 | 123.25 | 0.001 | 0.019 | 0.026 | .0477 | .057 |
| 300 | 119.57 | 225.04 | 128.52 | 0.001 | 0.012 | 0.016 | .0301 | .036 |

Table 6.6: *Masses ($GeV/c^2$) et sections efficaces (pb) des points générés avec SUSYGEN à $m_0$=100 $GeV/c^2$, $\tan\beta = 20$. N désigne le neutralino et C le Chargino. Les K-facteurs ont été obtenus dans [72].*

Les sections efficaces de production $WZ$ et $ZZ$ sont estimées pour le Run II à 3.68 $\pm$ 0.25 et 1.42 $\pm$ 0.08 [63].

### 6.3.2 Bruits de fond instrumentaux

Les processus physiques accompagnés d'une mauvaise identification d'une de leurs particules sont les suivants :

La production de paires de quark top-antitop, dont la section efficace a été mesurée à respectivement 7.2 +1.3-1.2+1.9-1.4± 0.5 pb et 7.0+2.4-2.1+1.7-1.2 pb dans le canal lepton+jets dans l'expérience DØ et dilepton dans l'expérience CDF [2] peut conduire à un état final constitué de deux électrons ou d'un électron et d'un tau hadronique, selon les désintégrations des bosons $W$. La mauvaise identification d'un jet de quark b en électron ou en tau hadronique peut alors contribuer au processus recherché. Notons que dans ce cas de figure la notion de bruit de fond instrumental est quelque peu abusive puisqu'un quark b peut se désintégrer en un électron non isolé et vérifier les critères d'identification.

Le processus di-bosons $WW$ peut également contribuer à un état final constitué de deux électrons ou un électron plus un tau hadronique : $WW \rightarrow e\nu_e\, e\nu_e$ et $WW \rightarrow e\nu_e\, \tau\nu_\tau$. La présence d'un jet dans de tels événements, issu de rayonnements dans l'état initial, peut alors simuler un électron ou tau hadronique.

La contribution dominante des bruits de fond physiques associés à des bruits de fond instrumentaux provient cependant des processus Drell-Yann, où une paire d'électrons ou de taus est créée par l'intermédiaire d'un photon ou d'un boson Z virtuel ou bien réel. Soit $Z^{(*)}/\gamma^{(*)} \rightarrow e^+e^-$ ou bien $Z^{(*)}/\gamma^{(*)} \rightarrow \tau^+\tau^-$ accompagnés d'un jet mal-identifié. Les sections efficaces semi-inclusives de ces processus sont indiquées dans le tableau 6.7

[2] L'ensemble des résultats obtenus dans les différents canaux peut être consulté sur le site [73].

| processus MS | Générateur | $\sigma \times BR(pb)$ | nombre d'événements | $\mathcal{L}_{eq}$ (pb$^{-1}$) |
|---|---|---|---|---|
| $Z^*/\gamma^* \to \tau^+\tau^-$ 15-60 | PYTHIA 6.2 | 446. $\pm$ 16 | 521 k | 1169 |
| $Z^*/\gamma^* \to \tau^+\tau^-$ 60-130 | PYTHIA 6.2 | 245.6 $\pm$ 9 | 403 k | 2766 |
| $Z^*/\gamma^* \to \tau^+\tau^-$ 130-250 | PYTHIA 6.2 | 1.87 $\pm$ | 104 k | 55615 |
| $Z^*/\gamma^* \to e^+e^-$ 15-60 | PYTHIA 6.2 | 446. $\pm$ 16 | 502 k | 1126 |
| $Z^*/\gamma^* \to e^+e^-$ 60-130 | PYTHIA 6.2 | 245.6 $\pm$ 9 | 390 k | 1588 |
| $Z^*/\gamma^* \to e^+e^-$ 130-250 | PYTHIA 6.2 | 1.87 | 102 k | 54691 |
| WW | PYTHIA 6.2 | 12.0 $\pm$ 0.67 | 50 k | 4147 |
| ZZ | PYTHIA 6.2 | 1.42 $\pm$ 0.08 | 107 k | 7520 |
| WZ | PYTHIA 6.2 | 3.68 $\pm$ 0.25 | 34 k | 138000 |
| $t\bar{t} \to l\nu l\nu b\bar{b}$ | ALPGEN | 0.5 | 9 k | 18000 |
| $W \to e\nu_e$ | PYTHIA 6.2 | 2717 $\pm$ 98 | 1814 k | 668 |
| $W \to \tau\nu_\tau$ | PYTHIA 6.2 | 2717 $\pm$ 98 | 2024 k | 745 |

Table 6.7: *Sections efficaces des processus du modèle standard. Les sections efficaces des processus $Z^*/\gamma^*$ à l'ordre NNLO ont été obtenues an multipliant les sections efficaces L0 par un "K-facteur" égal à 1.338 [74]. $\mathcal{L}_{eq}$ désigne la luminosité équivalente au nombre d'événements générés.*

par intervalle de masse invariante.

Un dernier bruit de fond de nature purement instrumentale est celui constitué par les processus QCD. Il sera déterminé dans les données car nécessitant une statistique trop importante d'événements simulés pour le décrire (voir 6.4.2).

## 6.4 Sélection de l'état final

La sélection de l'état final s'effectue en quatre étapes. La première étape requiert la présence de deux électrons avec une masse invariante supérieure à 18 GeV/$c^2$, afin de s'affranchir du bruit de fond causé par les résonances du Upsilon. A ce premier niveau de sélection l'accord entre données et processus du modèle standard est vérifié. Les événements de masse invariante di-électron supérieure à 80 GeV/$c^2$ sont ensuite rejetés afin de réduire la contribution du processus $Z \to e^+e^-$. L'estimation du nombre d'événements issus de processus QCD multi-jets, où deux jets sont identifiés en électrons est évalué à ce niveau comme décrit dans la partie 6.4.2. La prochaine étape vise à sélectionner des événements contenant au moins un tau hadronique, à l'aide de la méthode fondée sur les réseaux de neurones, décrite dans la partie 5. Pour qu'un tau soit identifié il doit vérifier les critères suivants :

- Se situer en dehors de la zone inter-cryostat (soit $|\eta_{det}| < 1.1$ ou $|\eta_{det}| > 1.5$), où la séparation entre électrons et taus est difficile. (Un électron y est reconnu en tant que tau de type 1 à cause de la faible épaisseur de la couche électromagnétique.)
- Etre de type 1 ou 2. Les taus de type 3 n'ont pas été considérés jusqu'à présent; les jets de quarks et de gluons sont en effet plus enclins à être reconstruits en tant

| | |
|---|---|
| (III.1) présélection de 2 électrons | $p_{T_1} > 10$, $p_{T_2} > 10$ GeV/$c$<br>$M_{ee}$ >18 GeV/$c^2$ |
| (III.2) coupure anti-$Z \rightarrow e^+e^-$ | $M_{ee}$ <80 GeV/$c^2$ |
| (III.3) au moins 1 tau hadronique | $E_{T_\tau} > 7GeV/c$<br>$\tau$ de type 1 ou 2<br>en dehors de la région inter-cryostat<br>anti jet QCD : $NN^{QCD}_{type1}$ ou $NN^{QCD}_{type2} > 0.9$<br>coupure anti électron : $\Delta\phi_{e\tau} > 0.1$, $NN^e$ >0.9<br>coupure anti muon : $\Delta\phi_{\mu\tau} > 0.1$, $\mathcal{R}_\mu > 0.7$ |
| (III.4) coupure anti Drell-Yann et QCD | $\not\!\!E_T/\sqrt{SE_T} > 1.5$ |

Table 6.8: *Coupures séquentielles de sélection de l'état final.*

que type 3. De plus la différence d'efficacité de reconstruction des traces dans la simulation et les données est plus difficile à quantifier car il s'agit de particules chargées non isolées, à l'intérieur de jets.

- Vérifier les critères d'identification des réseaux de neurones, entraînés pour réduire la contamination QCD.

- Vérifier les critères destinés à réduire la contamination muonique. Soit $\Delta\phi(\mu,\tau) >$ 0.1 afin de séparer les muons identifiés grâce au critère "medium" qui miment un tau hadronique. La coupure $\mathcal{R}_\mu > 0.7$ (voir partie 5.8) est également appliquée afin de supprimer les muons non identifiés par les critères d'identification des muons mais qui faussent un tau hadronique.

- Vérifier les critères destinés à réduire la contamination des électrons. Soit $\Delta\phi(e,\tau) >$ 0.1 afin de séparer les électrons reconnus des taus hadroniques. $NN^e > 0.9$ afin de séparer les électrons non-identifiés des taus hadroniques.

Le signal recherché présente la caractéristique de posséder de l'énergie transverse manquante. Les événements QCD peuvent également contenir de l'énergie transverse manquante, créée par une mauvaise mesure de l'énergie transverse des jets. Une variable utile qui permet de distinguer les deux processus est $\not\!\!E_T/\sqrt{SE_T}$, où $\not\!\!E_T$ est l'énergie transverse manquante et $SE_T$ l'énergie transverse scalaire. $\sqrt{SE_T}$, étant une mesure approximative de la résolution en énergie de l'événement, permet de vérifier que $\not\!\!E_T$ est supérieure à la résolution en énergie de l'événement. Les coupures séquentielles appliquées dans l'analyse sont résumées dans le tableau 6.8.

### 6.4.1 Présélection de deux électrons

Afin de pouvoir comparer les données aux prévisions du modèle standard, les efficacités d'identification des électrons doivent être estimées dans les données et la simulation afin d'en déduire un facteur correctif. L'efficacité d'identification d'un électron se compose d'une part de l'efficacité des coupures de reconstruction d'une gerbe électromagnétique (électron, photon) et d'autre part de l'efficacité d'association de la trace. Afin de décrire la résolution en énergie des électrons dans les données, l'énergie des électrons de

la simulation est au préalable dégradée, en convoluant l'énergie avec une gaussienne de largeur $\sigma(E) = 0.047 \cdot E$. Ceci permet de reproduire la largeur de la masse invariante di-électrons reconstruite dans les données (voir figure 6.9).

Pour pouvoir mesurer les efficacités de reconstruction des électrons, des événements $Z \to e^+e^-$ ont été sélectionnés dans les données en imposant une coupure sur la masse invariante, $M_{ee} \in [81, 101]$ GeV/c$^2$. Une coupure sur les impulsions transverses $p_T > 25$ GeV/c$^2$ est également requise et un des électrons doit vérifier le critère strict de sélection, afin d'augmenter la pureté de l'échantillon. La qualité du second électron sélectionné dans l'événement est alors évaluée et permet de déduire les efficacités des coupures de sélection. La méthode décrite dans [75] a été employée.

La première étape consiste à estimer l'efficacité de reconnaissance de la gerbe électromagnétique, soit des coupures $iso < 0.2$, $emf > 0.9$, $likelihood > 0.5$ et $hmx7 < 40$ (voir chapitre 4.1). Elle est évaluée grâce à la valeur de $\epsilon_{cluster}$ :

$$\epsilon_{cluster} = \frac{2N_{tt} + N_{tl}}{2N_{tt} + N_{tl} + N_{tf}}$$

où $N_{tt}$ est le nombre d'événements où les deux électrons satisfont le critère strict, $N_{tl}$ est le nombre d'événements où le deuxième électron satisfait uniquement le critère lâche, et $N_{tf}$ celui où il ne vérifie ni le critère lâche ni le critère strict [3]. L'efficacité $\epsilon_{cluster}$ s'apparente en effet à celle des coupures de sélection de la gerbe électromagnétique $\epsilon_{loose}$ puisque :

$$\begin{aligned}
\epsilon_{cluster} &= \frac{2N_{tt} + N_{tl}}{2N_{tt} + N_{tl} + N_{tf}} \\
&= \frac{2\epsilon_{tight}^2 + 2\epsilon_{tight}(\epsilon_{loose} - \epsilon_{tight})}{2\epsilon_{tight}^2 + 2\epsilon_{tight}(\epsilon_{loose} - \epsilon_{tight}) + 2\epsilon_{tight}(1 - \epsilon_{loose})} \\
&= \epsilon_{loose}
\end{aligned}$$

où $\epsilon_{loose}$ et $\epsilon_{tight}$ désignent les efficacités d'identification des électrons de qualité lâche et stricte. Les électrons stricts vérifiant le critère d'association de la trace, ce même échantillon de données peut être utilisé pour estimer l'efficacité d'association de la trace. Soit,

$$\epsilon_{\text{track}} = \frac{2N_{2trk}}{2N_{2trk} + N_{1trk}}$$

où $N_{2trk}$ est le nombre d'événements où les deux électrons possèdent une trace associée et $N_{1trk}$ ceux où un seul possède une trace associée.

[3] Les indices "tt" désignent deux électrons de critère "tight", "tl" un électron de critère "tight" et un électron de critère "loose" ; "tf" désigne le cas de figure où le second électron ne vérifie ni la condition d'association de trace ni celle d'identification de la gerbe : "tight-fail".

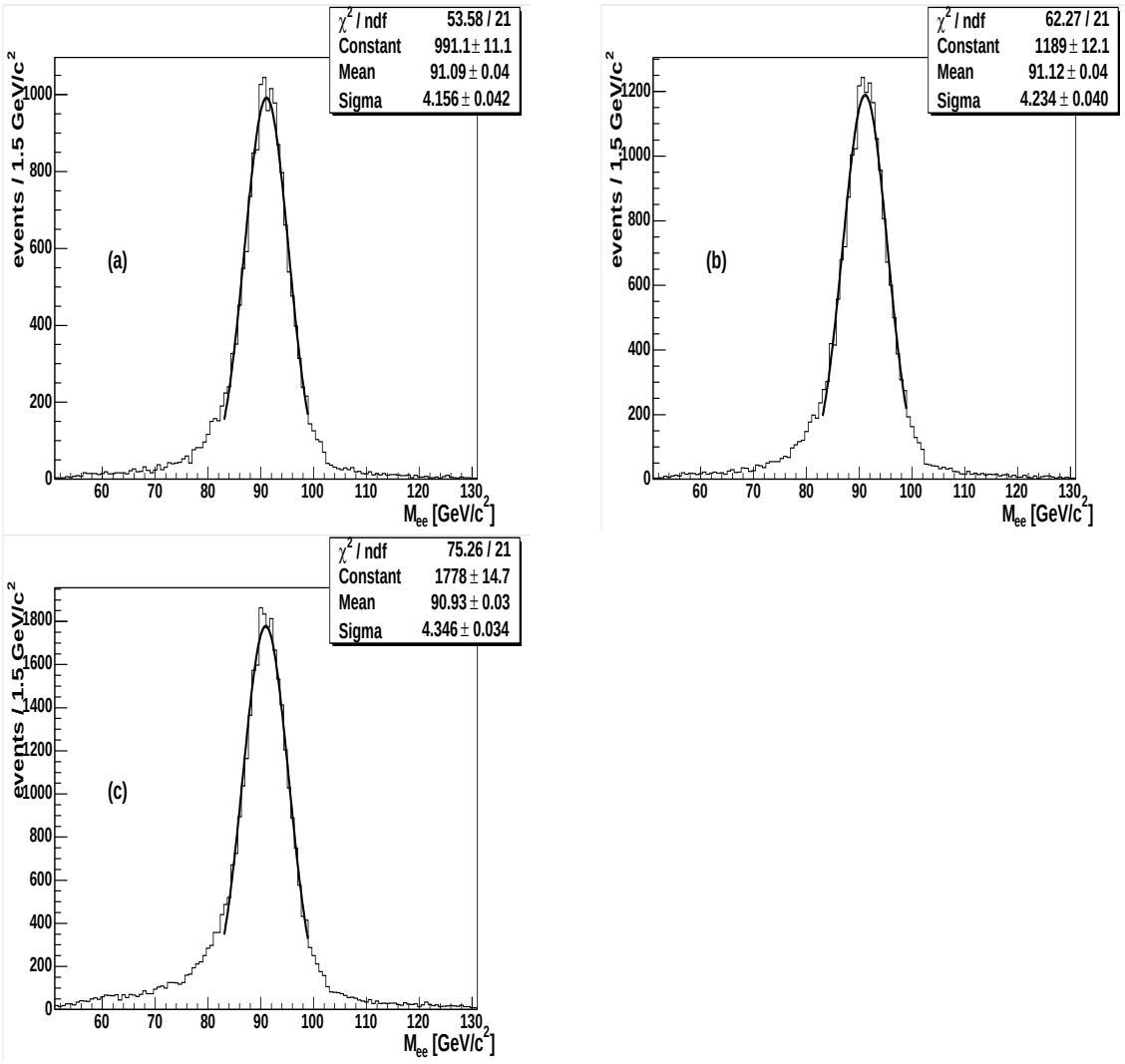


Figure 6.8: *Masse invariante des deux électrons sélectionnés pour estimer l'efficacité de reconstruction et d'association de la trace dans les données. (a) : deux électrons vérifiant le critère strict sont identifiés. (b) : un électron vérifiant le critère strict et un autre vérifiant le critère lâche. (c) : le deuxième électron ne vérifie ni le critère strict ni le critère lâche.*

Les résultats suivants ont été obtenus :

$$\begin{aligned}
\epsilon^{CC}_{cluster}(data) &= 0.9002 \pm 0.0015,\ \epsilon^{EC}_{cluster}(data) = 0.7811 \pm 0.003 \\
\epsilon^{CC}_{cluster}(MC) &= 0.9598 \pm 0.0004,\ \epsilon^{EC}_{cluster}(MC) = 0.9252 \pm 0.0008 \\
\epsilon^{CC}_{trk}(data) &= 0.9326 \pm 0.0013,\ \epsilon^{EC}_{trk}(data) = 0.9907 \pm 0.0008 \\
\epsilon^{CC}_{trk}(MC) &= 0.9626 \pm 0.0004,\ \epsilon^{EC}_{trk}(MC) = 0.9747 \pm 0.0005
\end{aligned}$$

Ce qui correspond à des facteurs correctifs données/simulation suivants :

$$\begin{aligned}
f^{CC}_{cluster} &= 0.937 \pm 0.002 \\
f^{EC}_{cluster} &= 0.844 \pm 0.004 \\
f^{CC}_{trk} &= 0.969 \pm 0.001 \\
f^{EC}_{trk} &= 1.016 \pm 0.001
\end{aligned}$$

L'indice CC ("Central calorimeter") désigne la zone centrale du calorimètre $|\eta_{det}| < 1.1$, tandis que EC ("End Cap") désigne les zones avant $|\eta_{det}| > 1.5$. La zone inter-cryostat, correspondant à une zone en pseudo-rapidité ($1.1 < |\eta_{det}| < 1.5$) des détecteurs n'a pas été prise en compte dans cette analyse. De même les électrons se situant près des bords des modules du calorimètre et des bords des cryostats n'ont pas été pris en compte afin de garantir une bonne résolution de leurs énergies. Le fait que le rapport $f^{EC}_{trk}$ soit supérieur à un est généralement attribué à une erreur de correction de l'alignement du détecteur dans la simulation. La position du détecteur est corrigée alors qu'elle ne devrait pas l'être [40]. Les masses invariantes des deux électrons de l'échantillon de données sont représentées sur les figures 6.8 ((a),(b),(c)) en fonction de la qualité du second électron. En pratique une paramétrisation plus détaillée, fondée sur la même méthode mais utilisant également la résonance du Upsilon pour estimer les facteurs correctifs à basse impulsion transverse ($p_T < 25$ GeV/c$^2$) a été employée [52].

