UNIVERSITÉ PARIS 6 PIERRE ET MARIE CURIE

UFR de Physique

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6

SPÉCIALITÉ : Champs, Particules, Matières

présentée par

Vincent Poireau

Événements multijets à LEP200 dans DELPHI
Application à la recherche de particules supersymétriques

soutenue le 26 avril 2001 devant le jury composé de :

M.	Pierre Billoir	
M.	Tiziano Camporesi	Rapporteur
M.	Abdelhak Djouadi	
M.	Claude Guyot	
M.	Stavros Katsanevas	Rapporteur
M.	Pierre Lutz	Directeur de thèse

Table des matières

Introduction

Le modèle standard, qui décrit les particules et leurs interactions, jouit d'un succès expérimental sans précédent. Le collisionneur e^+e^- du LEP a été mis en fonction en 1989 et est monté progressivement en énergie de 1995 à novembre 2000, date de son démantèlement. L'énergie importante atteinte par le LEP (jusqu'à 209 GeV à l'été 2000) a permis aux quatre expériences situées sur l'anneau, ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, de tester les prédictions du modèle standard. Pour cela, deux voies ont été empruntées : d'une part les processus décrits par ce modèle ont été étudiés dans les moindres détails, et d'autre part des phénomènes nouveaux ont été activement recherchés. Dans cette thèse, les deux voies ont été simultanément mises à profit par l'intermédiaire d'une étude des événements multijets (c'est-à-dire avec un nombre de jets au moins égal à quatre). Ces événements sont présents dans le cadre du modèle standard, et, pour un nombre de jets élevé, n'existent qu'en très faible quantité. Des déviations par rapport aux prédictions du modèle standard ont été recherchées dans ces canaux. En effet, malgré ses succès, celui-ci n'est pas considéré comme complet et une nouvelle physique est sans aucun doute nécessaire. La supersymétrie, qui étend les symétries d'espace-temps, permet de combler certaines des lacunes du modèle standard. Le modèle supersymétrique minimal avec violation de la R-parité a été considéré dans cette thèse : celui-ci prévoit de nouveaux processus, et en particulier des événements multijets. Les études ont été réalisées au sein du détecteur DELPHI, en utilisant les données collectées de 1998 à 2000, à des énergies comprises entre 189 et 209 GeV, ce qui représente une luminosité intégrée de 608 pb^{-1}. Deux types de signature ont été envisagés.

La première possibilité étudiée correspond à la partie principale de cette thèse. Les données ont été analysées pour tenter d'identifier une éventuelle production de paires de charginos ou de neutralinos. Cette topologie, via la violation de la R-parité, serait caractérisée par le grand nombre de jets présents dans l'état final. De 6 à 10 jets (accompagnés accessoirement de leptons) sont prédits par ce modèle. Ce travail sur les événements à grand nombre de jets nous a permis d'une part d'étudier leur taux au sein du modèle standard et d'autre part de chercher des déviations par rapport à ce qui est attendu.

Par ailleurs, toujours par l'intermédiaire d'un couplage avec R-parité violée, un quark t et un quark léger pourraient être produits dans une collision e^+e^-. Ce processus induirait un changement de saveur fortement défavorisé dans le modèle standard. Le quark t se désintégrant en un boson W et un quark b, l'état final est constitué soit de quatre quarks, soit de deux leptons et de deux quarks. Une étude a été effectuée sur les événements à quatre jets, et, pour être tout à fait complet et augmenter la sensibilité de la recherche, l'état final contenant des leptons a également été mis à profit.

Cette thèse est divisée en trois parties. La première partie traite du modèle théorique et des méthodes expérimentales. Le chapitre 1 introduit la supersymétrie et la violation de la R-parité. Le chapitre 2 présente les outils expérimentaux utilisés dans cette thèse. Enfin, le troisième chapitre développe les méthodes d'analyse qui seront exploitées tout au long de l'étude.

La deuxième partie décrit les recherches de signaux à grand nombre de jets (de 6 à 10 jets). Le chapitre 4 expose la phénoménologie de ces processus. Au cours de l'analyse des données, une anomalie a été mise à jour. Le cinquième chapitre traite de ce désaccord et tente d'en déterminer les causes. Finalement, le chapitre 6 détaille l'analyse et donne les résultats de la recherche de charginos et de neutralinos.

La dernière partie de cette thèse, composée du chapitre 7, décrit l'intérêt d'une recherche de production isolée de quark t et présente l'analyse ainsi que les résultats expérimentaux.

Première partie

Supersymétrie et outils d'analyse

Chapitre 1

Supersymétrie et R-parité

Les recherches expérimentales effectuées dans cette thèse seront interprétées dans le cadre de la supersymétrie avec violation de la R-parité. Ce chapitre propose une introduction à ce sujet, en axant la discussion sur les étapes principales de la construction du modèle. En premier lieu, nous décrirons le modèle standard et verrons les difficultés conceptuelles qu'il entraîne. Nous introduirons alors la supersymétrie qui résout quelques-uns des problèmes du modèle standard, puis nous étudierons le modèle supersymétrique le plus simple, le MSSM. Le modèle de supergravité sera ensuite rapidement présenté. Nous nous attarderons enfin sur un nouveau nombre quantique naturellement présent dans les théories supersymétriques : la R-parité.

1.1 Le modèle standard

1.1.1 Généralités

Le modèle standard offre une description mathématique des interactions forte, faible et électromagnétique entre particules. Le tableau 1.1 présente les particules considérées comme élémentaires (dans l'état actuel des connaissances) constituant la matière (fermions de spin $\frac{1}{2}$), tandis que le tableau 1.2 précise les particules responsables des interactions (bosons de spin 1). Il faut ajouter à cette liste le boson de Higgs (de spin 0), responsable de la masse de ces particules.