### 6.4.2 Estimation du bruit de fond QCD

Le bruit de fond instrumental où deux jets sont identifiés en tant qu'électrons est estimé dans les données en considérant le nombre d'électrons de même signe. La répartition des processus multi-jets QCD en jets de même signe et de signe opposé peut en effet être supposée équiprobable. La contribution d'événements provenant de processus QCD est alors estimée en retranchant la contribution des processus du modèle standard contenant deux électrons de même signe et en multipliant ce nombre par deux. Soit $N_{QCD} = 2 \cdot N^{ES}_{QCD} = 2 \cdot (N^{ES}_{data} - N^{ES}_{MC})$, où $N^{ES}_{MC}$ est la contribution des événements de même signe des processus du modèle standard, exception faite de ceux de la QCD. Le tableau 6.9 montre que cette contribution est faible : 26 événements sont attendus des processus du modèle standard pour 348 sélectionnés dans les données, au niveau de coupure de deux électrons de même signe dans la région de masse invariante $M_{ee} \in [18 - 80]$ GeV/c$^2$. Cette estimation du nombre d'événements QCD ne peut cependant pas être effectuée aux niveaux de coupures ultérieures de l'analyse, le signal pouvant lui aussi contenir des électrons de même signe. Une correspondance entre électrons de même

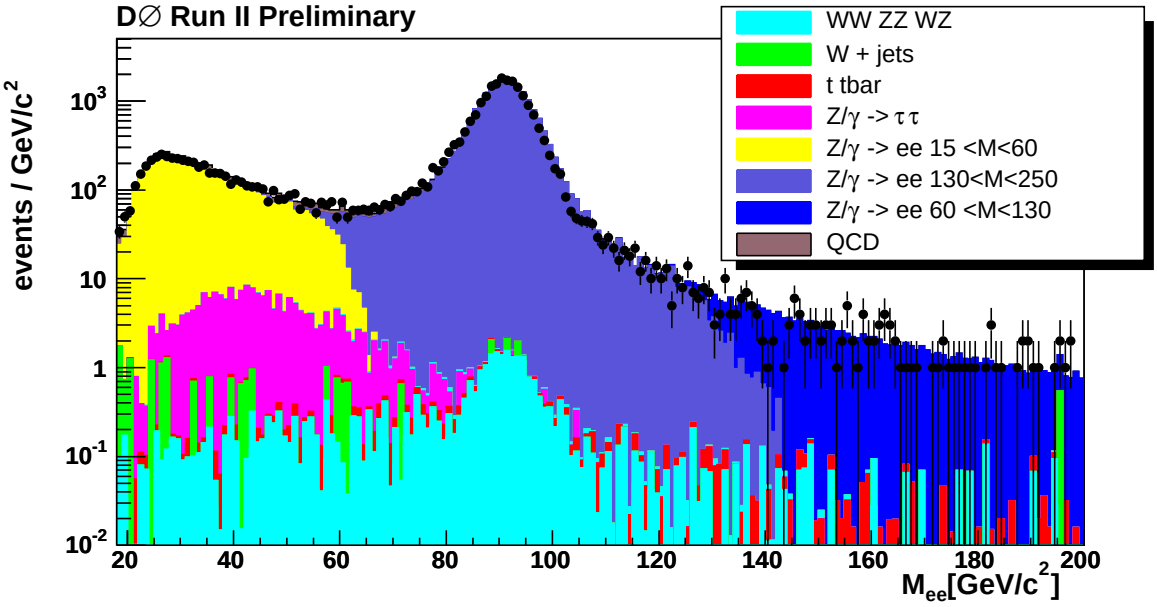


Figure 6.9: *Masse invariante des deux électrons présélectionnés* $_{M}ee > 18\ GeV/c^2$.

signe et événements QCD dans l'état final pourrait ainsi masquer le signal par une surestimation du nombre d'événements QCD. Pour pouvoir estimer le bruit de fond QCD à chaque étape de l'analyse, un nouveau lot d'événements QCD est défini et normalisé au nombre d'événements d'électrons de même signe. Ce lot est déterminé en inversant les deux coupures principales sur les électrons, HMx7>50 et lkhd<0.3, tout en maintenant les autres coupures (isolation, fraction électromagnétique, association avec une trace). Seuls ont cependant été comptabilisés parmi ces faux électrons ceux qui ne sont pas reconnus en tant que taus hadroniques, afin de ne pas identifier deux fois la même particule dans l'événement. Le lot de données QCD a été normalisé au nombre d'événements attendu $(2 \cdot (N_{data}^{ES} - N_{MC}^{ES}))$ par intervalle de masse invariante des deux faux électrons. Pour cela la masse invariante des événements avec deux électrons de même signe a été utilisée comme distribution de référence, sur laquelle est normalisée le lot QCD.

### 6.4.3 Coupure $ME_T/\sqrt{SE_T}$

La variable $ME_T/\sqrt{SE_T}$ permet comme nous l'avons déjà évoqué de caractériser des événements où l'énergie transverse n'est pas due à une mauvaise mesure de l'énergie des particules. Nous avons constaté au niveau de la présélection des deux électrons que cette variable n'est pas décrite correctement dans la simulation. Les énergies transverses manquante et scalaire sont ainsi plus larges dans les données que dans la simulation. Ceci est généralement expliqué par la présence de bruit supplémentaire dans le calorimètre. Les énergies des cellules qui entrent dans le calcul de $ME_T$ et $SE_T$ et qui n'appartiennent pas à des objets reconstruits sont plus élevées dans les données que dans la simulation. On parle du problème de l'énergie "non-clusterisée".

| | 2 e (ES) $\in M_{ee}$ [18-80] GeV/$c^2$ |
|---|---|
| $t\bar{t}$ | 0.06 $\pm$ 0.04 |
| WW | 0.07 $\pm$ 0.01 |
| ZZ | 0.15 $\pm$ 0.03 |
| WZ | 0.7 $\pm$ 0.18 |
| $Z^*/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ 15-60 | 9.52 $\pm$ 1.9 |
| $Z^*/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ 60-130 | 10.14 $\pm$ 1.7 |
| $Z^*/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ 15-60 | 0. |
| $Z^*/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ 60-130 | 0.98 $\pm$ 0.47 |
| $W \rightarrow e\nu$ | 4.1 $\pm$ 1.8 |
| $W \rightarrow \tau\nu$ | 0 $\pm$ 1.44 |
| Somme des bruits de fond | 25.7 $\pm$ 3.5 |

Table 6.9: *Contribution des événements avec électrons de même signe issus des processus du modèle standard.*

Afin d'obtenir un bon accord, nous avons ajusté les formes gaussiennes des distributions $ME_T(x)/\sqrt{SE_T}$ et $ME_T(y)/\sqrt{SE_T}$ dans les données et la simulation. Les événements simulés ont été corrigés de la non-centralité des distributions et ont été affectés des largeurs des gaussiennes mesurées dans les données. Pour chaque événement la valeur $ME_T(x)/\sqrt{SE_T}$ simulée (respectivement $ME_T(y)/\sqrt{SE_T}$ ) a été remplacée par la valeur $(ME_T(x)/\sqrt{SE_T}+shift_x)\cdot\sigma_x(DATA)/\sigma_x(MC)$ (respectivement $ME_T(y)/\sqrt{SE_T}$ $(ME_T(y)/\sqrt{SE_T}+shift_y)\cdot\sigma_y(DATA)/\sigma_y(MC)$). Les valeurs suivantes ont été mesurées:

$$\begin{aligned} shift_x = 0.0279 \text{ GeV}^{1/2} \quad &, \quad shift_y = 0.0104 \text{ GeV}^{1/2} \\ \sigma_x(DATA) = 4.74 \text{ GeV} \quad &, \quad \sigma_x(DATA) = 4.6 \text{ GeV} \\ \sigma_x(MC) \quad &= \quad \sigma_y(MC) = 3.68 \text{ GeV} \end{aligned}$$

Les distributions sont représentées avant et après correction sur les figures 6.10 et 6.11. L'accord a également été vérifié au niveau de sélection de deux électrons et d'un jet de tau. Le terme jet de tau désigne un jet reconnu par l'algorithme *taureco*, décrit au chapitre 5, avant application de toute coupure pour identifier les taus (coupures décrites dans la section 6.4). Ce niveau de coupure est en effet semblable cinématiquement à celui où sera appliqué la coupure (deux électrons et un tau identifié) et dispose cependant de la statistique suffisante pour vérifier l'allure des distributions.

### 6.4.4 Accord données/prédiction du modèle standard

Le tableau 6.10 regroupe le nombre d'événements obtenu dans les données et les prédictions des processus du modèle standard à différents niveaux de coupure de sélection. La première colonne indique le nombre d'événements obtenu lorsque deux électrons de qualité stricte sont requis avec une masse invariante de plus de 18 GeV/c$^2$. La deuxième colonne regroupe le nombre d'événements lorsque la coupure sur la masse invariante, $M_{ee} < 80$ GeV/c$^2$, est également appliquée. La troisième colonne regroupe le nombre

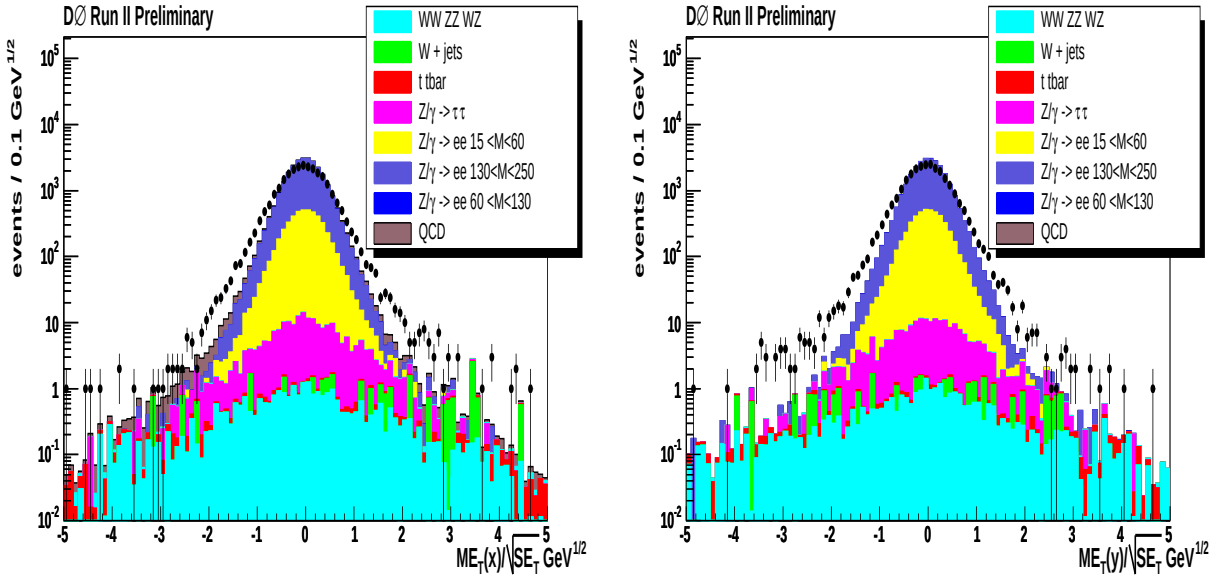


Figure 6.10: $\not\!\!E_{Tx}/\sqrt{SE_T}$ *et* $\not\!\!E_{Ty}/\sqrt{SE_T}$ *pour une présélection de deux électrons* ($M_{ee} > 18\ GeV/c^2$) *avant correction.*

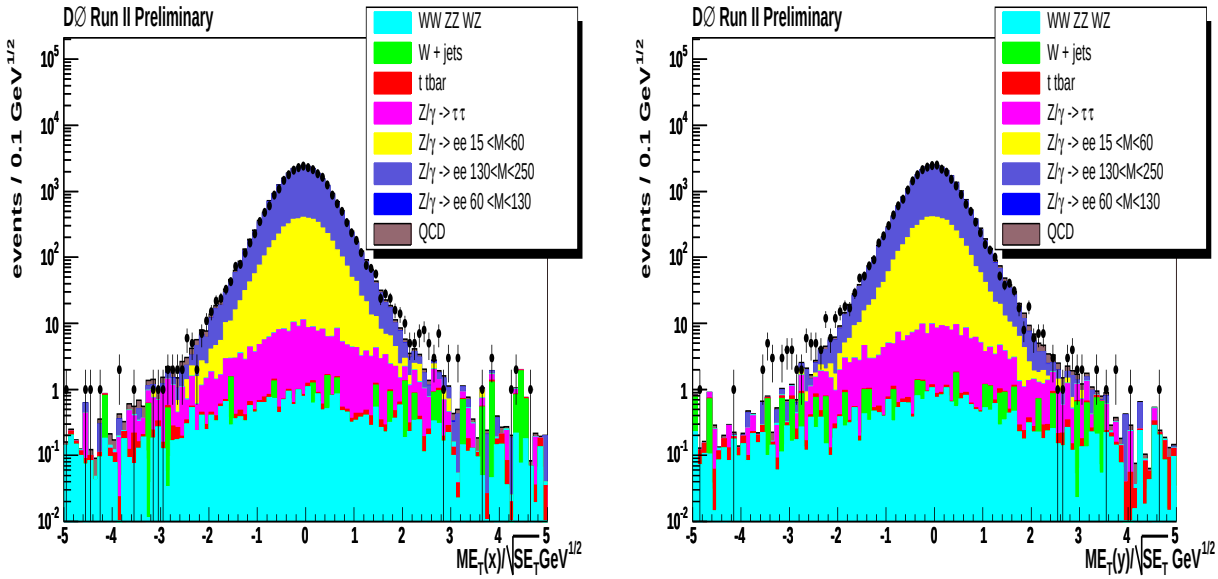


Figure 6.11: $\not\!\!E_{Tx}/\sqrt{SE_T}$ *et* $\not\!\!E_{Ty}/\sqrt{SE_T}$ *pour une présélection de deux électrons* ($M_{ee} > 18\ GeV/c^2$) *après correction.*

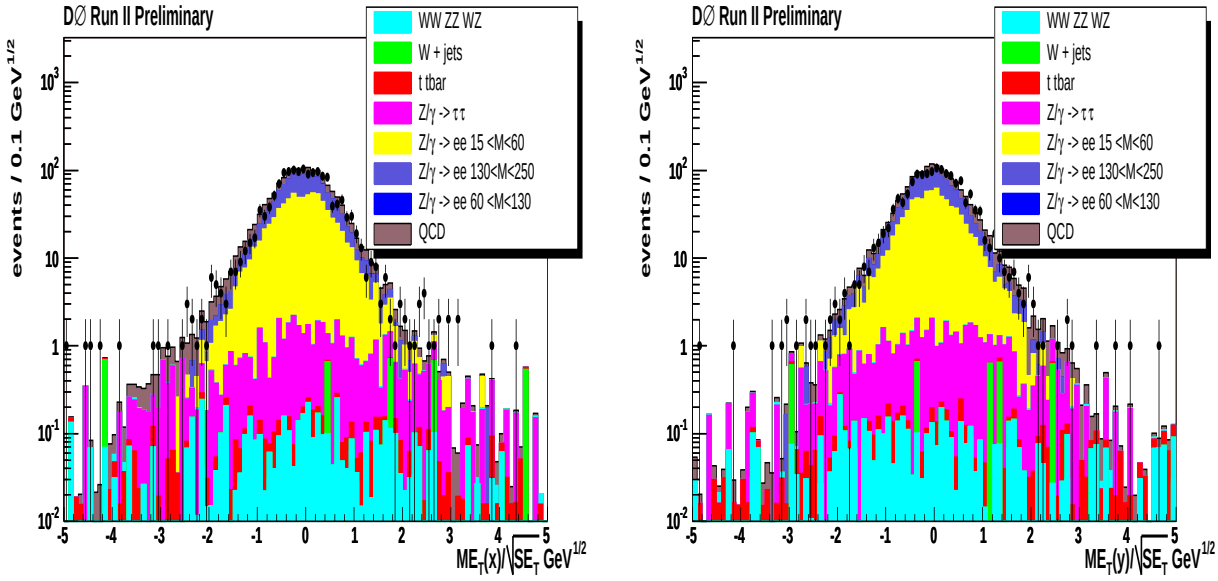


Figure 6.12: $\not\!\!E_{Tx}/\sqrt{SE_T}$ *et* $\not\!\!E_{Ty}/\sqrt{SE_T}$ *pour une présélection de deux électrons et d'un jet de tau après correction.*

d'événements lorsqu'un jet de tau est identifié. La colonne suivante indique le nombre d'événements lorsqu'un tau est identifié avec les critères décrits au début de la partie 6.4. La dernière colonne indique le nombre d'événements lorsque la coupure $\not\!\!E_T/\sqrt{SE_T}$ >1.5 est appliquée.

Les figures 6.13 à 6.19 illustrent l'accord entre données et nombre d'événements attendu provenant des différents processus du modèle standard.

### 6.4.5 Erreurs systématiques

Les erreurs systématiques qui ont été prises en compte sont :

- L'incertitude sur la luminosité de 6.5% a été propagée comme incertitude sur le nombre d'événements attendu des processus du modèle standard, exception faite pour les processus de QCD, dont le nombre d'événements est évalué dans les données elles-mêmes.

- Le nombre d'événements des processus du modèle standard est également entaché d'une erreur sur les sections efficaces théoriques de production de ces processus. Les incertitudes sur ces sections efficaces sont décrites dans le tableau 6.7 et extraites de [74].