Particules de matière (fermions)		
	Leptons	Quarks
$1^{ère}$ génération	$e \quad \nu_e$	$u \quad d$
$2^{ème}$ génération	$\mu \quad \nu_\mu$	$c \quad s$
$3^{ème}$ génération	$\tau \quad \nu_\tau$	$t \quad b$

TAB. 1.1 – Les trois générations des particules de matière.

1.1.2 Importance des symétries

Depuis près d'un demi-siècle, les physiciens ont réalisé qu'il était très fructueux de trouver des symétries de la nature et de leurs modèles théoriques. Avec le recul, ils ont en effet constaté que la plupart des lois, parfois découvertes empiriquement, relevaient d'une symétrie sous-jacente. Dans la physique moderne, les symétries ne sont plus seulement descriptives, puisqu'elles permettent de *construire* des modèles et de déterminer des lois physiques. Ainsi, le problème de l'étude des

Particules messagères (bosons)	
Électromagnétisme	γ
Interaction faible	$W^{\pm}$, Z
Interaction forte	g (au nombre de 8)
Gravitation	G

TAB. 1.2 – Particules messagères des quatre interactions connues. À noter que le graviton G est encore hypothétique et n'est pas décrit par le modèle standard.

interactions entre particules se ramène à la recherche de ses symétries : de celles-ci découlent les propriétés du modèle et des contraintes très fortes sur les observables physiques.

On peut distinguer deux types de symétrie : les symétries d'espace-temps et les symétries internes (qui ne concernent pas l'espace-temps, et qui par définition commutent avec celles-ci). Une symétrie est définie comme l'invariance du lagrangien sous une transformation qui conduit à une quantité conservée dans le temps (théorème de Noether)[1].

Le modèle standard repose entièrement sur ces symétries. En voici la liste :

- l'invariance de Poincaré, qui est définie comme l'invariance par translation, de générateur P_μ et par transformation de Lorentz (transformation de la relativité restreinte, qui contient les rotations), de générateur $M_{\mu\nu}$;
- l'invariance par rapport à la transformation CPT (renversement de la charge, de l'espace et du temps) ;
- les symétries internes de générateurs T_a.

En 1967, Coleman et Mandula [8] ont montré qu'il n'existait pas d'autres symétries possibles de la matrice S obéissant à une algèbre de commutateur. On reviendra sur ce résultat dans la section 1.2.1.

L'algèbre de Lie du modèle standard se résume à :

$$\begin{aligned}
[M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] &= -i\,(g_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} - g_{\mu\sigma}M_{\nu\rho} + g_{\nu\sigma}M_{\mu\rho} - g_{\nu\rho}M_{\mu\sigma})\,; \\
[P_\mu, P_\nu] &= 0\,; \\
[M_{\mu\nu}, P_\lambda] &= i\,(P_\mu g_{\nu\lambda} - P_\nu g_{\mu\lambda})\,; \\
[T_a, T_b] &= i\,C^c_{ab} T_c\,;
\end{aligned} \tag{1.1}$$

où C^c_{ab} sont des constantes de structure.

La symétrie du groupe de Poincaré, qui est donc la seule symétrie d'espace-temps continue envisageable, peut être détaillée comme suit :

- l'invariance des lois physiques par une translation dans l'espace-temps conduit à la conservation de l'énergie-impulsion ;
- l'invariance par rotation conduit à la conservation du moment cinétique et du spin ;
- l'invariance par transformation de Lorentz conduit à la conservation de la quantité $ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - dt^2$.

Il est possible d'introduire le vecteur de Pauli-Lubanski $W^\mu = \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}P_\nu M_{\rho\sigma}$, où $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ est le tenseur complètement antisymétrique. On constate que $P^2 = P_\mu P^\mu$ et $W^2 = W_\mu W^\mu$ commutent

[1] Une symétrie peut aussi être vue comme une symétrie de la matrice S de diffusion.

avec tous les générateurs : ce sont les deux opérateurs de Casimir du groupe de Poincaré. Pour une particule de masse m non nulle au repos, on a $P^2 = m^2$ et $W^2 = -m^2 s(s+1)$ où s est le spin de la particule. Il découle de ce résultat que les seules caractéristiques cinématiques relativistes d'une particule sont sa masse et son spin.

En plus de cette symétrie d'espace-temps, le modèle standard est basé sur le groupe de symétrie interne $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le groupe $U(1)_Y$ est associé avec un champ de jauge B_μ et implique la conservation de l'hypercharge Y, le groupe $SU(2)_L$ est associé avec trois champs de jauge W^i_μ ($i = 1...3$) et donne lieu à la conservation de l'isospin faible, tandis que huit champs de jauge g^i_μ ($i = 1...8$) sont associés à $SU(3)_C$, impliquant la conservation de la couleur. Seuls les fermions de chiralité gauche, qui sont des doublets d'isospin, vont se coupler aux bosons de jauge de $SU(2)_L$; les fermions de chiralité droite, singulets d'isospin, ne vont se coupler que par l'intermédiaire de leur hypercharge et de leur couleur. Il existe une relation entre l'hypercharge Y, la troisième composante de l'isospin faible T_3 et la charge électrique Q :

$$Q = \frac{Y}{2} + T_3.$$

1.1.3 Brisure de la symétrie électrofaible

C'est le mécanisme de Higgs qui va permettre de donner une explication à l'origine des masses des bosons et des fermions. Le groupe de jauge électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$ va être spontanément brisé en $U(1)_{em}$ (c'est-à-dire le groupe associé à l'interaction électromagnétique) après l'introduction d'un doublet complexe de $SU(2)_L$, Φ, obéissant au potentiel [1] :