- L'erreur estimée sur le facteur correctif d'efficacité données/simulation d'identification des électrons est de l'ordre de 8% pour le processus $Z/\gamma^* \to e^+e^-$ ($M_{ee} \in [15-60]$ GeV/c$^2$) et de 2% pour $Z \to e^+e^-$ ($M_{ee} \in [60-130]$ GeV/c$^2$). Une paramétrisation dépendante de l'impulsion de l'électron a été employée, comme décrite dans [52].

| processus du MS | 2 e $M_{ee} > 18$ | + $M_{ee} < 80$ | + jet $\tau$ >=1 | + $\tau$ >=1 | + $\not\!\!E_T/\sqrt{SE_T}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| $t\bar{t}$ | 6.84 ± 0.48 ± 0.41 | 3.31 ± 0.24 ± 0.29 | 3.29 ± 0.23 ± 0.29 | 0.08 ± 0.01 ± 0.05 | 0.06 ± 0.01 ± 0.05 |
| WW | 13.95 ± 1.24 ± 1.3 | 7.47 ± 0.67 ± 0.98 | 2.49 ± 0.22 ± 0.58 | 0.14 ± 0.02 ± 0.18 | 0.14 ± 0.02 ± 0.18 |
| ZZ | 9.35 ± 0.84 ± 0.24 | 1.29 ± 0.12 ± 0.09 | 1.07 ± 0.1 ± 0.09 | 0.05 ± 0.01 ± 0.02 | 0.04 ± 0.01 ± 0.02 |
| WZ | 10.33 ± 1.01 ± 0.75 | 2 ± 0.2 ± 0.34 | 1.88 ± 0.19 ± 0.34 | 0.15 ± 0.02 ± 0.11 | 0.06 ± 0.01 ± 0.08 |
| W→ $e\nu$ | 18.98 ± 1.75 ± 3.32 | 16.13 ± 1.47 ± 4.36 | 2.8 ± 0.24 ± 2.23 | 0 ± 0 ± 0.91 | 0 ± 0 ± 0.91 |
| W→ $\tau\nu$ | 0.37 ± 0.03 ± 0.92 | 0.37 ± 0.03 ± 0.92 | 0.37 ± 0.03 ± 0.92 | 0 ± 0 ± 0.91 | 0 ± 0 ± 0.91 |
| $Z^*/\gamma^* \to \tau^+\tau^-$ 15-60 | 4.97 ± 0.79 ± 2.25 | 4.97 ± 0.79 ± 2.25 | 1.3 ± 0.18 ± 1.34 | 0 ± 0 ± 0.45 | 0 ± 0 ± 0.45 |
| $Z^*/\gamma^* \to \tau^+\tau^+$ 60-130 | 187.28 ± 17.4 ± 7.92 | 185.6 ± 17.28 ± 8.22 | 44.98 ± 4.13 ± 4.28 | 0.63 ± 0.09 ± 0.71 | 0.46 ± 0.07 ± 0.55 |
| $Z^*/\gamma^* \to e^+e^-$ 15-60 | 4776.74 ± 597.05 ± 47.48 | 4776.74 ± 597.05 ± 47.48 | 761.38 ± 82.61 ± 19.86 | 10.97 ± 1.61 ± 2.68 | 0.64 ± 0.09 ± 0.76 |
| $Z^*/\gamma^* \to e^+e^-$ 60-130 | 21817.8 ± 1671.4 ± 67.05 | 1599.63 ± 124.92 ± 22.03 | 489.48 ± 38.88 ± 13.07 | 6.99 ± 0.91 ± 1.89 | 0 ± 0 ± 0.25 |
| $Z^*/\gamma^* \to e^+e^-$ 130-250 | 187.04 ± 12.82 ± 1.01 | 0.6 ± 0.04 ± 0.08 | 0.58 ± 0.04 ± 0.08 | 0.02 ± 0 ± 0.02 | 0 ± 0 ± 0.01 |
| QCD | 640 ± 25 | 640 ± 25 | 231 ± 15 | 3.4 ± 1.8 | 0.67 ± 0.81 |
| Somme MS | 27676.6 ± 1775.1 ± 82.7 | 7240.2 ± 327.7 ± 53.23 | 1541.6 ± 92.6 ± 24.37 | 22.4 ± 2.6 ± 3.6 | 2.09 ± 0.82 ± 1.68 |
| données | 26443 | 7178 | 1535 | 25 | 1 |

Table 6.10: *Nombre d'événements attendu et observé pour les différentes coupures de sélection du signal. Les erreurs systématiques contiennent les erreurs d'efficacité de sélection des particules, l'erreur de 6.5% sur la luminosité et les erreurs sur les sections efficaces des processus du modèle standard. Les erreurs statistiques ont été calculées grâce à la méthode décrite dans [67]. Les valeurs sont indiquées de la façon suivante : n ± dn (sys) ± dn (stat).*

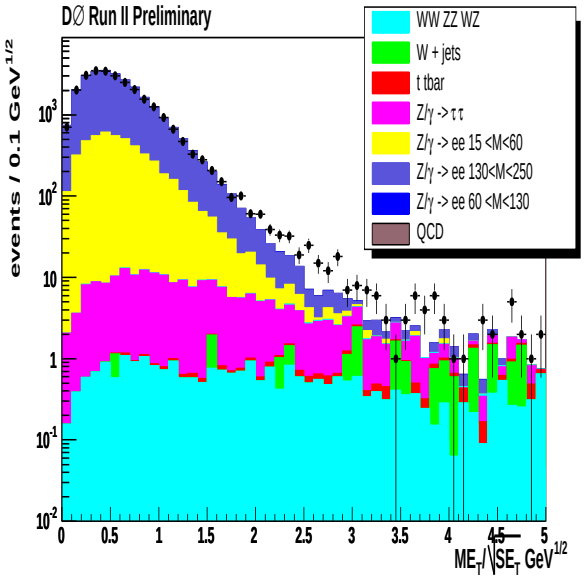


Figure 6.13: $\not\!\!E_T/\sqrt{SE_T}$ *pour une présélection de deux électrons* ($M_{ee} > 18\ GeV/c^2$).

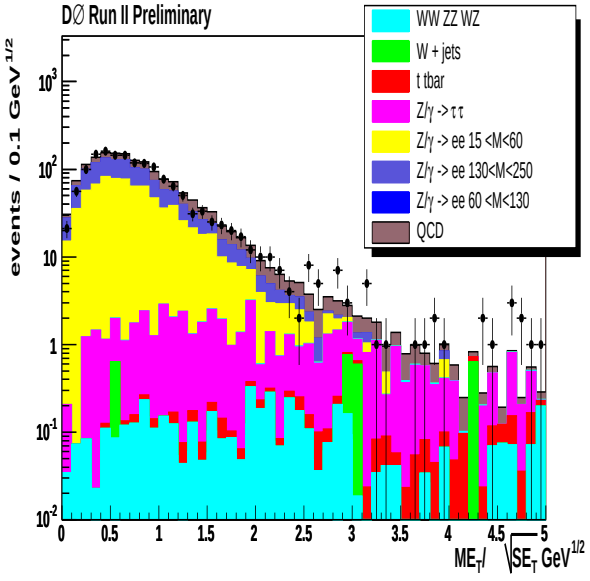


Figure 6.14: $\not\!\!E_T/\sqrt{SE_T}$ *pour une présélection de deux électrons* ($M_{ee} \in [18-80]\ GeV/c^2$) *et d'un jet de tau.*

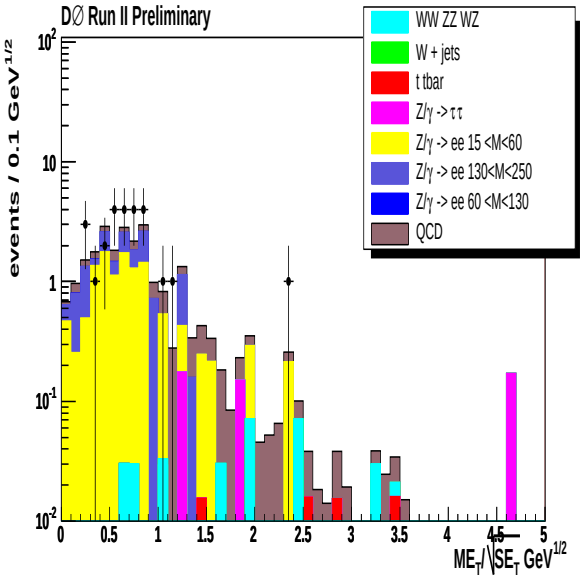


Figure 6.15: $\not\!\!E_T/\sqrt{SE_T}$ *pour une présélection de deux électrons* ($M_{ee} \in [18-80]$ $GeV/c^2$) *et d'un tau.*

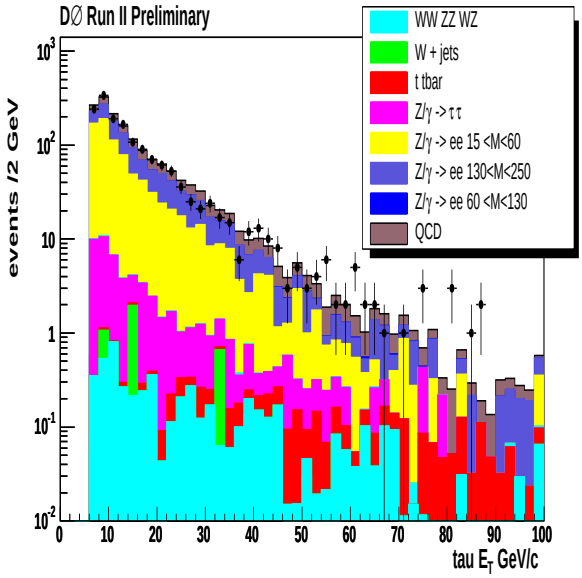


Figure 6.16: *Energie transverse des jets de tau sélectionnés.*

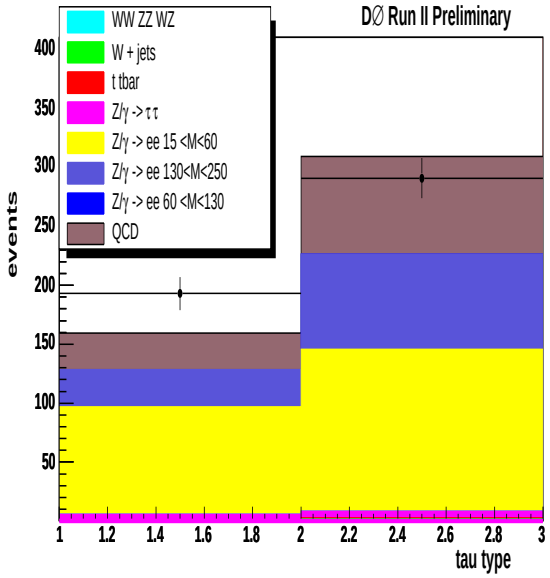


Figure 6.17: *Type des jets de tau sélectionnés.*

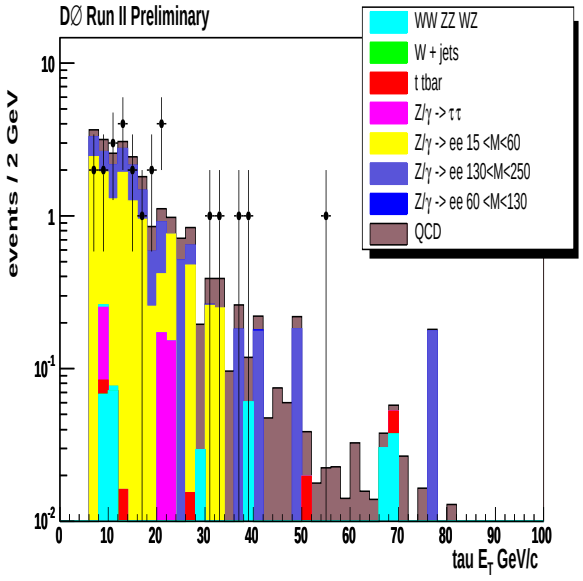


Figure 6.18: *Energie transverse des taus sélectionnés.*

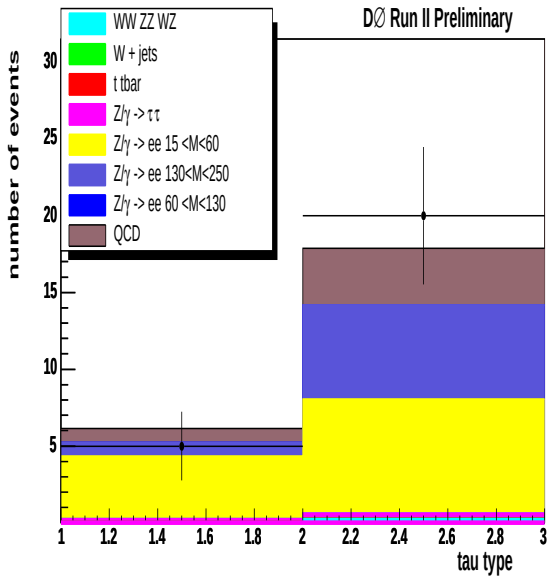


Figure 6.19: *Type des taus sélectionnés.*

- L'erreur sur l'efficacité du système de déclenchement affecte avant tout l'estimation du nombre d'événements du processus $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ dans la fenêtre de masse 15-60 GeV/$c^2$. L'efficacité est de l'ordre de 88 % affectée d'une erreur de 4 %. L'efficacité est de l'ordre de 99% $\pm$ 1% pour le signal RPV.

- Le facteur correctif d'efficacité données/simulation des réseaux de neurones est proche de 1 mais souffre d'une incertitude relative de 11 %. Cette erreur a été prise en compte pour les événements sélectionnés avec au moins un tau hadronique.

- Aucune erreur d'efficacité n'a été prise en compte pour la coupure $\not\!\!E_T/\sqrt{SE_T}$. Il a en effet été vérifié qu'après correction de $\not\!\!E_T/\sqrt{SE_T}$ dans la simulation que l'efficacité de cette coupure était comparable dans la simulation et les données. Cet accord a été vérifié au niveau de présélection de deux électrons, d'un jet de tau hadronique pour une masse invariante $M_{ee} \in [18-80]$ GeV/c$^2$. Ce niveau de présélection est en effet semblable à celui où sera appliqué la coupure (2 électrons, 1 tau hadronique identifié et $M_{ee} \in [18-80]$ GeV/c$^2$). Les efficacités obtenues sont compatibles en prenant en compte les erreurs statistiques : $\epsilon(\not\!\!E_T/\sqrt{SE_T})_{data} = 0.103 \pm 0.007$ et $\epsilon(\not\!\!E_T/\sqrt{SE_T})_{MC} = 0.117 \pm 0.008$.

Les erreurs statistiques ont quant à elles été obtenues grâce à une méthode bayesienne décrite dans [67].

## 6.5 Résultats

### 6.5.1 Efficacité du signal

Les tableaux 6.11 à 6.14 regroupent les efficacités et nombre d'événements attendu pour les différents signaux générés pour $m_0 = 100$ GeV/c$^2$ et respectivement $m_0 = 250$ GeV/c$^2$. L'efficacité de sélection du signal $\mathcal{A}$ est le produit des termes suivants :

$$\mathcal{A} = \epsilon^{sel} * (f^e_{cluster} * f^e_{track})^2 * f_\tau * f^{trk}_\tau * \epsilon_{trigger}$$

où $f^e_{cluster}$ et $f^e_{track}$ désignent les facteurs correctifs du cluster et de la trace de l'électron introduits précédemment ; $f_\tau$ est le facteur correctif des réseaux de neurones déterminé dans le chapitre 5, $f_\tau = 1.06 \pm 0.12$, $f^{trk}_\tau$ est un facteur de correction données/simulation d'identification des traces, déterminés en étudiant la présence d'une trace lorsqu'un muon est identifié grâce aux informations des chambres à muons uniquement. En pratique la résonance du Z est utilisée pour étudier ces efficacités [76], [66] : $f^{trk}_\tau = 0.981 \pm 0.026$ pour la période de runs (run<175757) et $f^{trk}_\tau = 0.993 \pm 0.026$ pour la période de runs (run>175757). L'efficacité de trigger est calculée pour chaque événement en fonction du $p_T$ de l'électron de plus haute impulsion (voir partie 6.1). $\epsilon_{sel}$ décrit l'efficacité des coupures et l'acceptance géométrique et est donné par la simulation.

Son erreur peut être définie comme :

$$d\mathcal{A} = \mathcal{A} * \sqrt{2 * \left( \left( \frac{df^e_{cluster}}{f^e_{cluster}} \right)^2 + \left( \frac{df^e_{track}}{f^e_{track}} \right)^2 \right) + \left( \frac{df_\tau}{f_\tau} \right)^2 + \left( \frac{df^{trk}_\tau}{f^{trk}_\tau} \right)^2 + \left( \frac{d\epsilon_{trigger}}{\epsilon_{trigger}} \right)^2}$$

Le nombre d'événement, $\mathcal{N}$, attendu pour un processus donné est donné par :

$$\mathcal{N} = \mathcal{A} * \sigma * \mathcal{L}$$

et

$$d\mathcal{N} = \mathcal{N} * \sqrt{\left( \frac{d\mathcal{A}}{\mathcal{A}} \right)^2 + \left( \frac{d\sigma}{\sigma} \right)^2 + \left( \frac{d\mathcal{L}}{\mathcal{L}} \right)^2}$$

### 6.5.2 Limites

Le nombre d'événements sélectionné est en accord avec le nombre d'événements attendu des processus du modèle standard et des bruits de fond instrumentaux : 1 événement est sélectionné dans les données (figures 6.25 à 6.27) et $2.09 \pm 0.8$ (sys) $\pm$ 1.68 (stat) sont attendus. Les propriétés de l'événement sélectionné sont décrites dans le tableau 6.5.2.3. Aucun excès de nombre d'événements ne suggère la présence de neutralinos se désintégrant par couplage $\lambda_{133}$. Des limites supérieures sur la section efficace des neutralinos et charginos peuvent être dérivées, en utilisant une technique fréquentiste [77], [78], décrite ci-après.