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2. \tag{1.2}$$

Pour des valeurs positives de λ et μ^2, le champ scalaire acquiert une valeur moyenne dans le vide égale à :

$$<\Phi>= \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \qquad \text{avec } v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}.$$

Du fait de cette valeur moyenne non nulle, trois des quatre bosons initiaux du secteur électrofaible vont alors devenir massifs ($W^\pm$ et Z), tandis que le boson restant conservera une masse nulle (le photon). Dans une base physique (états propres de masse), on peut écrire :

$$\begin{aligned} W^\pm_\mu &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1_\mu \mp W^2_\mu)\,; \\ Z_\mu &= \cos\theta_W W^3_\mu - \sin\theta_W B_\mu\,; \\ A_\mu &= \sin\theta_W W^3_\mu + \cos\theta_W B_\mu\,; \end{aligned}$$

$$\text{avec } \tan\theta_W = \frac{g'}{g}\,;$$

où g et g' sont les couplages de jauge de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ respectivement, l'angle θ_W étant appelé angle de Weinberg. La masse des bosons de jauge est alors :

$$\begin{aligned} M_W &= \frac{gv}{2}\,; \\ M_Z &= \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}\,; \\ M_\gamma &= 0. \end{aligned}$$

On obtient également la relation :

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1. \tag{1.3}$$

La masse des fermions est obtenue en introduisant dans le lagrangien des couplages de Yukawa entre le champ scalaire et les champs fermioniques, ce qui conduit à :

$$m_f = \lambda_f < \Phi >= \lambda_f \frac{v}{\sqrt{2}}.$$

1.1.4 Accord expérimental

Le modèle standard est un modèle vérifié avec une très grande précision [2]. Les différentes mesures que nous allons commenter proviennent du LEP, du Tevatron (collisionneur proton-antiproton d'énergie dans le centre de masse de 1,8 TeV) et de SLC (collisionneur électron-positon à 91 GeV avec faisceau d'électron polarisé).

Les mesures de plus en plus précises de la masse du boson W et de sa section efficace permettent un test important de la validité du modèle standard. Les calculs théoriques incorporent les corrections radiatives de manière à ce que leurs prédictions atteignent une précision suffisante. La figure 1.1 illustre le bon accord entre les calculs (avec une précision théorique de 0,5 %) et la mesure expérimentale de la section efficace de production de paires de bosons W. La figure 1.2 montre la comparaison entre les mesures directes et indirectes de la masse du boson W : la comparaison de ces deux mesures indépendantes constitue un test du modèle standard.

D'autres observables physiques mesurées dans les détecteurs actuels et ayant des valeurs prédites par le modèle standard peuvent être définies. Les plus couramment utilisées sont les suivantes (en raison de leurs faibles corrélations) :

- la masse et la largeur totale du boson Z, ainsi que sa section efficace hadronique au pôle, σ^0_{had} ;
- les rapports $R_l = \Gamma_{had}/\Gamma_{ll}$, $R_b = \Gamma_{bb}/\Gamma_{had}$ et $R_c = \Gamma_{cc}/\Gamma_{had}$, où Γ_{had}, Γ_{ll}, Γ_{bb} et Γ_{cc} sont les largeurs partielles du Z se désintégrant en hadrons, en leptons, en quarks b et en quarks c respectivement ;
- les asymétries de couplage entre un fermion f et le boson Z définies comme $A_f = \frac{2 g_v^f g_a^f}{{g_v^f}^2 + {g_a^f}^2}$ où g_v^f et g_a^f sont les couplages vectoriels et axiaux-vectoriels ;
- les asymétries avant-arrière au pôle du Z, $A_{fb}^{0,l}$, $A_{fb}^{0,b}$ et $A_{fb}^{0,c}$, où par exemple $A_{fb}^{0,b}$ représente l'asymétrie pour le processus $e^+e^- \to b\,\bar{b}$;
- l'asymétrie de charge hadronique avant-arrière $< Q_{fb} >$.

D'autre part, l'angle de mélange électrofaible effectif est défini comme :

$$\sin^2 \theta_{eff}^{lept} = \frac{1}{4}(1 - \frac{g_v^l}{g_a^l}),$$

et est théoriquement égal à l'angle de Weinberg. Cet angle effectif peut être déterminé à partir de chaque asymétrie décrite plus haut. La figure 1.3 indique ces différentes mesures déduites des

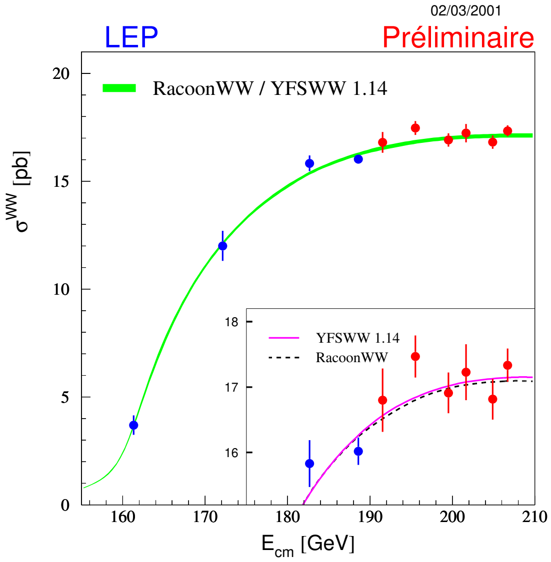


FIG. 1.1 – Section efficace expérimentale de la production de paires de bosons W mesurée au LEP comparée aux prédictions de différents modèles (ligne continue). Une échelle différente est utilisée pour le cadran en bas à droite de la figure.