| Efficacité % | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | 2 e $M_{ee} > 18$ | + $M_{ee} < 80$ | + jet $\tau \geq 1$ | + $\tau \geq 1$ | + $\not{E}_T/\sqrt{SE_T} > 1.5$ |
| $sign(\mu) > 0$ $\tan\beta = 5$ $m_0$=100 | | | | | |
| $m_{1/2}$= 140 | 7.13 ± 0.31 | 6.26 ± 0.29 | 5.91 ± 0.28 | 0.71 ± 0.08 | 0.59 ± 0.07 |
| $m_{1/2}$= 150 | 8.72 ± 0.38 | 7.68 ± 0.35 | 7.34 ± 0.34 | 1.15 ± 0.13 | 0.92 ± 0.1 |
| $m_{1/2}$= 160 | 10.57 ± 0.41 | 8.87 ± 0.38 | 8.6 ± 0.37 | 1.72 ± 0.19 | 1.46 ± 0.17 |
| $m_{1/2}$= 170 | 11.65 ± 0.42 | 9.75 ± 0.38 | 9.41 ± 0.37 | 1.99 ± 0.22 | 1.72 ± 0.19 |
| $m_{1/2}$= 180 | 11.73 ± 0.42 | 9.34 ± 0.37 | 9.2 ± 0.36 | 2.35 ± 0.26 | 2.02 ± 0.22 |
| $m_{1/2}$= 190 | 13.19 ± 0.44 | 10.56 ± 0.38 | 10.41 ± 0.38 | 2.81 ± 0.31 | 2.41 ± 0.27 |
| $m_{1/2}$= 200 | 14.97 ± 0.48 | 11.07 ± 0.38 | 10.9 ± 0.38 | 3.48 ± 0.38 | 3.05 ± 0.33 |
| $m_{1/2}$= 210 | 15.15 ± 0.48 | 11.11 ± 0.39 | 11.03 ± 0.39 | 3.51 ± 0.39 | 3.05 ± 0.33 |
| $m_{1/2}$= 220 | 16.6 ± 0.53 | 12.01 ± 0.43 | 11.85 ± 0.42 | 4.17 ± 0.45 | 3.62 ± 0.39 |
| $m_{1/2}$= 230 | 17.98 ± 0.53 | 12.96 ± 0.43 | 12.81 ± 0.42 | 4.84 ± 0.53 | 4.3 ± 0.47 |
| $m_{1/2}$= 240 | 18.53 ± 0.56 | 12.81 ± 0.43 | 12.6 ± 0.42 | 4.87 ± 0.53 | 4.3 ± 0.47 |
| $m_{1/2}$= 250 | 17.77 ± 0.52 | 12.96 ± 0.42 | 12.86 ± 0.41 | 4.11 ± 0.44 | 3.58 ± 0.39 |
| $sign(\mu) < 0$ $\tan\beta = 5$ $m_0$=100 | | | | | |
| $m_{1/2}$= 140 | 9.21 ± 0.34 | 7.47 ± 0.3 | 7.26 ± 0.29 | 1.62 ± 0.18 | 1.39 ± 0.15 |
| $m_{1/2}$= 150 | 11.3 ± 0.41 | 9.04 ± 0.36 | 8.86 ± 0.35 | 2.5 ± 0.27 | 2.19 ± 0.24 |
| $m_{1/2}$= 160 | 11.5 ± 0.44 | 9.04 ± 0.39 | 8.82 ± 0.38 | 2.54 ± 0.28 | 2.17 ± 0.24 |
| $m_{1/2}$= 170 | 12.84 ± 0.44 | 9.54 ± 0.36 | 9.51 ± 0.36 | 3.75 ± 0.41 | 3.37 ± 0.37 |
| $m_{1/2}$= 180 | 13.44 ± 0.42 | 9.72 ± 0.33 | 9.53 ± 0.33 | 4.37 ± 0.48 | 3.8 ± 0.41 |
| $m_{1/2}$= 190 | 16.09 ± 0.48 | 11.71 ± 0.38 | 11.49 ± 0.37 | 5.11 ± 0.56 | 4.48 ± 0.49 |
| $m_{1/2}$= 200 | 14.69 ± 0.46 | 10.21 ± 0.37 | 10.08 ± 0.36 | 4.76 ± 0.52 | 4.17 ± 0.46 |
| $m_{1/2}$= 210 | 16.97 ± 0.52 | 11.8 ± 0.41 | 11.68 ± 0.4 | 5.5 ± 0.6 | 4.91 ± 0.54 |
| $m_{1/2}$= 220 | 15.47 ± 0.47 | 10.16 ± 0.34 | 10.11 ± 0.34 | 3.37 ± 0.37 | 2.91 ± 0.32 |
| $m_{1/2}$= 230 | 15.58 ± 0.45 | 9.4 ± 0.31 | 9.35 ± 0.31 | 2.95 ± 0.32 | 2.64 ± 0.29 |
| $m_{1/2}$= 240 | 17.01 ± 0.46 | 10.19 ± 0.31 | 10.08 ± 0.31 | 3.03 ± 0.33 | 2.67 ± 0.29 |
| $m_{1/2}$= 250 | 16.42 ± 0.46 | 9.51 ± 0.3 | 9.4 ± 0.3 | 2.85 ± 0.31 | 2.66 ± 0.29 |
| $sign(\mu) > 0$ $\tan\beta = 20$ $m_0$=100 | | | | | |
| $m_{1/2}$= 140 | 10.91 ± 0.46 | 9.22 ± 0.41 | 8.28 ± 0.37 | 1.46 ± 0.17 | 1.11 ± 0.13 |
| $m_{1/2}$= 160 | 15.4 ± 0.56 | 12.55 ± 0.5 | 11.94 ± 0.47 | 4.84 ± 0.54 | 3.94 ± 0.44 |
| $m_{1/2}$= 180 | 17.5 ± 0.62 | 13.68 ± 0.53 | 13.16 ± 0.52 | 5.53 ± 0.61 | 4.6 ± 0.51 |
| $m_{1/2}$= 200 | 18.65 ± 0.61 | 13.98 ± 0.51 | 13.52 ± 0.5 | 5.74 ± 0.63 | 5.2 ± 0.58 |
| $m_{1/2}$= 220 | 21.41 ± 0.66 | 14.86 ± 0.51 | 14.22 ± 0.49 | 6.19 ± 0.68 | 5.54 ± 0.61 |
| $m_{1/2}$= 240 | 23.51 ± 0.67 | 15.73 ± 0.5 | 14.97 ± 0.48 | 6.97 ± 0.75 | 6.3 ± 0.68 |
| $m_{1/2}$= 260 | 23.56 ± 0.64 | 14.25 ± 0.43 | 14.01 ± 0.42 | 5.28 ± 0.57 | 4.79 ± 0.52 |
| $m_{1/2}$= 280 | 26.11 ± 0.66 | 12.77 ± 0.36 | 12.62 ± 0.35 | 5.9 ± 0.63 | 5.28 ± 0.57 |

Table 6.11: *Efficacités obtenues pour les différents points considérés en fonction des coupures de sélection.*

| Efficacité % | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | 2 e $M_{ee} > 18$ | + $M_{ee} < 80$ | + jet $\tau \geq 1$ | + $\tau \geq 1$ | + $\not{E}_T/\sqrt{SE_T} > 1.5$ |
| $sign(\mu) > 0$ $m_0$=250 $\tan\beta = 5$ | | | | | |
| $m_{1/2}$= 140 | 5.02 ± 0.21 | 4.51 ± 0.2 | 4.24 ± 0.2 | 0.67 ± 0.08 | 0.55 ± 0.06 |
| $m_{1/2}$= 160 | 7.09 ± 0.29 | 6.06 ± 0.26 | 5.91 ± 0.26 | 0.8 ± 0.09 | 0.59 ± 0.07 |
| $m_{1/2}$= 180 | 7.71 ± 0.27 | 6.62 ± 0.25 | 6.54 ± 0.25 | 1.28 ± 0.14 | 0.98 ± 0.11 |
| $m_{1/2}$= 200 | 8.66 ± 0.3 | 7.16 ± 0.27 | 7.09 ± 0.27 | 1.46 ± 0.16 | 1.31 ± 0.14 |
| $m_{1/2}$= 220 | 9.74 ± 0.29 | 7.27 ± 0.24 | 7.22 ± 0.24 | 1.61 ± 0.17 | 1.31 ± 0.14 |
| $m_{1/2}$= 240 | 10.63 ± 0.32 | 7.5 ± 0.25 | 7.49 ± 0.25 | 2.05 ± 0.22 | 1.83 ± 0.2 |
| $m_{1/2}$= 260 | 12.5 ± 0.35 | 8.92 ± 0.27 | 8.9 ± 0.27 | 2.1 ± 0.23 | 1.9 ± 0.21 |
| $m_{1/2}$= 280 | 13.5 ± 0.37 | 8.55 ± 0.26 | 8.53 ± 0.25 | 2.34 ± 0.25 | 2.17 ± 0.23 |
| $m_{1/2}$= 300 | 15.2 ± 0.41 | 9.11 ± 0.28 | 9.08 ± 0.28 | 2.52 ± 0.27 | 2.38 ± 0.26 |
| $sign(\mu) < 0$ $m_0$=250 $\tan\beta = 5$ | | | | | |
| $m_{1/2}$= 140 | 5.73 ± 0.21 | 4.67 ± 0.18 | 4.62 ± 0.18 | 0.7 ± 0.08 | 0.61 ± 0.07 |
| $m_{1/2}$= 160 | 7.2 ± 0.26 | 5.84 ± 0.23 | 5.76 ± 0.23 | 0.97 ± 0.11 | 0.76 ± 0.09 |
| $m_{1/2}$= 180 | 7.59 ± 0.27 | 6.04 ± 0.23 | 6.04 ± 0.23 | 1.36 ± 0.15 | 1.07 ± 0.12 |
| $m_{1/2}$= 200 | 9.44 ± 0.3 | 6.94 ± 0.24 | 6.94 ± 0.24 | 1.6 ± 0.17 | 1.38 ± 0.15 |
| $m_{1/2}$= 220 | 10.18 ± 0.31 | 7.31 ± 0.24 | 7.26 ± 0.24 | 1.87 ± 0.2 | 1.64 ± 0.18 |
| $m_{1/2}$= 240 | 13.07 ± 0.36 | 9.4 ± 0.28 | 9.32 ± 0.28 | 2.48 ± 0.27 | 2.26 ± 0.25 |
| $m_{1/2}$= 260 | 13.9 ± 0.41 | 9.03 ± 0.27 | 8.99 ± 0.27 | 2.89 ± 0.31 | 2.52 ± 0.27 |
| $m_{1/2}$= 280 | 13.93 ± 0.39 | 8.94 ± 0.27 | 8.86 ± 0.27 | 2.68 ± 0.29 | 2.43 ± 0.26 |

Table 6.12: *Efficacités obtenues pour les différents points considérés en fonction des coupures de sélection.*

| Nombre d'événements attendu | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | 2 e $M_{ee} > 18$ | + $M_{ee} < 80$ | + jet $\tau \geq 1$ | + $\tau \geq 1$ | + $\not{E}_T/\sqrt{SE_T} > 1.5$ |
| $sign(\mu) < 0$ $m_0$=100 $\tan\beta = 5$ | | | | | |
| $m_{1/2}$=140 | 111.4 ± 8.71 | 97.79 ± 7.84 | 92.27 ± 7.39 | 11.07 ± 1.44 | 9.18 ± 1.2 |
| $m_{1/2}$=150 | 99.73 ± 7.79 | 87.76 ± 6.98 | 83.87 ± 6.7 | 13.13 ± 1.7 | 10.57 ± 1.37 |
| $m_{1/2}$=160 | 69.52 ± 5.27 | 58.34 ± 4.54 | 56.57 ± 4.4 | 11.33 ± 1.48 | 9.58 ± 1.25 |
| $m_{1/2}$=170 | 52.88 ± 3.94 | 44.26 ± 3.35 | 42.7 ± 3.24 | 9.03 ± 1.16 | 7.82 ± 1.01 |
| $m_{1/2}$=180 | 37.57 ± 2.78 | 29.91 ± 2.27 | 29.46 ± 2.23 | 7.51 ± 0.96 | 6.47 ± 0.83 |
| $m_{1/2}$=190 | 30.63 ± 2.24 | 24.52 ± 1.83 | 24.17 ± 1.8 | 6.53 ± 0.84 | 5.59 ± 0.72 |
| $m_{1/2}$=200 | 25.48 ± 1.85 | 18.85 ± 1.39 | 18.55 ± 1.37 | 5.92 ± 0.75 | 5.19 ± 0.66 |
| $m_{1/2}$=210 | 19.18 ± 1.38 | 14.07 ± 1.04 | 13.97 ± 1.03 | 4.44 ± 0.57 | 3.86 ± 0.49 |
| $m_{1/2}$=220 | 15.76 ± 1.14 | 11.41 ± 0.85 | 11.25 ± 0.83 | 3.96 ± 0.5 | 3.44 ± 0.44 |
| $m_{1/2}$=230 | 13.09 ± 0.93 | 9.44 ± 0.69 | 9.33 ± 0.68 | 3.52 ± 0.45 | 3.14 ± 0.4 |
| $m_{1/2}$=240 | 10.43 ± 0.75 | 7.21 ± 0.53 | 7.09 ± 0.52 | 2.74 ± 0.35 | 2.42 ± 0.31 |
| $m_{1/2}$=250 | 7.5 ± 0.53 | 5.47 ± 0.4 | 5.43 ± 0.39 | 1.73 ± 0.22 | 1.51 ± 0.19 |
| $sign(\mu) < 0$ $m_0$=100 $\tan\beta = 5$ | | | | | |
| $m_{1/2}$=140 | 44.4 ± 3.31 | 36.01 ± 2.74 | 34.99 ± 2.66 | 7.83 ± 1.01 | 6.71 ± 0.86 |
| $m_{1/2}$=150 | 39.57 ± 2.94 | 31.65 ± 2.41 | 31 ± 2.36 | 8.76 ± 1.12 | 7.68 ± 0.98 |
| $m_{1/2}$=160 | 29.54 ± 2.23 | 23.21 ± 1.8 | 22.66 ± 1.76 | 6.53 ± 0.84 | 5.57 ± 0.71 |
| $m_{1/2}$=170 | 24.85 ± 1.83 | 18.46 ± 1.39 | 18.4 ± 1.38 | 7.26 ± 0.92 | 6.52 ± 0.83 |
| $m_{1/2}$=180 | 19.86 ± 1.43 | 14.36 ± 1.06 | 14.08 ± 1.04 | 6.46 ± 0.82 | 5.61 ± 0.71 |
| $m_{1/2}$=190 | 18.11 ± 1.29 | 13.18 ± 0.96 | 12.93 ± 0.94 | 5.76 ± 0.73 | 5.04 ± 0.64 |
| $m_{1/2}$=200 | 12.92 ± 0.93 | 8.98 ± 0.67 | 8.86 ± 0.66 | 4.18 ± 0.53 | 3.66 ± 0.47 |
| $m_{1/2}$=210 | 11.34 ± 0.82 | 7.89 ± 0.58 | 7.81 ± 0.57 | 3.68 ± 0.47 | 3.28 ± 0.42 |
| $m_{1/2}$=220 | 8.71 ± 0.62 | 5.72 ± 0.42 | 5.69 ± 0.42 | 1.9 ± 0.24 | 1.64 ± 0.21 |
| $m_{1/2}$=230 | 6.58 ± 0.47 | 3.97 ± 0.29 | 3.95 ± 0.29 | 1.25 ± 0.16 | 1.12 ± 0.14 |
| $m_{1/2}$=240 | 5.63 ± 0.4 | 3.37 ± 0.24 | 3.33 ± 0.24 | 1 ± 0.13 | 0.88 ± 0.11 |
| $m_{1/2}$=250 | 4.28 ± 0.3 | 2.48 ± 0.18 | 2.45 ± 0.18 | 0.74 ± 0.09 | 0.69 ± 0.09 |

Table 6.13: *Nombre d'événements attendu en fonction des coupures de sélection.*

| Nombre d'événements attendu | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | 2 e $M_{ee} > 18$ | + $M_{ee} < 80$ | + jet $\tau \geq 1$ | + $\tau \geq 1$ | + $\not\!\!E_T/\sqrt{SE_T} > 1.5$ |
| $sign(\mu) > 0$ $m_0 = 100$ $\tan\beta = 20$ | | | | | |
| $m_{1/2}$=140 | 132.49 ± 10.23 | 111.87 ± 8.85 | 100.53 ± 7.92 | 17.71 ± 2.33 | 13.42 ± 1.77 |
| $m_{1/2}$=160 | 85.25 ± 6.36 | 69.48 ± 5.3 | 66.11 ± 5.04 | 26.82 ± 3.44 | 21.84 ± 2.8 |
| $m_{1/2}$=180 | 49.45 ± 3.66 | 38.65 ± 2.93 | 37.17 ± 2.82 | 15.62 ± 2.01 | 12.99 ± 1.67 |
| $m_{1/2}$=200 | 28.91 ± 2.1 | 21.68 ± 1.62 | 20.96 ± 1.56 | 8.91 ± 1.14 | 8.07 ± 1.03 |
| $m_{1/2}$=220 | 19.02 ± 1.37 | 13.2 ± 0.97 | 12.64 ± 0.93 | 5.5 ± 0.7 | 4.93 ± 0.63 |
| $m_{1/2}$=240 | 12.51 ± 0.89 | 8.37 ± 0.61 | 7.96 ± 0.58 | 3.71 ± 0.47 | 3.35 ± 0.42 |
| $m_{1/2}$=260 | 7.65 ± 0.54 | 4.63 ± 0.33 | 4.55 ± 0.33 | 1.72 ± 0.22 | 1.55 ± 0.2 |
| $m_{1/2}$=280 | 5.26 ± 0.37 | 2.57 ± 0.18 | 2.55 ± 0.18 | 1.19 ± 0.15 | 1.06 ± 0.13 |

Table 6.14: *Nombre d'événements attendu en fonction des coupures de sélection.*

| Nombre d'événements attendu | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | 2 e $M_{ee} > 18$ | + $M_{ee} < 80$ | + jet $\tau \geq 1$ | + $\tau \geq 1$ | + $\not{E}_T/\sqrt{SE_T} > 1.5$ |
| $sign(\mu) > 0$ $m_0$=250 $\tan\beta = 5$ | | | | | |
| $m_{1/2}$=140 | 79.81 ± 6.21 | 71.68 ± 5.68 | 67.41 ± 5.39 | 10.63 ± 1.38 | 8.7 ± 1.14 |
| $m_{1/2}$=160 | 44.16 ± 3.39 | 37.73 ± 2.95 | 36.78 ± 2.87 | 5.01 ± 0.65 | 3.67 ± 0.48 |
| $m_{1/2}$=180 | 24.13 ± 1.79 | 20.74 ± 1.56 | 20.49 ± 1.54 | 3.99 ± 0.51 | 3.07 ± 0.4 |
| $m_{1/2}$=200 | 14.62 ± 1.08 | 12.08 ± 0.91 | 11.98 ± 0.9 | 2.46 ± 0.31 | 2.22 ± 0.28 |
| $m_{1/2}$=220 | 9.25 ± 0.66 | 6.9 ± 0.5 | 6.86 ± 0.5 | 1.53 ± 0.19 | 1.24 ± 0.16 |
| $m_{1/2}$=240 | 5.99 ± 0.43 | 4.22 ± 0.31 | 4.21 ± 0.31 | 1.16 ± 0.14 | 1.03 ± 0.13 |
| $m_{1/2}$=260 | 4.4 ± 0.31 | 3.14 ± 0.22 | 3.13 ± 0.22 | 0.74 ± 0.09 | 0.67 ± 0.08 |
| $m_{1/2}$=280 | 2.85 ± 0.2 | 1.8 ± 0.13 | 1.8 ± 0.13 | 0.49 ± 0.06 | 0.46 ± 0.06 |
| $m_{1/2}$=300 | 2.03 ± 0.14 | 1.22 ± 0.09 | 1.21 ± 0.09 | 0.34 ± 0.04 | 0.32 ± 0.04 |
| $sign(\mu) < 0$ $m_0$=250 $\tan\beta = 5$ | | | | | |
| $m_{1/2}$=140 | 27.64 ± 2.06 | 22.5 ± 1.71 | 22.28 ± 1.69 | 3.38 ± 0.43 | 2.94 ± 0.38 |
| $m_{1/2}$=160 | 19.75 ± 1.47 | 16.02 ± 1.22 | 15.8 ± 1.2 | 2.67 ± 0.35 | 2.08 ± 0.27 |
| $m_{1/2}$=180 | 11.74 ± 0.87 | 9.34 ± 0.71 | 9.34 ± 0.71 | 2.1 ± 0.27 | 1.65 ± 0.21 |
| $m_{1/2}$=200 | 8.63 ± 0.62 | 6.35 ± 0.47 | 6.35 ± 0.47 | 1.46 ± 0.18 | 1.26 ± 0.16 |
| $m_{1/2}$=220 | 5.55 ± 0.4 | 3.99 ± 0.29 | 3.96 ± 0.29 | 1.02 ± 0.13 | 0.89 ± 0.11 |
| $m_{1/2}$=240 | 4.42 ± 0.31 | 3.17 ± 0.23 | 3.15 ± 0.22 | 0.84 ± 0.11 | 0.76 ± 0.1 |
| $m_{1/2}$=260 | 2.93 ± 0.21 | 1.91 ± 0.14 | 1.9 ± 0.14 | 0.61 ± 0.08 | 0.53 ± 0.07 |
| $m_{1/2}$=280 | 1.96 ± 0.14 | 1.26 ± 0.09 | 1.25 ± 0.09 | 0.38 ± 0.05 | 0.34 ± 0.04 |

Table 6.15: *Nombre d'événements attendu en fonction des coupures de sélection.*

#### 6.5.2.1 Calcul des limites

Le nombre d'événements $d_i$ observé dans les données pour $b_i$ et $s_i$ événements de bruit de fond et de signal attendu peut vérifier deux hypothèses :

- l'hypothèse de compatibilité avec le bruit de fond attendu (dite B).
- l'hypothèse de compatibilité avec le signal plus le bruit de fond attendu (dite S+B).