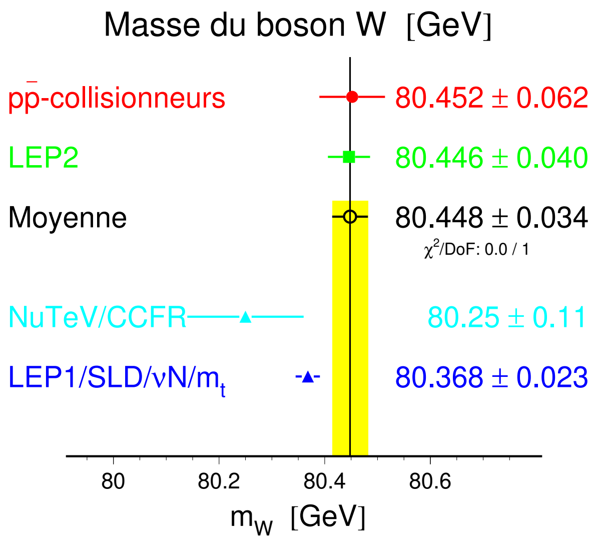


FIG. 1.2 – Mesure de la masse du boson W. Les trois premières lignes indiquent les mesures directes effectuées au Tevatron et au LEP ainsi que leur moyenne, tandis que les deux dernières lignes donnent les mesures indirectes de la masse.

asymétries au LEP et au SLC.

La figure 1.4 présente un résumé d'un grand nombre d'observables physiques. Ces mesures précises permettent d'être utilisées pour vérifier la validité du modèle standard. Un ajustement mathématique du modèle est effectué en utilisant ces mesures expérimentales et en traitant la masse du boson de Higgs comme le seul paramètre libre[2]. Il est ensuite possible de comparer la valeur mesurée de l'observable avec la valeur donnée par l'ajustement. Le *pull*, représenté sur la figure, permet cette comparaison : il est défini comme la différence entre la mesure et la valeur ajustée, normalisée par l'erreur totale (c'est en fait un nombre d'écarts types entre les deux valeurs). Aucun écart significatif n'est observé entre les mesures expérimentales et les résultats théoriques, excepté pour la valeur de $A_{fb}^{0,b}$. Il faut cependant noter que les chances qu'il y ait des fluctuations statistiques importantes sont non négligeables. Par exemple, la probabilité que 10 mesures indépendantes soient en accord avec les prédictions à 2 écarts types près est seulement de 60 %.

1.1.5 Les points faibles du modèle standard

Malgré ses succès expérimentaux indéniables, le modèle standard n'est pas considéré comme le modèle ultime. Du point de vue théorique, il souffre d'insuffisances qui laissent penser qu'il est incomplet. Certaines de ces faiblesses relèvent d'une réelle inconsistance, d'autres ne sont parfois que le fruit d'une recherche “esthétique” du physicien.

Examinons plus attentivement ces points faibles.

La gravité

Le modèle standard décrit les interactions forte, faible et électromagnétique, mais n'inclut pas la quatrième force connue : la gravitation. La constante de Newton étant dimensionnée (dimension de l'inverse d'une masse au carré), la théorie de la gravitation est non renormalisable. Les effets quantiques deviennent importants à l'échelle de Planck $M_P = (\frac{\hbar c}{G})^{\frac{1}{2}} \sim 1{,}22.10^{19}$ GeV/c^2.

Une des différences essentielles entre la gravitation et les trois autres forces vient du fait que dans le modèle standard, l'espace-temps est plat et l'interaction des particules entre elles correspond à l'échange d'un boson vecteur décrit de manière quantique. Au contraire, la gravitation, depuis la théorie de la relativité générale d'Einstein, n'est plus tout à fait considérée comme une force, mais plutôt comme une déformation de l'espace-temps.

Il semble donc difficile de concilier la gravitation avec les trois autres interactions.

Nombre de paramètres libres

Le modèle standard possède 28 paramètres libres, se décomposant de la manière suivante :

- 3 couplages de jauge ;
- 2 paramètres dans le secteur du boson de Higgs (les paramètres du potentiel, μ et λ) ;
- 6 masses de quarks (u, d, c, s, t, b) ;
- 6 masses de leptons $(e, \nu_e, \mu, \nu_\mu, \tau, \nu_\tau)$ si l'on suppose que les neutrinos possèdent une masse ;
- 3 angles de mélange et 1 phase dans le secteur des quarks ;

[2]Cette même méthode permet également d'indiquer la masse du boson de Higgs qui minimise cet ajustement. Actuellement, cette masse “préférée” par l'ajustement mathématique est de 98 GeV/c^2, et on obtient une limite supérieure indirecte sur la masse de 212 GeV/c^2, favorisant un boson de Higgs léger.

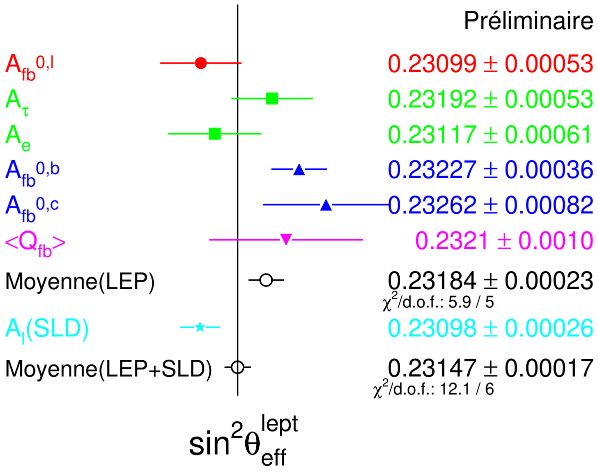


FIG. 1.3 – Comparaison des différentes valeurs mesurées de $\sin^2\theta_{eff}^{lept}$ à partir des asymétries. Les sept premières lignes correspondent aux valeurs mesurées au LEP, tandis que la suivante correspond au SLC.

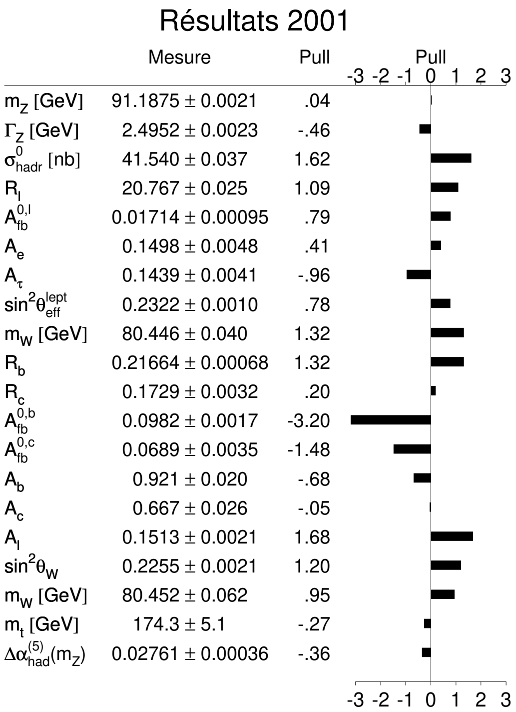


FIG. 1.4 – Résumé des mesures des paramètres du modèle standard. Le *pull* représente le nombre d'écarts types séparant la mesure expérimentale de la valeur ajustée à partir du modèle.

- 3 angles de mélange et 3 phases[3] dans le secteur des leptons (si l'on suppose que les neutrinos ont une masse).
- 1 paramètre de la chromodynamique quantique (phase de l'interaction forte violant la symétrie CP).

Ce nombre relativement important de paramètres n'est pas satisfaisant : dans un modèle fondamental, on s'attend à ce qu'il y ait peu de paramètres libres, de manière à ce que la théorie soit la plus prédictive possible.

Secteur des fermions

Dans le même ordre d'idée, la diversité du spectre physique des particules observées reste sans explication. Comme on l'a vu dans la section 1.1.1, les fermions acquièrent une masse par l'intermédiaire du mécanisme de Higgs suivant la formule :

$$m_f = \lambda_f <\Phi>,$$

où m_f est la masse du fermion, λ_f son couplage de Yukawa et $<\Phi>$ la valeur moyenne dans le vide du champ de Higgs. Comme $<\Phi>= v/\sqrt{2}$ avec $v \simeq 250$ GeV/c^2, on a $<\Phi>\simeq 177$ GeV/c^2, ce qui montre que le quark t a la particularité d'être le seul fermion à posséder un couplage de Yukawa proche de 1. Au contraire, le couplage de l'électron au boson de Higgs est environ 350 000 fois plus faible. Le modèle standard ne fournit aucune explication à cette hiérarchie des masses : celles-ci sont introduites dans le modèle de façon *ad hoc*.

La matière noire

On définit Ω_0 comme le rapport de la densité totale de l'univers ρ_0 sur la densité critique ρ_c :

$$\Omega_0 = \frac{\rho_0}{\rho_c}, \quad \text{et} \quad \rho_c = 5{,}2.10^{-6} \text{ GeV/cm}^3.$$

Les différentes contributions peuvent être détaillées comme suit :

$$\Omega_0 = \Omega_m + \Omega_\Lambda \quad \text{où} \quad \Omega_m = \Omega_b + \Omega_\nu + \Omega_\gamma + \Omega_X,$$

avec Ω_m et Ω_Λ correspondant aux contributions provenant de la matière et de l'énergie du vide, et Ω_b, Ω_ν, Ω_γ et Ω_X correspondant respectivement aux contributions provenant de la matière baryonique, des neutrinos, des photons et de particules inconnues. Les valeurs actuelles sont les suivantes :

$$\Omega_0 = 0{,}8 \pm 0{,}2 \;; \quad \Omega_m = 0{,}4 \pm 0{,}1 \;;$$
$$0{,}008 < \Omega_b < 0{,}043 \;; \quad \Omega_\nu = m_\nu/(45 \text{ eV}) \;; \quad \Omega_\gamma = 5{,}1.10^{-5}.$$

On constate que la contribution provenant de la masse des baryons est très faible comparée à la masse totale. Il s'agit du problème de la matière noire. Cette observation provient principalement de l'étude de la courbe de rotation des galaxies qui amène à la conclusion que plus de 90 % de notre univers serait composé de matière cachée.

La valeur observée de Ω_b interdit l'hypothèse d'une matière noire uniquement composée de baryons. D'autre part, les résultats expérimentaux sur la masse des neutrinos et l'observation de leur oscillation semblent montrer que leur contribution à la densité totale de l'univers est trop faible pour combler le déficit dans le calcul de Ω_m.

Le modèle standard apparaît comme insuffisant pour expliquer l'origine de la matière noire dans l'univers : tout porte à croire qu'il faille recourir à l'introduction de nouvelles particules.