La probabilité que l'observation de $d_i$ événements soit compatible avec $b_i$ ou $b_i + s_i$ événements suit une loi de Poisson, soit :

$$\frac{b_i^{d_i}}{d_i!} \exp -b_i \text{ ou } \frac{(b_i + s_i)^{d_i}}{d_i!} \exp -(b_i + s_i)$$

selon le cas de figure considéré. L'indice $i$ désigne un canal d'analyse donné. La validité de l'hypothèse B ou S+B est déduite après calcul des intervalles de confiance, par exemple :

$$CL_{s+b} = \sum_{d'_i \leq d_i} \Pi_{i=1}^{n} \frac{(b_i + s_i)^{d'_i}}{d'_i!} \exp -(b_i + s_i)$$

où la somme porte sur les possibilités qui ont un nombre d'événements $d'_i$ inférieur à celui observé $d_i$ . $CL_{s+b}$ est donc la fraction des expériences pour lesquelles on observe un nombre d'événements inférieur à celui observé.

L'hypothèse S+B est dite rejetée à 95% de niveau de confiance si $CL_{s+b} = 0.05$. En effet dans l'hypothèse S+B, 95% des expériences auraient donné un nombre d'événements supérieur à celui observé. Un autre test statistique, $CL_s = CL_{s+b}/CL_b < 0.05$, peut être employé et permet de tenir compte d'éventuelles fluctuations du bruit de fond. Dans le cas où le bruit de fond observé est plus faible que celui attendu, le rapport $CL_{s+b}/CL_b$ permet de tenir compte de cette fluctuation. Ainsi en faisant varier le nombre d'événements attendus, fonction d'une section efficace donnée, il est possible de déduire une limite supérieure de section efficace pour un nombre d'événements observé, un niveau de bruit de fond attendu caractérisé par son incertitude, et une incertitude sur le signal. En pratique une méthode itérative est utilisée pour trouver la section efficace limite.

#### 6.5.2.2 Combinaison de limites

Quelques études préliminaires ont été effectuées afin de combiner les résultats obtenus avec la sensibilité du canal ee+(e ou $\mu$) pour l'analyse $\lambda_{133}$. Cette analyse, développée intialement pour le couplage $\lambda_{121}$ [52] [4], sélectionne 0 événement contre $0.62 \pm 0.47$ (stat) $\pm$ 0.04 (sys) $\pm$ 0.04 (lumi) événements attendus des processus du modèle standard. Le nombre d'événements sélectionnés pour le signal $\lambda_{133}$ est regroupé dans le tableau 6.16, pour les points pour lesquels l'exercice a été effectué.

Le canal avec la plus haut rapport signal sur bruit est tout d'abord considéré (dans notre cas le canal ee+(e ou $\mu$)). Le deuxième canal est ensuite défini en ne considérant

[4] Dans le contexte d'un couplage $\lambda_{121}$ dominant le neutralino se désintègre en un électron, un neutrino, un second électron ou un muon.

| $m_{1/2}$ | $m_0$ =100 | $m_0$ =250 |
|---|---|---|
| $sign(\mu) > 0$ $\tan\beta = 5$ | | |
| 140 | 26.68 ± 2.99 ± 2.35 | 10.19 ± 1.24 ± 1.55 |
| 150 | 20.58 ± 2.14 ± 1.77 | |
| 160 | 16.20 ± 1.93 ± 1.2 | 5.89 ± 0.6 ± 0.72 |
| 170 | 13.60 ± 1.48 ± 0.87 | |
| 180 | 10.03 ± 1.03 ± 0.64 | 4.06 ± 0.41 ± 0.41 |
| 190 | 7.81 ± 0.82 ± 0.48 | |
| 200 | 5.33 ± 0.67 ± 0.34 | 2.39 ± 0.14 ± 0.24 |
| 210 | 5.63 ± 0.65 ± 0.3 | |
| 220 | 5.03 ± 0.57 ± 0.24 | 1.29 ± 0.1 ± 0.13 |
| 230 | 3.84 ± 0.39 ± 0.18 | |
| 240 | 3.25 ± 0.35 ± 0.15 | 0.95 ± 0.078 ± 0.008 |
| 250 | 2.02 ± 0.22 ± 0.10 | |
| 260 | | 0.66 ± 0.059 ± 0.005 |

Table 6.16: *Nombre d'événements attendus dans le canal ee+(e ou $\mu$) pour la recherche de neutralinos se désintégrant avec couplage $\lambda_{133}$*

que les événements non sélectionnés par le premier canal. Le nombre d'événements commun sélectionnés dans le signal simulé est d'environ 5 %. Le bruit de fond sélectionné dans la simulation et les données est quant à lui disjoint. Grâce au calcul de $CL_s$ décrit précédemment des limites supérieures peuvent être inférées, en prenant en compte simultanément les deux canaux.

#### 6.5.2.3 Résultats

Les figures 6.20 à 6.24 représentent les limites supérieures obtenues à 95% de niveau de confiance en fonction des masses $m(\tilde{\chi}_1^{\pm})$ et $m(\tilde{\chi}_1^0)$ du chargino et du neutralino les plus légers. Les valeurs de référence pour les limites du LEP sur les masses du chargino ($m(\tilde{\chi}_1^{\pm}) > 103$ GeV/c$^2$)) et neutralino ($m(\tilde{\chi}_1^0) > 60$ GeV/c$^2$)) sont issues de [22]. Le point de croisement entre la section efficace théorique et la limite supérieure sur la section efficace à 95 % de confiance permet d'obtenir des limites sur les masses des charginos et des neutralinos. Celles-ci sont regroupées dans le tableau 6.17 en fonction du jeu de paramètres considéré.

- $m_0 = 100$ GeV/c$^2$, $sign(\mu) > 0$ :

  Les limites obtenues à $\tan\beta = 20$ sont très encourageantes. L'étude du canal ee+$\tau$ permet à lui seul d'exclure l'existence de charginos et neutralinos possédant des masses inférieures à 90 et 165 GeV/$c^2$. Pour les mêmes valeurs de paramètres considérées à $\tan\beta = 5$, les limites obtenues en considérant le canal $ee + \tau$ sont inférieures : $m(\tilde{\chi}_1^0) > 77$ GeV/c$^2$ et $m(\tilde{\chi}_1^0) > 140$ GeV/c$^2$. La combinaison avec le canal ee+(e ou $\mu$) permet cependant de repousser les limites jusqu'à $m(\tilde{\chi}_1^0) > 96$ GeV/c$^2$ et $m(\tilde{\chi}_1^{\pm}) > 178$ GeV/c$^2$.

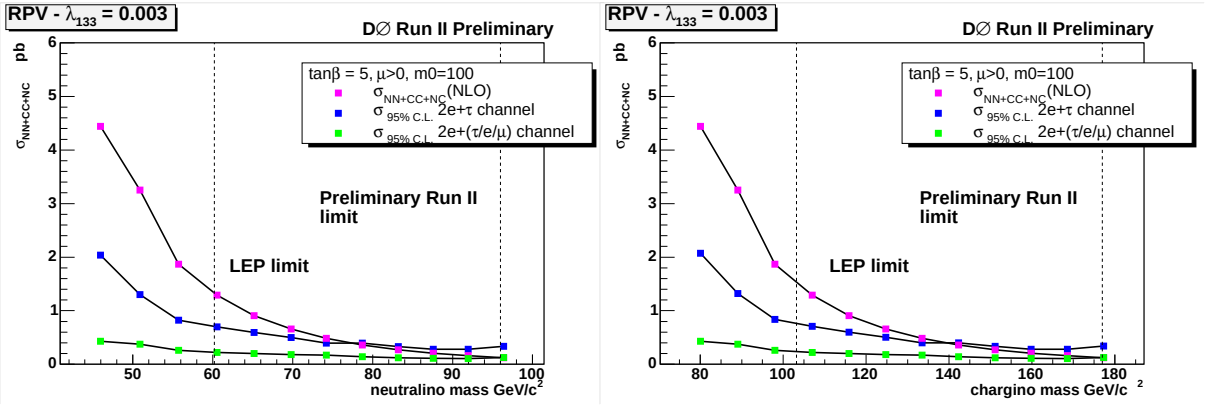


Figure 6.20: *Limites supérieures obtenues (à 95% de niveau de confiance) sur la valeur de la section efficace en fonction de la masse du neutralino et du chargino, $sign(\mu) > 0$, $\tan\beta = 5$, $m_0 = 100$.*

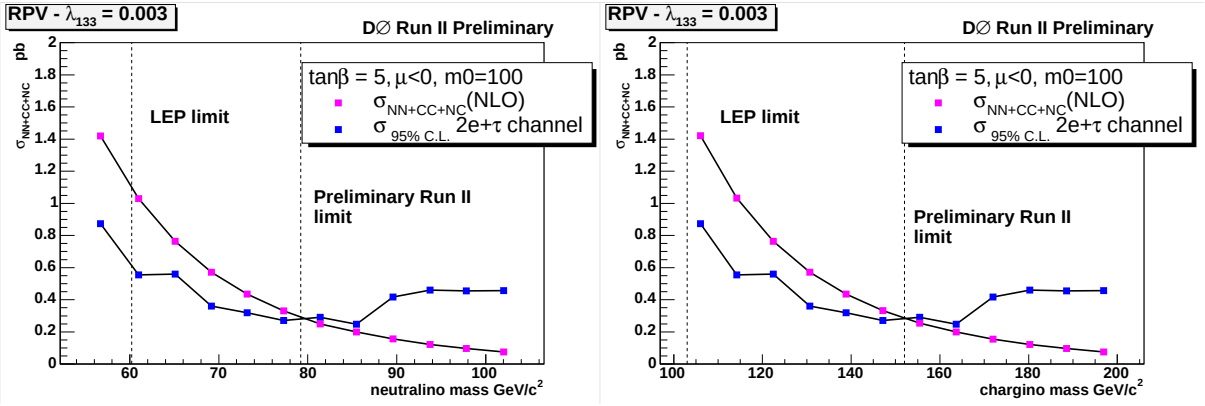


Figure 6.21: *Limites supérieures obtenues (à 95% de niveau de confiance) sur la valeur de la section efficace en fonction de la masse du neutralino et du chargino $sign(\mu) < 0$, $\tan\beta = 5$, $m_0 = 100$.*

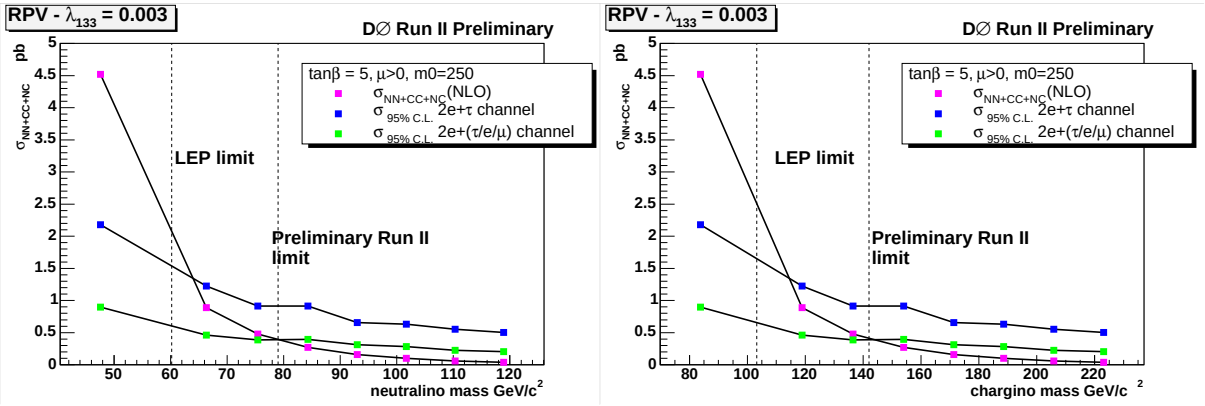


Figure 6.22: *Limites supérieures obtenues (à 95% de niveau de confiance) sur la valeur de la section efficace en fonction de la masse du neutralino et du chargino, $sign(\mu) > 0$, $\tan\beta = 5$, $m_0 = 250$.*

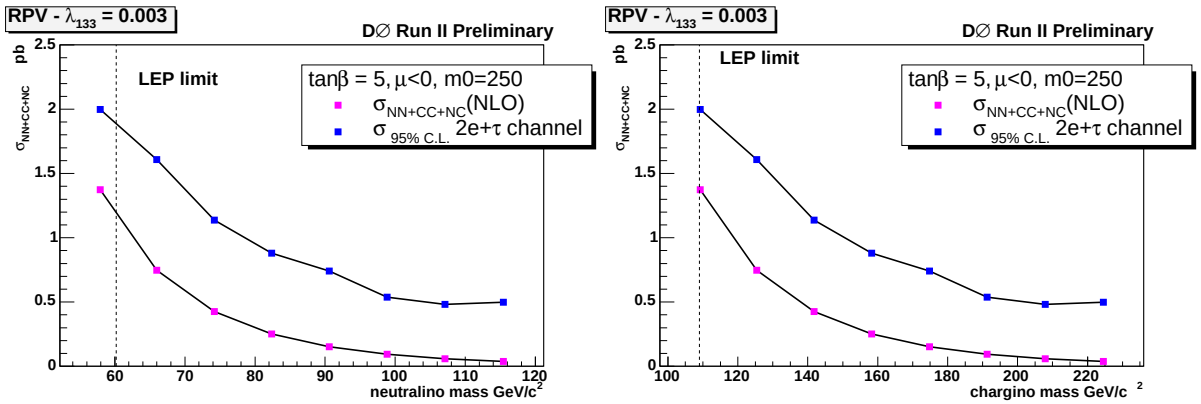


Figure 6.23: *Limites supérieures obtenues (à 95% de niveau de confiance) sur la valeur de la section efficace en fonction de la masse du neutralino et du chargino, $sign(\mu) < 0$, $\tan\beta = 5$, $m_0 = 250$.*

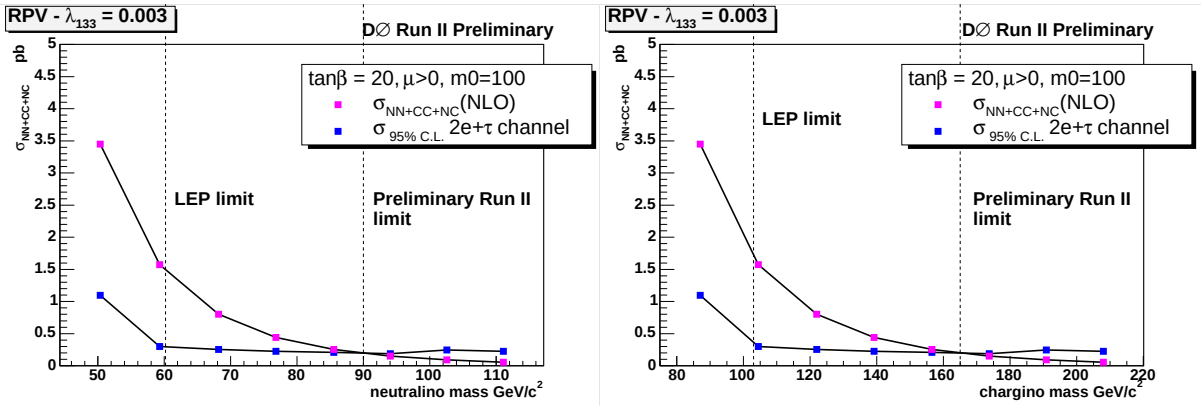


Figure 6.24: *Limites supérieures obtenues (à 95% de niveau de confiance) sur la valeur de la section efficace en fonction de la masse du neutralino et du chargino, $sign(\mu) > 0$, $\tan\beta = 20$, $m_0 = 100$.*

| $m_0$ | $\mu$ | $\tan\beta$ | | $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ GeV/c$^2$ | $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ GeV/c$^2$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 100 | $> 0$ | 5 | ee+$\tau$ | 77 | 140 |
| 100 | $> 0$ | 5 | ee+$\tau/e/\mu$ | 96 | 178 |
| 100 | $< 0$ | 5 | ee+$\tau$ | 79 | 152 |
| 100 | $> 0$ | 20 | ee+$\tau$ | 90 | 165 |
| 250 | $> 0$ | 5 | ee+$\tau$ | 64 | 115 |
| 250 | $> 0$ | 5 | ee+$\tau/e/\mu$ | 79 | 142 |
| 250 | $< 0$ | 5 | ee+$\tau$ | (LEP) 60 | (LEP) 103 |

Table 6.17: *Limites obtenues sur les masses du neutralino et du chargino.*

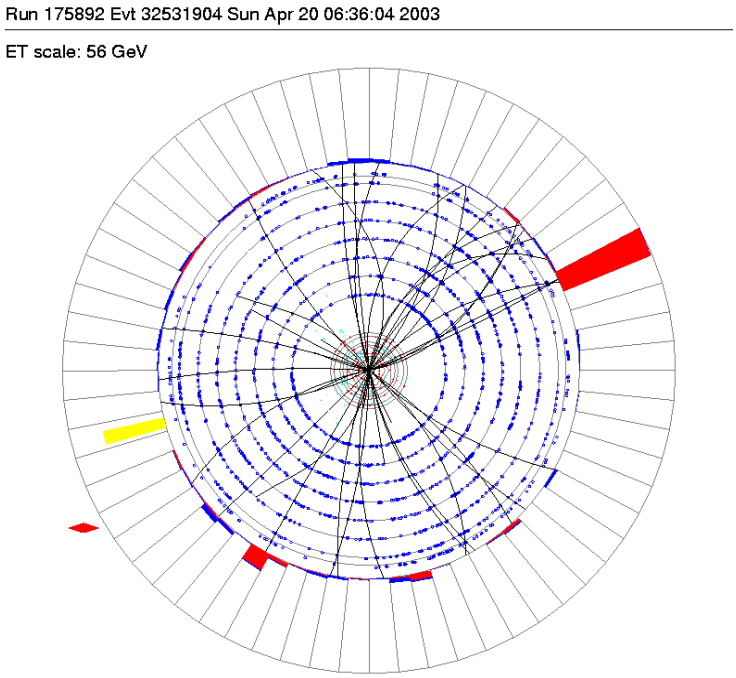


Figure 6.25: *Vue en coupe $X-Y$ de l'événement sélectionné.*

- $m_0 = 250$ GeV/c$^2$, $sign(\mu) > 0$, $\tan\beta = 5$ :

  L'étude du canal $ee + \tau$ permet d'exclure l'existence de neutralinos avec une masse inférieure à 64 GeV/$c^2$ et pour le chargino avec une masse inférieure à 115 GeV/c$^2$. La combinaison avec le canal ee+(e ou $\mu$) permet de repousser les limites jusqu'à 79 et respectivement 142 GeV/c$^2$.