[3] Il existe 3 phases si les neutrinos sont de Majorana et 1 phase si les neutrinos sont de Dirac.

La baryogenèse

Bien que la physique semble symétrique entre particules et antiparticules, deux observations montrent qu'il n'existe pas de grande quantité d'antimatière dans l'univers. D'une part, il n'est pas détecté d'antiprotons et d'antinoyaux dans le rayonnement cosmique (excepté ceux créés par collisions dans les gaz galactiques et dans l'atmosphère), d'autre part l'existence d'antigalaxies impliquerait des régions frontières entre matière et antimatière. Ces régions entraîneraient des annihilations et produiraient des photons, des électrons et des neutrinos qui seraient détectables sur Terre.

Trois conditions sont indispensables pour générer l'asymétrie de baryons observée dans l'univers (appelées conditions de Sakharov [3]) : le nombre baryonique B ne doit pas être conservé, les symétries C (symétrie de charge) et CP (composition de la symétrie de charge et de parité) doivent être violées et l'absence d'un équilibre thermique est nécessaire.

Malgré le fait que les nombres leptoniques L et baryoniques B soient conservés à tous les ordres de perturbation, il a été montré que des phénomènes non perturbatifs pouvaient donner lieu à une violation de $B+L$ au sein du modèle standard. Cependant, il apparaît que la violation de CP, observée en 1964, soit trop faible pour pouvoir expliquer l'asymétrie de baryons dans l'univers. Il est nécessaire d'introduire une nouvelle physique pour laquelle la violation de CP est plus importante.

Le problème de naturalité

Paradoxalement, c'est une particule à l'existence encore incertaine, le boson de Higgs, qui fragilise le plus sérieusement le modèle standard.

Le diagramme de la figure 1.5 apporte une correction à la masse m_H du boson de Higgs égale à :

$$\delta m_H^2 \simeq \lambda \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2 - m_f^2}$$

où k est la quantité de mouvement du fermion dans la boucle, m_f la masse de ce fermion et λ le couplage intervenant dans ce diagramme (grandeur de l'ordre de 1). Cette intégrale diverge de façon quadratique quand la quantité de mouvement k devient très grande et il faut lui appliquer une procédure de renormalisation. On introduit Λ une échelle d'énergie au-delà de laquelle le modèle n'est plus valide : à cette échelle, de nouveaux phénomènes apparaîtraient, dûs par exemple à des effets de facteurs de forme ou à des degrés de liberté supplémentaires par rapport au modèle standard (comme l'échange de nouveaux bosons). Cette échelle Λ permet d'introduire une coupure dans l'intégrale (*cut-off*), et on obtient alors :

$$\delta m_H^2 \simeq \lambda \frac{\Lambda^2}{16\pi^2}.$$

La masse du boson de Higgs m_H est donc égale à la masse nue m_0 (masse en l'absence de physique sous-jacente) corrigée de façon quadratique de δm_H (correction du premier ordre) :

$$\begin{aligned} m_H^2 &\simeq m_0^2 + \delta m_H^2 \\ &\simeq m_0^2 + \lambda \frac{\Lambda^2}{16\pi^2}. \end{aligned}$$

La masse du Higgs est inférieure à 850 GeV/c^2 d'après les contraintes d'unitarité [4] : choisissons $m_H \sim 100$ GeV/c^2 comme le suggèrent les récentes mesures indirectes. Supposons également qu'il n'y ait pas de nouvelle physique avant l'échelle de Planck, soit $\Lambda \sim 10^{19}$ GeV/c^2. La "correction" résultante dépasse alors la masse du boson de Higgs de 32 ordres de grandeur, et il faut ajuster le paramètre m_0 avec une précision de 10^{-16}.

Cet ajustement fin (*fine tuning*) est possible formellement, mais va à l'encontre de la définition de la naturalité : une théorie est dite naturelle si ses propriétés observables sont stables sous de petites variations de ses paramètres fondamentaux (c'est-à-dire les paramètres nus). Le raisonnement précédent montre que le modèle standard est naturel jusqu'à une échelle de l'ordre du TeV/c^2, échelle au-delà de laquelle on s'attend à observer de nouveaux phénomènes.

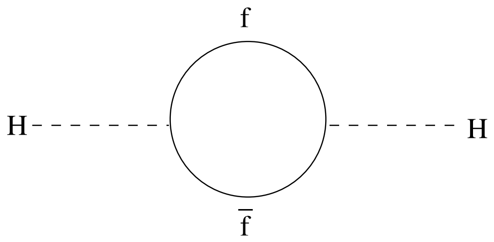


FIG. 1.5 – Un exemple de correction à la masse du boson de Higgs à l'ordre d'une boucle.

Contraintes d'ordre général

Les équations du groupe de renormalisation permettent de calculer l'évolution d'un paramètre avec l'échelle d'énergie. Ces équations montrent que pour une valeur élevée de la masse du boson de Higgs, le paramètre d'auto-couplage λ diverge à une certaine énergie. Ces calculs donnent une limite sur la masse du boson de Higgs en fonction de l'échelle Λ à partir de laquelle une nouvelle physique doit intervenir. Cette limite est appelée limite de trivialité.

Si au contraire le boson de Higgs est léger, les équations du groupe de renormalisation indiquent que la contribution du quark t peut rendre le couplage λ négatif. Les valeurs inférieures du potentiel de Higgs seraient non bornées et le vide deviendrait par conséquent instable. L'énergie à laquelle survient cette instabilité fixe l'échelle Λ. La figure 1.6 présente les limites supérieures et inférieures sur la masse du boson de Higgs quand ces contraintes théoriques sont prises en compte.

Par ailleurs, au niveau expérimental, des limites indirectes peuvent être déterminées sur la masse du boson de Higgs. Celui-ci intervient en effet par l'intermédiaire de diagrammes en boucle sur les observables présentées dans la section 1.1.4. Comme déjà mentionné, la mesure indirecte de la masse donne :

$$M_H = 98^{+58}_{-38} \text{ GeV}/c^2,$$

et la limite supérieure à 95 % de niveau de confiance vaut :

$$M_H < 212 \text{ GeV}/c^2.$$

Ces résultats laissent penser que le boson de Higgs est léger, ce qui, d'après la figure 1.6, implique que l'échelle Λ pourrait être faible. Par exemple, pour un boson de Higgs de 115 GeV, une nouvelle physique interviendrait à une énergie plus faible que 10^6 GeV.

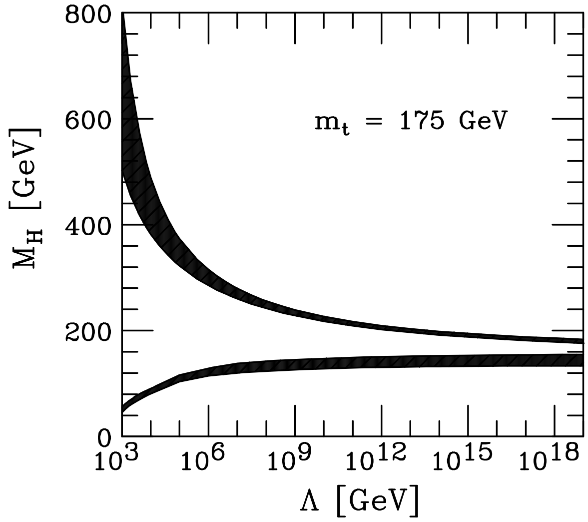


FIG. 1.6 – Limites supérieures et inférieures sur la masse du boson de Higgs en fonction de l'échelle Λ à partir de laquelle une nouvelle physique est nécessaire. La largeur des bornes traduit les incertitudes théoriques.

1.1.6 Au-delà du modèle standard

En conclusion, le point le plus important de cette discussion est qu'une nouvelle physique doit apparaître à une échelle d'énergie relativement faible (*cf.* le point sur la naturalité) :

$$\Lambda \lesssim 1 - 2 \text{ TeV}/c^2.$$

Cette indication justifie les nombreuses recherches de processus nouveaux qui ont lieu aux accélérateurs LEP, HERA et Tevatron et celles qui se tiendront au LHC et aux futurs accélérateurs linéaires e^+e^-.

Le modèle standard serait le "résidu" à basse énergie d'une théorie plus fondamentale qu'il reste encore à découvrir. Cette théorie à venir devra être capable :

- d'inclure naturellement la gravité ;
- de diminuer le nombre de paramètres libres du modèle (en reliant entre elles par exemple les constantes de couplage ou la masse des particules) ;
- de comprendre l'origine des masses ;
- d'expliquer la réplication des générations et la symétrie structurelle entre quarks et leptons ;
- de donner une explication au choix du groupe de jauge ;
- d'expliquer l'origine de la matière noire ;
- de comprendre l'asymétrie entre matière et antimatière dans l'univers ;
- d'éviter ou de compenser les divergences quadratiques.

Beaucoup de modèles théoriques ont tenté de répondre au moins partiellement à ces questions. On peut citer par exemple les modèles de technicouleur [5] (dans lesquels la symétrie électrofaible est brisée sans utiliser le mécanisme de Higgs) ou ceux où l'on suppose que les quarks et les leptons sont composites [16]. Dans cette thèse, c'est le modèle supersymétrique qui sera étudié, et on verra comment la supersymétrie apporte des solutions à certains des points énumérés plus haut.

1.2 La supersymétrie

Dans cette partie, les concepts de la supersymétrie [6, 7] sont présentés sans entrer dans les détails techniques des calculs. La construction du modèle est introduite dans un ordre logique plutôt que dans son contexte historique, de façon à ce que ressortent les principes les plus généraux de cette théorie.

La supersymétrie, qui a fait l'objet de nombreuses recherches expérimentales aux accélérateurs actuels et qui a formé le cadre de cette thèse, est amenée à prendre de plus en plus d'importance dans les années futures. Un collisionneur comme le LHC est en cours de construction avec, entre autres buts essentiels, l'objectif de rechercher des signatures expérimentales de la supersymétrie. L'étude de cette théorie est donc indispensable pour en comprendre ses fondements, ses atouts, mais aussi ses limites.

1.2.1 Symétrie boson-fermion

Symétrie additionnelle

Nous avons vu dans la section 1.1.1 que, en plus de l'invariance sous la symétrie de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, le modèle standard était invariant sous la symétrie d'espace-temps du groupe de Poincaré. Mais sont-elles les seules symétries envisageables du modèle, ou au contraire peut-on trouver de nouvelles symétries qui permettraient de donner des contraintes supplémentaires sur les phénomènes physiques ?

Le théorème de Coleman-Mandula [8] donne une réponse à cette question, et pose des contraintes fortes sur les groupes de symétrie qui pourraient être physiques :

les seules charges conservées dans les interactions qui se transforment de façon tensorielle sous le groupe de Lorentz sont P_μ et $M_{\mu\nu}$.