- $m_0 = 100$ GeV/c$^2$, $sign(\mu) < 0$, $\tan\beta = 5$ :

  Le décrochement observé sur les figures 6.21 correspond à la valeur $m_{1/2} \approx 220$ GeV/c$^2$ pour laquelle les modes de désintégration $\chi^1_\pm \to \tilde{\tau}\nu$ et $\chi^2_0 \to \tilde{\tau}\tau$ chutent respectivement de 90 et 80 % à moins de 30 % (voir chapitre 2 figure 2.9). L'efficacité de sélection du signal est plus faible dans cette région du fait de la plus faible mutiplicité de leptons identifiés de la cascade. Cette baisse d'efficacité se traduit par de plus faibles section efficaces obtenues à 95 % de confiance. Les limites obtenues sont : $m(\tilde{\chi}^0_1) > 79$ GeV/c$^2$ et $m(\tilde{\chi}^0_1) > 152$ GeV/c$^2$.

- $m_0 = 250$ GeV/c$^2$, $sign(\mu) < 0$, $\tan\beta = 5$ :

  L'étude du canal $ee + \tau$ ne permet pas d'exclure l'existence de neutralinos se désintégrant par couplage $\lambda_{133}$.

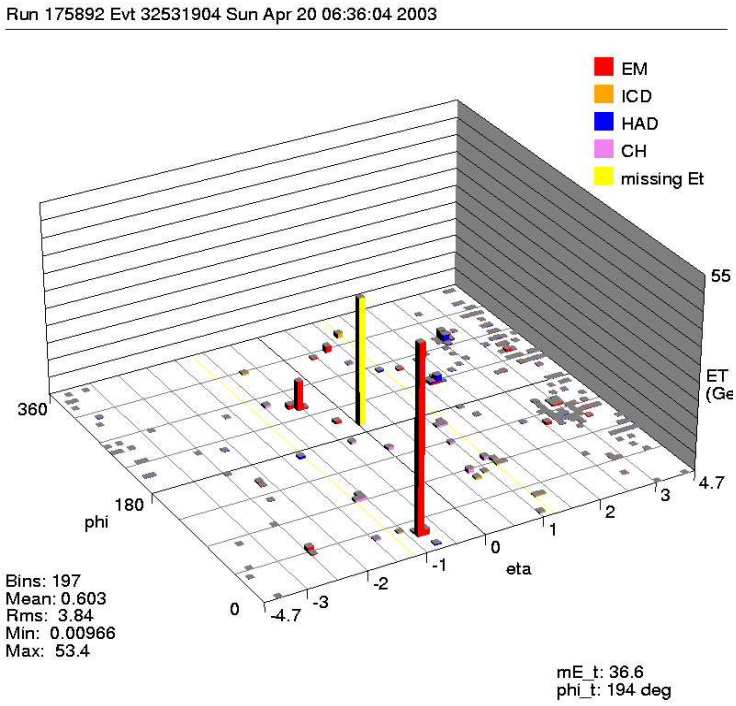


Figure 6.26: *Vue en coupe $\eta - \phi$ de l'événement sélectionné. Les deux électrons se situent à $\eta_{det} = -0.55$ et $\eta_{det} = -0.84$. Le tau sélectionné est de faible énergie transverse $E_T \approx 8$ GeV et se situe à $\eta_{det} = 2.56$.*

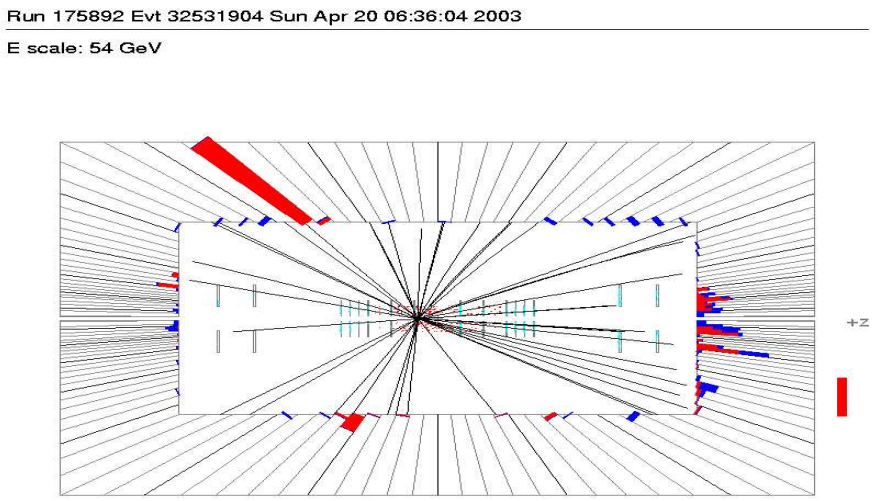


Figure 6.27: *Vue longitudinale selon $R-z$ de l'événement sélectionné.*

| numéro de run : 175892 événement : 32 531 904 | | | |
|---|---|---|---|
| | $\eta_{det}$ | $\phi$ | $p_T$ |
| électron principal | -0.84 | 0.46 | 63.1 |
| second électron | -0.55 | -2.1 | 16.2 |
| tau hadronique (type 2) | 2.56 | -1.4 | 8.3 |
| $\not\!\!E_T$ : 32 GeV<br>$SE_T$ : 189 GeV<br>$M_{ee}$ : 62 GeV/c$^2$<br>$M_{e\tau}$ : 126.3 GeV/c$^2$<br>$M_{e\tau}$: 52.7 GeV/c$^2$ | | | |

Table 6.18: *Propriétés de l'événement sélectionné.*

## 6.6 Conclusion et perspectives

Dans un futur proche la combinaison de ces résultats avec le canal $\mu\mu+$ (e ou $\mu$) [53] devrait permettre d'améliorer la sensibilité de quelques GeV/c$^2$ sur les limites inférieures des masses du neutralino et du chargino les plus légers. L'amélioration devrait cependant être moindre à celle observée en combinant les résultats avec le canal ee+(e ou $\mu$) puisque les muons identifiés ne proviendront que des particules de la cascade ou de désintégrations de leptons taus. Des études préliminaires ont également montré que la combinaison du canal ee+$\tau$ permet d'améliorer les limites de quelques GeV/c$^2$ dans le cas des couplages $\lambda_{121}$ et $\lambda_{122}$.

Une amélioration des résultats dans le canal ee+$\tau$ devrait être possible en réduisant l'incertitude sur le facteur correctif d'efficacité données/simulation des réseaux de neurones. La mise en place de conditions de déclenchement destinées à sélectionner un ou plusieurs taus hadroniques devrait permettre de plus amples études sur l'identification des taus dans les données. Elle devrait également permettre la recherche de deux taus hadroniques accompagnés d'un seul ou de plusieurs leptons.

# Conclusion

Dans cette thèse a été présentée la méthode développée pour identifier au sein de l'expérience DØ les leptons taus dans leurs modes de désintégrations hadroniques. Quatre réseaux de neurones sont nécessaires afin d'identifier et de séparer les taus hadroniques du bruit de fond constitué par les jets de quarks et de gluons et du bruit de fond constitué par les électrons. Cette méthode exploite la fine segmentation du calorimètre ainsi que les qualités de reconstruction du détecteur de traces. Les jets de taus sont caractérisés par leur étroitesse et isolation, supérieure à celle des jets de quarks et de gluons et inférieure à celle des électrons. L'étude du signal $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \tau_{hadr}\mu$ nous a permis de comparer l'efficacité de la méthode à celle déterminée dans la simulation et de démontrer son bon fonctionnement.

L'identification des leptons taus dans leurs modes de désintégrations hadroniques a naturellement trouvé son application dans la recherche d'un signal de nouvelle physique. Les leptons taus interviennent en effet dans de nombreuses signatures caractéristiques de nouvelle physique : désintégration du boson de Higgs standard en deux taus, supersymétrie à fort $\tan\beta$, désintégrations des Higgs supersymétriques pour ne les citer que sommairement. L'analyse décrite s'appuie sur 352 $pb^{-1}$ de luminosité intégrée et englobe les données enregistrées de septembre 2002 à août 2004. L'absence d'excès d'événement caractérisés par la présence de deux électrons, d'au moins un tau hadronique, accompagnés d'énergie transverse manquante a été interprêtée dans le contexte de la violation de la R-parité par couplage $\lambda_{133}$. Un événement est sélectionné contre $2.09 \pm 1.68 \pm 0.8$ attendus des processus du modèle standard, ne suggérant aucune évidence de paires de neutralinos de désintégrant en un électron, un neutrino un second électron ou un tau. Des limites à 95% de niveau de confiance ont été établies pour les sections efficaces de production des paires de jauginos dans le modèle mSUGRA. Celles-ci permettent de dériver de nouvelles limites sur les masses du chargino et du neutralino les plus légers au-delà des limites conservatives établies par les expériences au LEP sur l'ensemble de l'espace des paramètres. Les plus fortes contraintes sont obtenues dans l'espace des paramètres où $m_0 = 100$ GeV/c$^2$, $\tan\beta = 20$ et $sign(\mu) > 0$, où la multiplicité des leptons taus est accrue grâce aux particules de la cascade : $m(\chi_1^0) > 90$ et $m(\chi_1^\pm) > 165$ GeV/c$^2$. La combinaison avec le canal ee+(e ou $\mu$) [52] permet de repousser ces limites également dans un espace des paramètres moins favorable : $m_0 = 250$ GeV/c$^2$, $\tan\beta = 5$ et $sign(\mu) > 0$, $m(\chi_1^0) > 79$ et $m(\chi_1^\pm) > 142$ GeV/c$^2$.

Ces résultats sont donc complémentaires à ceux obtenus par les expériences au LEP et sont les premiers obtenus au Tevatron. L'amélioration des résultats a notamment été rendu possible grâce au développement d'un outil d'identification des taus hadroniques, inexistant au Run I dans l'expérience DO. Les perspectives au LHC sont également

prometteuses. Des études de prospective [79] montrent ainsi que pour le couplage $\lambda_{233}$ similaire à $\lambda_{133}$ (les électrons de l'état final sont remplacés par des muons), il sera possible de mettre en évidence, si la supersymétrie existe, l'existence de squarks et de gluinos jusqu'à des masses de l'ordre de $m(\tilde{q}) = 1.7$ TeV et $m(\tilde{g}) = 1.5 - 2.5$ TeV pour une luminosité intégrée de $10^4$ pb$^{-1}$.

# Annexe

La création d'un lot de données enrichi en taus hadroniques est réitérée en incluant les trois type de taus (type 1, 2 et 3). Les figures ci-après décrivent les distributions obtenues avant et après coupure sur les réseaux de neurones. Le tabeau 6.19 indique les contributions des divers processus contenus dans le lot de données enrichi en $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \tau_{hadr}\mu$.

| | présélection + $\mathcal{R}_\mu > 0.7$ + $n_\mu = 1$ | + $NN(QCD) > 0.9$ |
|---|---|---|
| $N_{\mu\tau}^{OS}(data)$ | 6195 | 720 |
| $N_{\mu\tau}^{ES}(data)$ | 5425 $\pm$ 65 | 285 $\pm$ 42 |
| $N_{Z\rightarrow\tau\tau}(MC)$ | 652 $\pm$ 65 | 418 $\pm$ 42 |
| $N_{Z\rightarrow\mu\mu}$ | 85 $\pm$ 18 | 9 $\pm$ 2 |
| $N_{W\rightarrow\mu\nu+jets}^{OS-ES}$ | 43 | 2 |

Table 6.19: *Estimation du contenu en $Z \rightarrow \tau\tau$ avant et après coupure sur les réseaux de neurones. $N_{\mu\tau}^{OS}(data)$ : nombre de paires $\tau - \mu$ de signe opposé; $N_{\mu\tau}^{ES}(data)$ : nombre de paires ajustées $\tau - \mu$ de même signe; $N_{Z\rightarrow\tau\tau}(MC)$ : nombre d'événements $Z \rightarrow \tau\tau$ ajusté; $N_{Z\rightarrow\mu\mu}$ : nombre d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$ estimé; $N_{W\rightarrow\mu\nu}^{OS-ES} + jets$ : différence estimée du nombre d'événements $W \rightarrow \mu\nu$ de signe opposé et de même signe.*

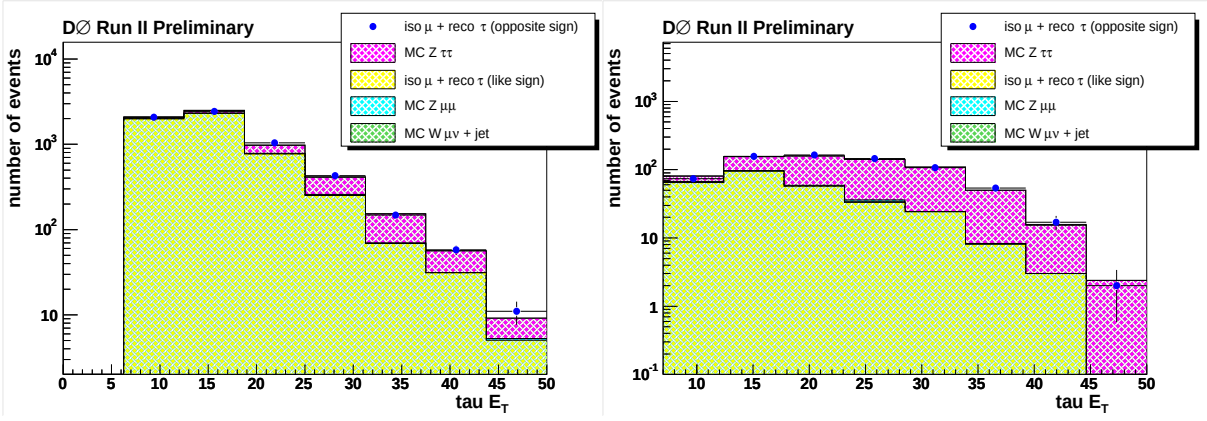


Figure 6.28: *Energie transverse des candidats taus.*

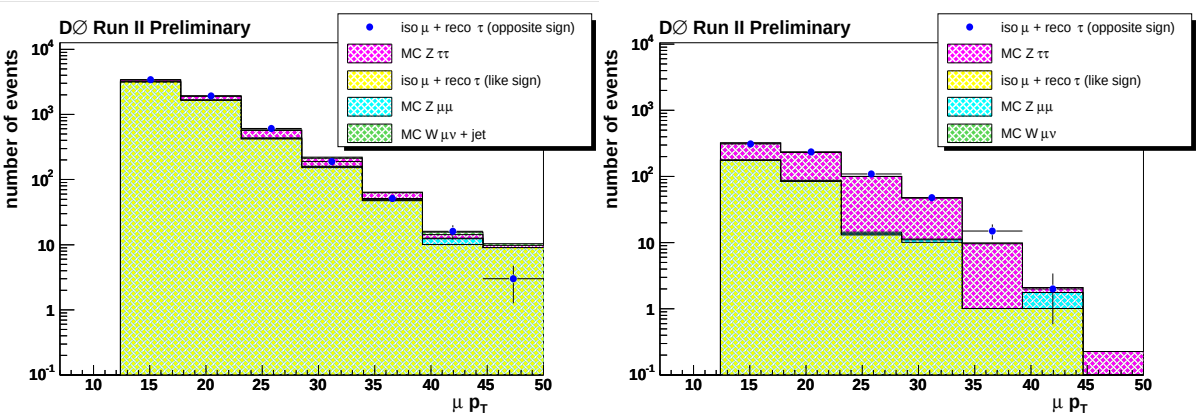


Figure 6.29: *Impulsion transverse du muon.*

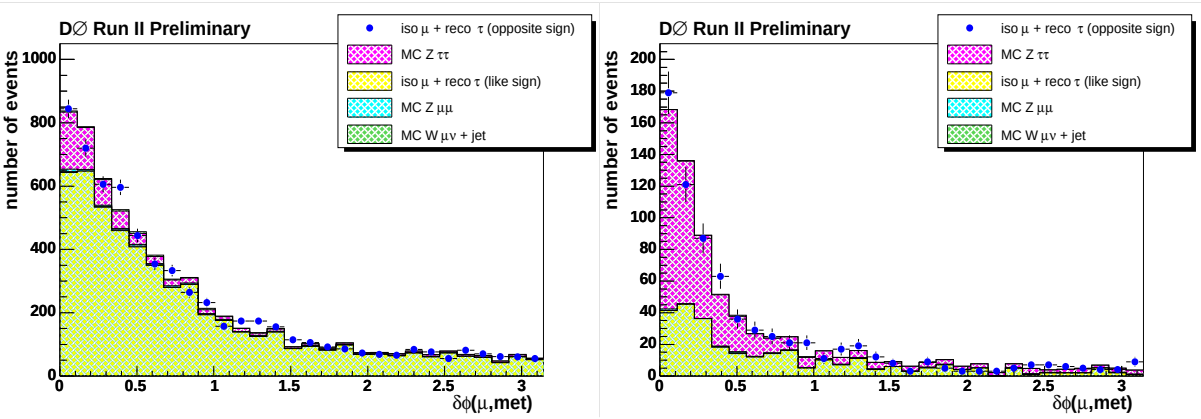


Figure 6.30: *Différence d'angle azimuthal entre le muon et l'énergie transverse manquante met, $\Delta\phi_{\mu met}$.*

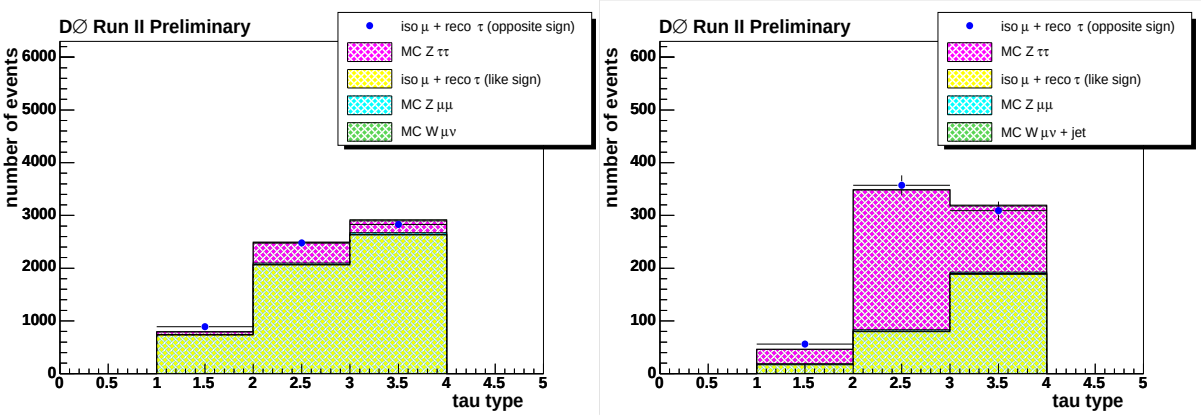


Figure 6.31: *Distribution du type des taus sélectionnés.*

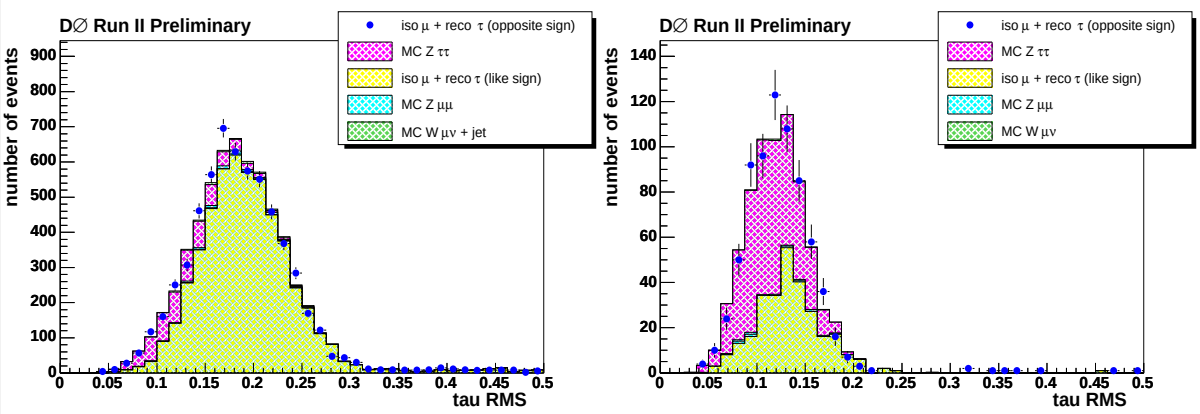


Figure 6.32: *RMS : largeur de l'amas dans le plan $\eta - \phi$ pondérée par les énergies transverses des tours $E_{T_i}$ qui le composent.*

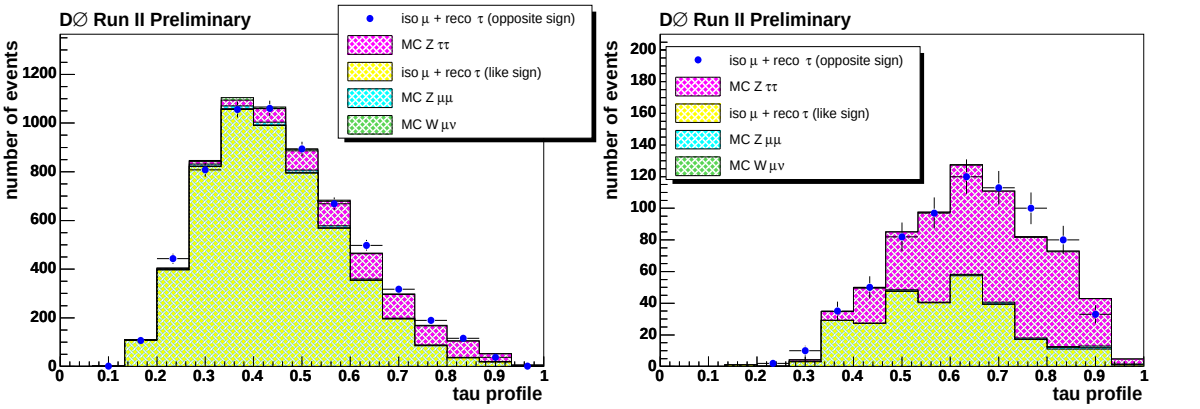


Figure 6.33: *Variable profile, prf $= (E_{T1} + E_{T2})/E_T$, où $E_{T1}$ et $E_{T2}$ sont les énergies transverses des deux tours les plus énergétiques de l'amas.*

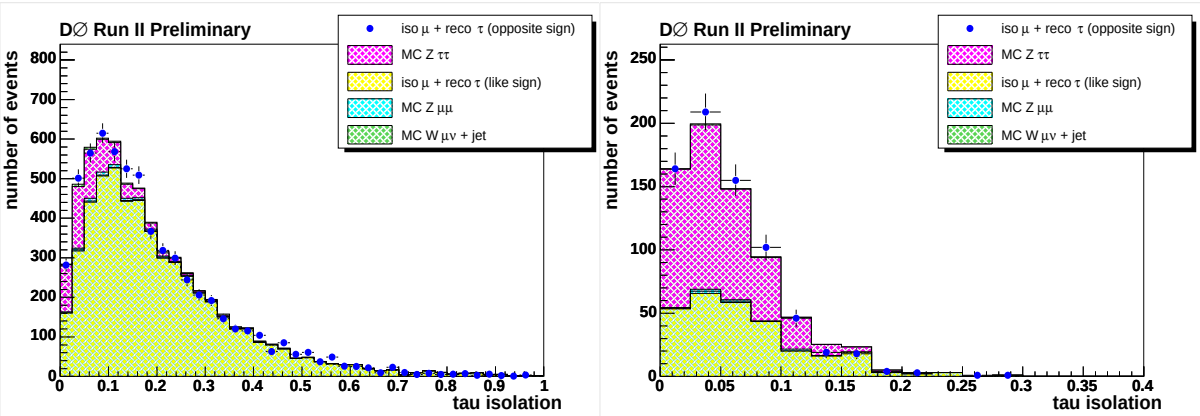


Figure 6.34: *Isolation calorimétrique* $(E_T(R = 0.5) - E_T(R = 0.3))/E_T(R = 0.3)$.

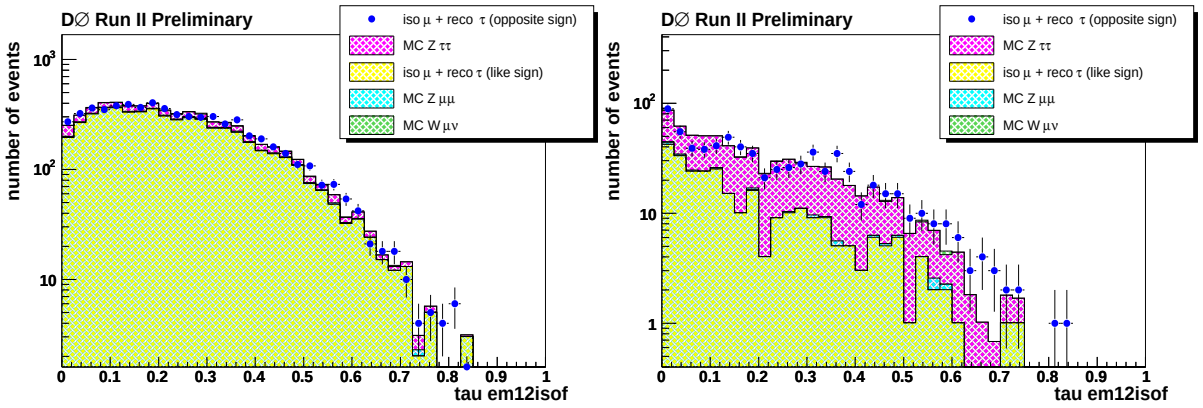


Figure 6.35: *EM12isof : fraction d'énergie des deux premières couches du calorimètre dans un cône de rayon $R = 0.5$.*

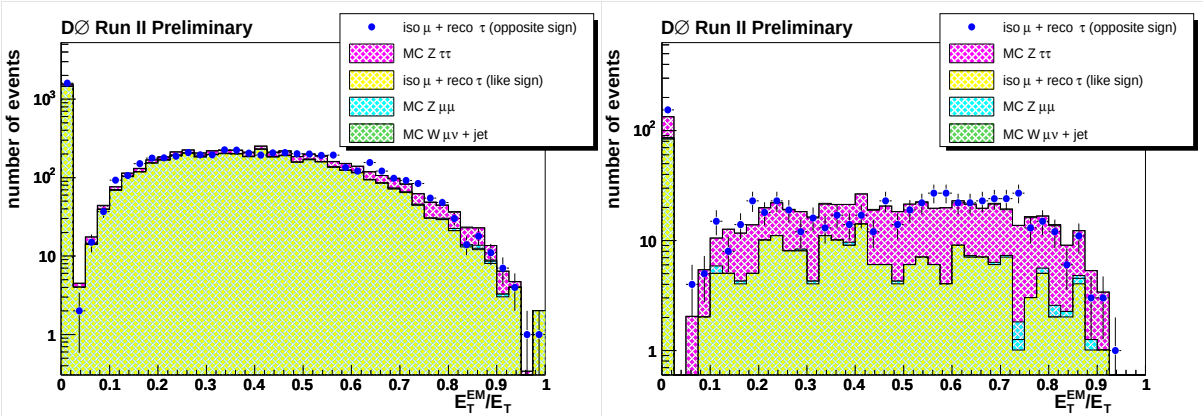


Figure 6.36: *Fraction d'énergie transverse électromagnétique $E_T^{EM}/E_T$.*

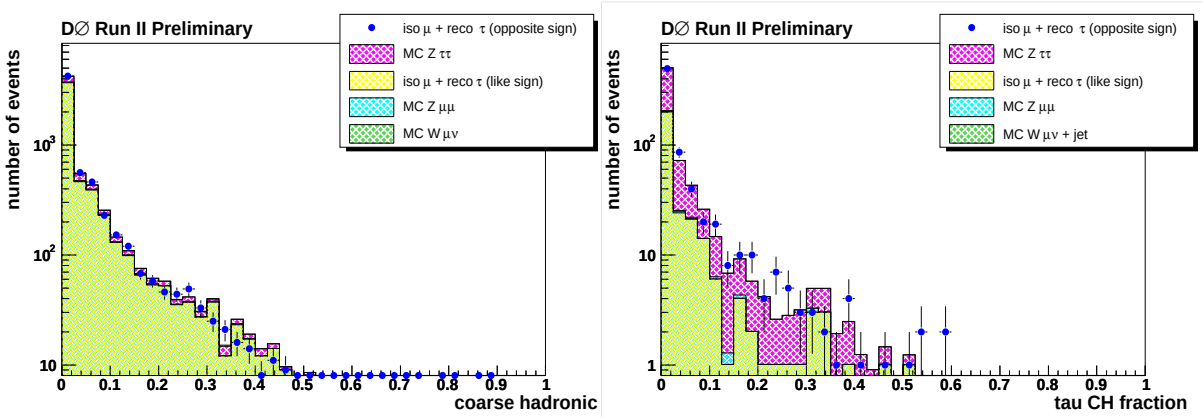


Figure 6.37: *Fraction d'énergie transverse dans le partie hadronique de granulosité grossière du calorimètre.*

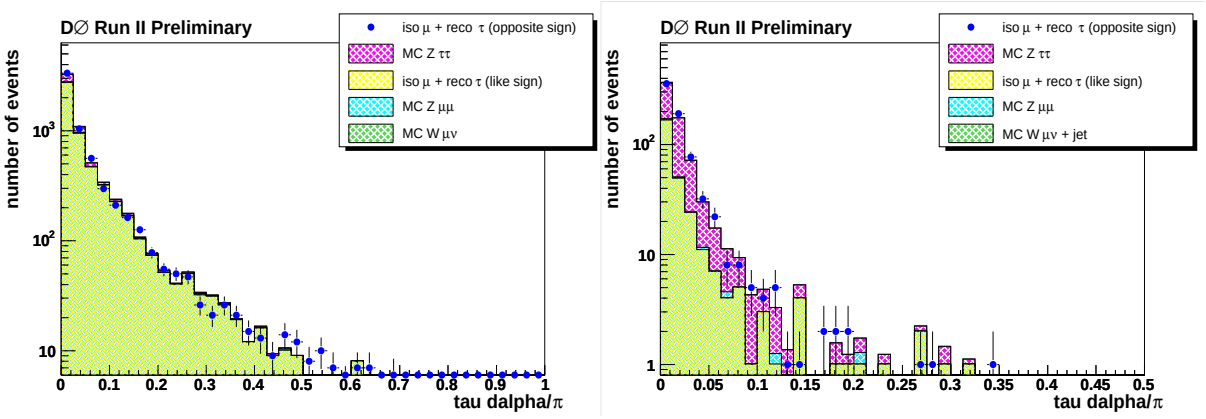


Figure 6.38: *Variable $\delta\alpha/\pi$.*

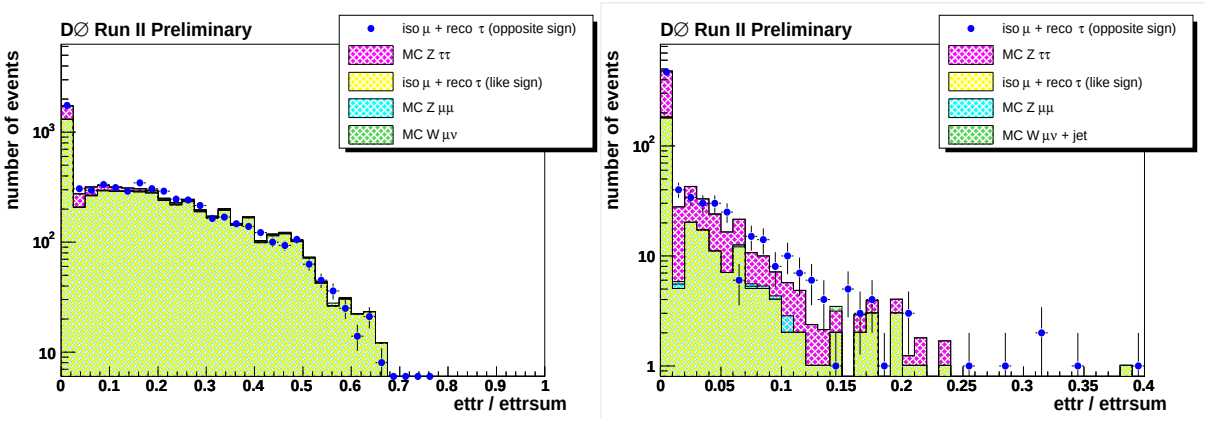


Figure 6.39: *Variable ettr/ettsum.*

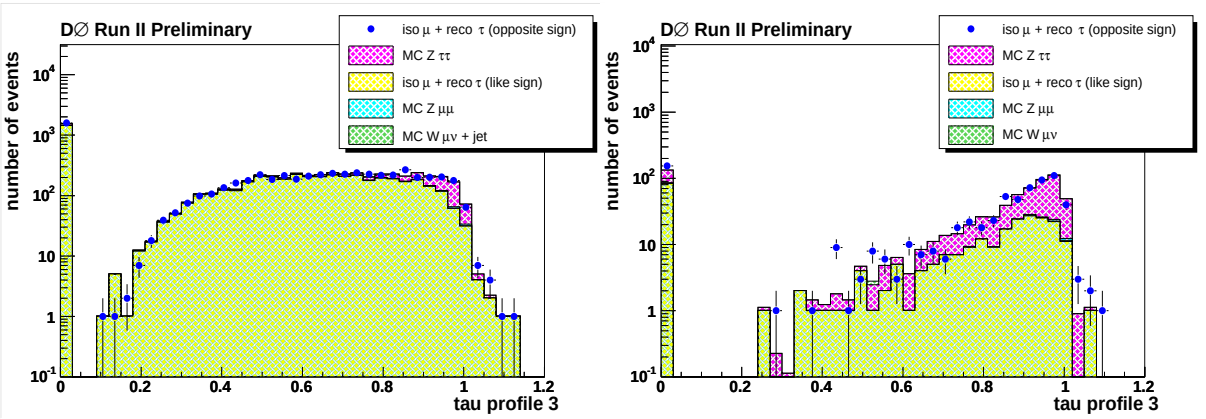


Figure 6.40: *Variable $prf3$.*

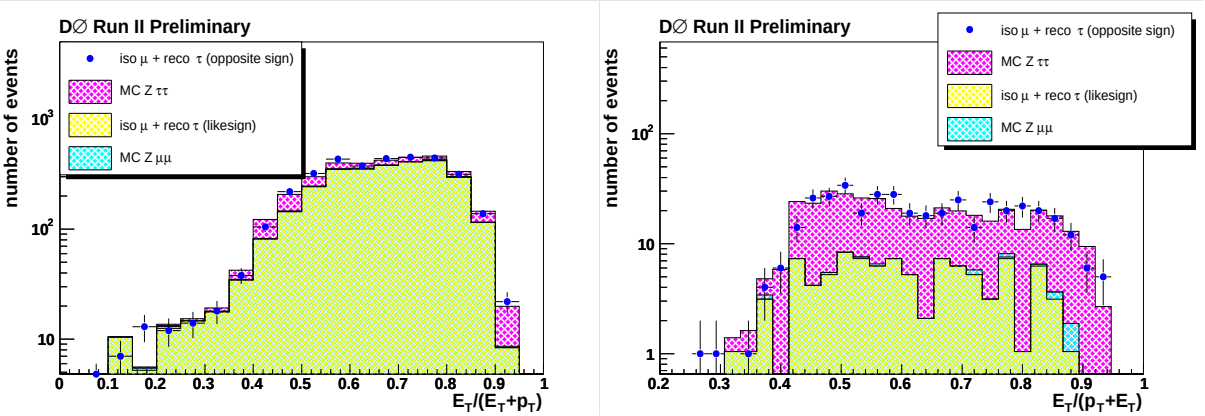


Figure 6.41: *Variable* $E_T/(E_T + p_T)$.

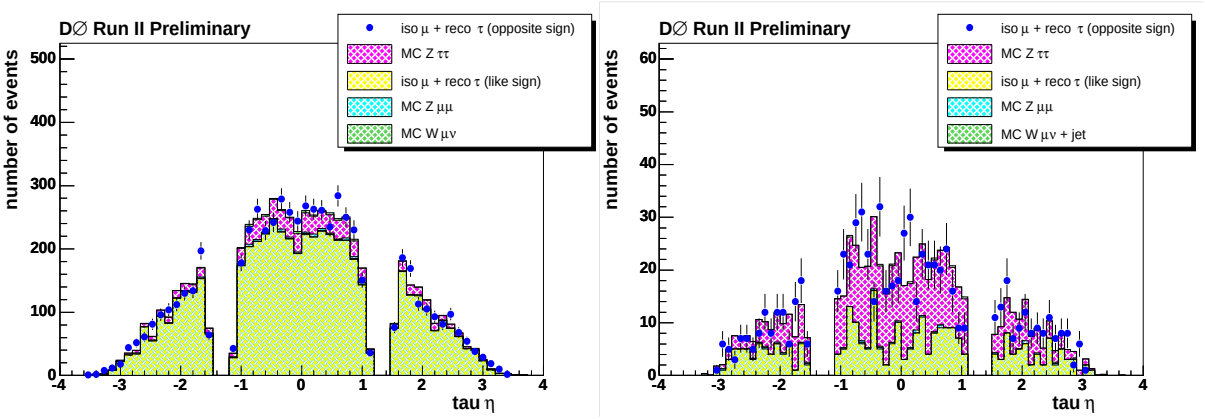


Figure 6.42: *Pseudo-rapidité* $\eta$.

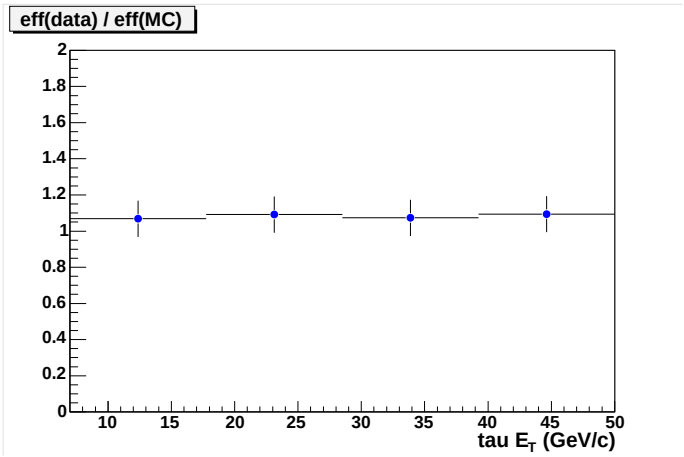


Figure 6.43: *Facteur correctif données/simulation représenté en fonction de l'énergie transverse des taus.*

# Table des Matières

**Introduction** **1**

**1 Aspects théoriques** **3**
1.1 Le Modèle Standard . . . . . 4
1.1.1 Les constituants de la matière . . . . . 4
1.1.2 Interactions de jauge du Modèle Standard . . . . . 5
1.1.3 Etat des lieux . . . . . 9
1.2 Les insuffisances du Modèle Standard . . . . . 9
1.3 La Supersymétrie . . . . . 11
1.3.1 Arguments en faveur d'une extension supersymétrique du Modèle Standard . . . . . 11
1.3.2 Une nouvelle symétrie . . . . . 14
1.3.3 Construction du lagrangien supersymétrique . . . . . 16
1.3.3.1 Supermultiplets chiraux et de jauge . . . . . 16
1.3.3.2 Interactions . . . . . 18
1.4 Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM) . . . . . 19
1.4.1 Contenu en champs . . . . . 20
1.4.2 Brisure de la supersymétrie . . . . . 21
1.4.3 Spectre de masse . . . . . 23
1.4.4 Modèle Supersymétrique minimal avec Supergravité mSUGRA . . 25
1.4.4.1 Principe et brisure de la supersymétrie . . . . . 25
1.4.4.2 Paramètres . . . . . 26
1.4.5 R-parité . . . . . 27

**2 Phénoménologie au Tevatron** **29**
2.1 Production et désintégrations des particules supersymétriques . . . . . 29
2.1.1 Production des particules supersymétriques . . . . . 29
2.1.2 Désintégration des particules supersymétriques . . . . . 30
2.2 Scénario avec R-parité violée . . . . . 37
2.3 Contraintes expérimentales sur les couplages violant la R-parité . . . . . 39
2.3.1 Désintégration du proton . . . . . 41
2.3.2 Universalité des courants chargés dans le modèle standard . . . . . 41
2.3.3 Courants neutres dans le modèle standard . . . . . 42
2.3.4 Masses des neutrinos . . . . . 42
2.3.5 Processus interdits dans le modèle standard . . . . . 44
2.3.6 Récapitulatif des limites existants sur les couplages violant la R-parité . . . . . 45
2.4 Etat des lieux des analyses avec couplage $\lambda_{133}$ aux collisionneurs . . . . . 46

**3 Le dispositif expérimental** **51**
3.1 Le complexe d'accélération du Tevatron . . . 51
3.1.1 Le faisceau de protons . . . 52
3.1.2 Le faisceau d'antiprotons . . . 53
3.1.3 Le Tevatron . . . 54
3.2 Le détecteur DØ . . . 55
3.2.1 Le système de coordonnées de DØ . . . 55
3.2.2 Le trajectographe . . . 57
3.2.3 Le détecteur au silicium . . . 57
3.2.4 Le CFT . . . 60
3.2.5 L'aimant solénoïdal . . . 60
3.2.6 Les détecteurs de pieds de gerbes . . . 60
3.2.7 Le calorimètre . . . 62
3.2.7.1 Principe . . . 62
3.2.7.2 Géométrie . . . 64
3.2.7.3 Performances . . . 66
3.2.7.4 Le Détecteur inter-cryostat . . . 67
3.2.8 Le spectromètre à muons . . . 68
3.2.9 Le système de déclenchement . . . 70
3.2.10 Le luminomètre et le calcul de la luminosité . . . 71

**4 Reconstruction des électrons, des muons et des quantités cinématiques de l'événement** **75**
4.1 Identification des électrons . . . 75
4.2 Identification des muons . . . 77
4.3 Mesures de l'énergie transverse manquante et scalaire . . . 78
4.4 Coupures de qualité . . . 78

**5 Identification des leptons taus dans leurs modes hadroniques** **83**
5.1 Désintégrations hadroniques du tau . . . 84
5.2 Algorithme de reconstruction des $\tau$ . . . 85
5.3 Classification en types . . . 86
5.4 Etude des variables discriminantes pour le réseau de neurones . . . 87
5.4.1 Variables calorimétriques . . . 89
5.4.2 Variables combinées avec des traces . . . 90
5.5 Principe de fonctionnement des réseaux de neurones . . . 95
5.5.1 Structure du réseau de neurones . . . 95
5.5.2 Entraînement et validation du réseau . . . 96
5.6 Stratégies d'entraînement des réseaux de neurones . . . 97
5.6.1 Entraînement . . . 97
5.6.2 Efficacités . . . 100
5.6.3 Corrélations . . . 106
5.7 Réjection des électrons . . . 108
5.8 Contamination muonique . . . 110
5.9 Evaluation de la performance de reconstruction des taus à l'aide du canal $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \tau_{hadr}\mu$ . . . 111
5.9.1 Introduction . . . 111

5.9.2 Création d'un lot enrichi en $Z \to \tau\tau \to \mu\tau_{hadr}$ . . . 112
5.9.2.1 Coupures . . . 112
5.9.2.2 Ajustement . . . 113
5.9.2.3 Estimation du contenu $Z \to \mu^+\mu^-$ . . . 119
5.9.2.4 Estimation de la contribution $W \to \mu\nu + jets$ . . . 120
5.9.3 Efficacité des réseaux neuronaux . . . 121
5.9.4 Calibration en énergie des taus . . . 122
5.10 Conclusion . . . 122

**6 Recherche de particules supersymétriques (RPV couplage $\lambda_{133}$) 129**
6.1 Données et déclenchement . . . 129
6.2 Simulation et caractéristiques du signal . . . 131
6.3 Bruits de fond . . . 140
6.3.1 Bruits de fond physiques . . . 140
6.3.2 Bruits de fond instrumentaux . . . 141
6.4 Sélection de l'état final . . . 142
6.4.1 Présélection de deux électrons . . . 143
6.4.2 Estimation du bruit de fond QCD . . . 146
6.4.3 Coupure $ME_T/\sqrt{SE_T}$ . . . 147
6.4.4 Accord données/prédiction du modèle standard . . . 148
6.4.5 Erreurs systématiques . . . 150
6.5 Résultats . . . 155
6.5.1 Efficacité du signal . . . 155
6.5.2 Limites . . . 155
6.5.2.1 Calcul des limites . . . 161
6.5.2.2 Combinaison de limites . . . 161
6.5.2.3 Résultats . . . 162
6.6 Conclusion et perspectives . . . 168

**Conclusion 169**

**Bibliographie 181**

# Bibliographie


[1] S.L. Glashow. *Nucl. Phys.*, 1961.

[2] S. Weinberg. *Phys. Rev. Lett.*, 1967.

[3] CDF collaboration F. Abe et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1995.

[4] DØ collaboration S. Abachi et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1995.

[5] Martin L. Perl. Anomalous electron-muon events. *Phys. Rev. Lett.*, 1975.

[6] M. Herrero. THE STANDARD MODEL. *hep-ph/9812242v1.*

[7] Aldo Deandrea. Interactions électrofaibles et introduction à la supersymétrie. *cours de DEA.*

[8] Stephen P. Martin. A SUPERSYMMETRY PRIMER. *hep-ph/9709356.*

[9] Howard E. Haber. INTRODUCTORY LOW ENERGY SUPERSYMMETRY. *hep-ph/9306207 v1*, 1993.

[10] C.S. Wu et al. Experimental Test of Parity Conservation in $\beta$ Decay. *Phys. Rev.*, 1957.

[11] Y. Fukada et al. Super-Kamiokande Collaboration. *Phys. Rev. Lett.*, 1998.

[12] T. Maskawa M. Kobayashi. *Prog. Theor. Phys.*, 1973.

[13] LEP Electroweak Working Group. *http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG.*

[14] Review of Particle Physics. *The European Physical Journal C*, 1998.

[15] LEP Electroweak Working Group The LEP collaboration, the SLD Heavy Flavour, and Electroweak Groups. A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model. *CERN-EP/99-15*, february 1999.

[16] J. Mandula S. Coleman. *Phys. Rev.*, 1967.

[17] P. Fayet et J.Iliopoulos. Spontaneously broken super gauge symmetries and goldstone spinors. *Phys. Lett.*, 1974.

[18] L. O'Raifeartaigh. Spontaneous symmetry breaking for chiral scalar superfields. *Nucl. Phys.*, 1975.

[19] V. Barger et al. Multilepton SUSY Signals from R-parity Violation at the Fermilab Tevatron. *Physical Review D*, october 1994.

[20] P. Fayet G. Farrar. *Phys. Lett.*, 1978.

[21] V. Barger et al. Report of SUGRA working group for runII of the tevatron. *hep-ph/0001354*.

[22] Th.D. Papadopoulou. Proceedings of the 31st International Conference on High Energy Physics, edited by S. Bentvelsen, P. De Jong, J. Koch and E. Laenen. In *Nucl. Phys B. 117 (Proc. Suppl.), 713*, April 2003.

[23] Herbi Dreiner. An Introduction to Explicit R-parity Violation. *arXiv:hep-ph/977435 v2*, july 1997.

[24] M. Acciarri et al. L3 collab. *Eur. Phys. J.*, 2000.

[25] Gautam Bhattacharyya. A brief review of R-parity-violating couplings. *hep-ph/9709395*, september 1997.

[26] G. Sajot F. Ledroit. Indirect limits on SUSY $R_p$ violating couplings $\lambda$ and $\lambda'$. *GDR-S-008*, 1998.

[27] The ALEPH collaboration. Search for R-parity Violating Decays of Supersymmetric Particles in $e^+e^-$ Collisions at Centre-of-Mass Energies from 189 gev to 202 gev. *CERN-EP*, october 2000.

[28] DELPHI collaboration. Search for SUSY with R-parity violating $LL\bar{E}$ couplings at $\sqrt{s} = 189$ gev. *CERN-EP*, may 2000.

[29] The L3 collaboration. Search for R-parity violating decays of supersymmetric particles in $e^+e^-$ collisions at $\sqrt{s} = 189$ gev. *The European Physical Journal*, 2001.

[30] http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/rbooks.html
Concepts Rookie Book
Linac Rookie Book
Booster Rookie Book
Antiproton Source Rookie Book
Tevatron Rookie Book
Main Injector Rookie Book.

[31] DØ collaboration S. Abachi et al. The DØ detector. *Nucl. Instrum. Methods.*

[32] DØ collaboration V. Abazov et al. *in preparation for submission to Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.*

[33] Eric Kajfasz. Quelques expériences gravitant autour du problème de génération de masses, HDR 2002.

[34] DØ SILICON MICROSTRIP TRACKER FOR RUN IIA.

[35] R. Yarema et al. A Beginner's Guide to the SVXIIe. *FERMILAB-TM-1892*, october 1996.

[36] DØ layer 0, Conceptual Design Report. *http://www-d0.fnal.gov.*

[37] DØ collaboration. Lifetime of the DØ Silicon Tracker. december 2002.

[38] Sabine Crépé-Renaudin. Energy corrections for geometry effects for electrons in runII. *DØNote 4023*, august 2002.

[39] Sarosh Fatakia et al. Jet Energy Scale and Resolution for p13 Data and Monte-Carlo. *DØNote*, 2003.

[40] Stéphanie Beauceron. *Recherche du boson de Higgs dans le canal $WH$ et étude de la production $Wb\bar{b}$ dans les collisions $p\bar{p}$ à 1.96 TeV dans l'expérience DØ auprès du Tevatron de Fermilab.* PhD thesis, 2004.

[41] Alexis Cothenet. *Recherche de leptoquarks scalaires de première génération auprès de DØ.* PhD thesis, 2004.

[42] Pierre-Antoine Delsart. *Etude du signal H0/A0 -> tau mu aux collisionneurs hadroniques et intercalibration du calorimètre de DØ au RUN II du Tevatron.* PhD thesis, 2003.

[43] V.M. Abazov et al. The Muon System of the Run II DØ Detector. *Nucl. Instrum. and Methods.*

[44] C. Clément at al. MuonID Certification for p14. *DØ Note 4350*, March 2004.

[45] T. Edwards et al. Determination of the Effective Inelastic $p\bar{p}$ Cross-Section for the DØ Run II Luminosity Measurement. *FERMILAB-TM-2278-E.*

[46] N. A. Amos et al. E710 Collaboration. *Phys Rev. Lett.*, 1989.

[47] Florian Beaudette. *Identification des électrons et application à la mesure de la section efficace de production de quark top avec le détecteur DØ du Tevatron.* PhD thesis, Université Paris XI, 2003.

[48] D. Whiteson and L. Phaf. Electron Likelihood. *DØNote 4184*, April 2004.

[49] J. Kosminski et al. Electron Likelihood in p14. *DØNote 4449*, April 2004.

[50] Frederic Déliot. *Reconstruction et identification des muons dans l'expérience DØ Etude de la production résonante de sleptons.* PhD thesis, 2002.

[51] http://d0db.fnal.gov/qualitygrabber/qualQueries.html.

[52] Anne-Marie Magnan. *Recherche de particules supersymétriques se désintégrant en R-parité violée (couplage $\lambda_{121}$) dans un état final à trois leptons, avec les données du Run II de l'expérience DØ au Tevatron.* PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2005.

[53] Daniela Käfer. *Search for R-parity Violating Supersymmetry in Multilepton Fnal States with the DØ detector at 1.96 TeV CM-energy.* PhD thesis, 2005.

[54] Gregorio Bernardi et al. *http://www-d0.fnal.gov/ d0upgrad/d0_private/software/jetid/certification/Macros/Runs*

[55] Robert Zitoun Laurent Duflot, Viatcheslav Shary and Ingo Torchiani. cal_event_quality package. *DØNote 4614.*

[56] S. Eidelman et al. Particle Data Booklet. *Physics Letters B*, 2004.

[57] Dhiman Chakraborty. Tau Identification using Neural Networks. *DØNote TauNN1.*

[58] Jean-Pierre Ernenwein. http://e.home.cern.ch/e/ernen/www/NN/index.html. *Root - example application.*

[59] R.K. Bock et al. Methods for a multidimensional event classification : a case study. *Technical report No. 887, Institute of Computer Science, Academy of Science of the Czech Republic*, january 2003.

[60] S. Duensing C. Galea Y. Gershtein A.-C. Le Bihan C. Noeding S. Protopopescu D. Chakraborty, Y. Coadou. Reconstruction of tau leptons in hadronic final states at DØ in run II. *DØNote 4210.*

[61] C. Galea A. Gay Y. Gerstein A.C. Le Bihan S. Nelson C. Noeding A. Patwa D. Chakraborty, F.Charles. TAU ID certification for p14. *DØNote 4453.*

[62] Silke Duensing. *Measurement of* $\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z^0) \times BF(Z^0 \rightarrow \tau\bar{\tau})$ *at* $\sqrt{s}$*=1.96 TeV using the DØ Detector at the Tevatron.* PhD thesis, Universiteit Nijmegen, 2004.

[63] Sections efficaces obtenues avec MCFM. http:www-d0.fnal.gov/run2physics/wz.

[64] A. Patwa S. Protopopescu DØ collaboration C. Galea, S. Nelson. Measurement of $\sigma \times br(z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau)$ at $\sqrt(s) = 1.96$ tev. *DØ Note 4526.*

[65] Ingo Torchiani. Search for the Associated Production of Charginos and Neutralinos in the mu + tau + lep Final State. *DO Note 4742.*

[66] Carsten Noeding. Search for the Associated Production of Charginos and Neutralinos in the e + tau + lep Final State. *DO Note 4741.*

[67] Marc Paterno. Calculating Efficiencies and their Uncertainties. *DØNote.*

[68] P. Morawitz E.Perez N.Godhane, S. Katsanevas. Susygen 3.00/43. *hep-ph/9909499.*

[69] G. Moultaka A. Djaoui, J.-L. Kneur. Suspect : a Fortran Code for the Supersymmetric and Higgs Particle Spectrum in the MSSM. *hep-ph/0211331*, 2002.

[70] Paolo Gondolo Edward A. Baltz. Neutralino decay rates with explicit R-parity violation. *hep-ph/9709445 v2*, March 1998.

[71] M. Krämer T. Plehn M. Spira W. Beenakker, M. Klasen and P.M. Zerwas. The Production of Charginos, Neutralinos, and Sleptons at Hadron Colliders. *Phys. Rev. Lett.*, 1999.

[72] Gérard Sajot. Communication privée.

[73] Tevatron Electroweak Working Group. http:/tevewwg.fnal.gov.

[74] Thomas Nunnemann. NNLO Cross-Sections for Drell-Yan, Z and W Production using Modern Parton Distribution Functions. *DØNote.*

[75] Junjie Zhu Volker Buescher. EM Certification Tools. *DØNote 4171*, july 2003.

[76] E.W. Warnes. Track reconstruction efficiency measurement with single muons. *DØNote 4317*.

[77] Thomas Junk. Confidence Level Computation for Combining Searches with Small Statistics. *hep-ex/992006*, february 1999.

[78] Thomas Junk. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1999.

[79] Pascal Paganini Hartmut Hillemanns. Search for R-parity violating supersymmetry in neutralino decay via lepton number violation at LHC in CMS. *CMS Note 1990/053*, september 1999.