Ce théorème, qui semble ruiner l'espoir de trouver des symétries d'espace-temps supplémentaires au lagrangien du modèle, repose en fait sur une hypothèse qui peut être contournée. Coleman et Mandula avaient supposé que les générateurs des éventuelles nouvelles symétries obéissaient à des relations de commutation[4]. Ce théorème n'est plus applicable si la nouvelle algèbre consiste en relations d'anticommutation[5] : on peut donc trouver des générateurs Q qui anticommutent entre eux et qui laisseront le lagrangien invariant [9]. Comme le montre Haag, Lopuszanski et Sohnius en 1975 [10], cette nouvelle symétrie, appelée *supersymétrie*, est la *seule extension possible* des symétries d'espace-temps connues en physique des particules. De nombreux physiciens sont convaincus que la nature utilise toutes les symétries qu'elle tient à sa disposition : ceci justifie les nombreuses études effectuées sur le sujet depuis presque 30 ans (plus de 10 000 articles théoriques). Ainsi, en plus des symétries décrites dans la section 1.1.1, une symétrie additionnelle semble permise dans la nature. Quelle est cette nouvelle symétrie, quelles en sont ses propriétés ?

Expliquons la démarche que nous allons suivre pour les développements théoriques. Cette nouvelle symétrie nécessite une compréhension d'une part de l'action de ces transformations les unes par rapport aux autres (*l'algèbre*), d'autre part de l'action sur les objets connus en physique

[4] Relation de commutation entre les opérateurs A et B : $[A, B] = AB - BA = 0$.

[5] Relation d'anticommutation entre les opérateurs A et B : $\{A, B\} = AB + BA = 0$.

(les particules réunies en *multiplets*). La supersymétrie sera représentée par des opérateurs linéaires agissant sur les champs correspondant aux particules. Finalement, la théorie doit prédire comment interagissent les systèmes physiques : dans ce but, le *lagrangien* sera déterminé. Ce lagrangien (ou de manière équivalente, *l'action*) devra être invariant sous ces transformations de supersymétrie.

Algèbre de la supersymétrie

Considérons des générateurs Q_r^I et Q_s^I, spineurs de Majorana possédant quatre composantes réelles ($r, s = \{1, 2, 3, 4\}$). L'indice I varie de 1 à N où N est le nombre total de générateurs. On peut montrer que ces générateurs doivent satisfaire l'algèbre de supersymétrie qui suit [10] :

$$\begin{aligned} \{Q_r^I, \bar{Q_s^J}\} &= 2(\gamma^\mu)_{rs} P_\mu \delta^{IJ} \, ; \\ [Q_r^I, P_\mu] &= 0 \, ; \\ [Q_r^I, M_{\mu\nu}] &= i(\sigma_{\mu\nu})_{rs} Q_s^I \, ; \\ \{Q_r^I, Q_s^J\} &= \epsilon_{rs} Z^{IJ} \, ; \end{aligned} \tag{1.4}$$

avec $\bar{Q_s^I} = (Q^{I\,\dagger}\gamma^0)_s$ et $\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{4}[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$, et où les γ^μ sont les habituelles matrices de Dirac [6]. Les quantités $Z^{IJ} = -Z^{JI}$ sont appelées *charges centrales.*

La première et la seconde ligne découlent du théorème de Coleman-Mandula, tandis que la troisième ligne traduit la transformation d'un spineur par une rotation. Cette algèbre est appelée algèbre de Lie gradée. Elle étend et complète l'algèbre du modèle standard (1.1).

Plusieurs générateurs Q_r^I avec $I = 1, ..., N$ ont été introduits. On parle de *supersymétrie étendue.* Les fermions gauches et droits sont alors contenus dans un même multiplet de jauge, ce qui est contraire à ce qui se passe dans le modèle standard. De tels modèles peuvent toutefois se révéler intéressants[6], mais ne seront cependant pas étudiés dans cette thèse. Dans tout ce qui va suivre, on ne considérera que le cas N=1, dit *supersymétrie simple.* Les charges centrales sont alors nulles.

D'après l'algèbre de supersymétrie, on constate que les générateurs Q sont spinoriels (ce sont des opérateurs fermioniques, contrairement aux générateurs P_μ et $M_{\mu\nu}$ qui sont des opérateurs bosoniques). Ces générateurs transforment un état fermionique en un état bosonique, et vice-versa. Il est donc clair d'après ces considérations que les générateurs Q relient les bosons et les fermions entre eux :

$$Q\,|boson\!>= |fermion\!> \; ; \qquad Q\,|fermion\!>= |boson\!> .$$

Ainsi on vient de trouver une symétrie qui relierait les bosons et les fermions, objets que pourtant rien ne semblaient rapprocher. Les bosons sont des particules obéissant à la statistique de Bose-Einstein et ayant la propriété de se regrouper en état cohérent : on peut ainsi obtenir une force macroscopique. Les fermions obéissent à la statistique de Fermi-Dirac et n'ont pas la possibilité de se mettre dans le même état quantique en vertu du principe d'exclusion de Pauli : ce sont les particules de matière. Cette nouvelle symétrie boson-fermion laissait entrevoir la possibilité d'unifier interaction et matière. Cet espoir a rapidement dû être abandonné, comme on le verra dans la suite.

[6]Par exemple, il a été montré que les modèles $N = 4$ ne possédaient *aucune* divergence quadratique [11]. D'autre part, les modèles avec $N \neq 1$ sont beaucoup étudiés dans le cadre des dimensions supplémentaires ou de la M-théorie [12].

Étudions maintenant les conséquences de l'algèbre (1.4). La première équation de cette algèbre montre que deux transformations supersymétriques successives sont équivalentes à une translation : la supersymétrie est donc une symétrie de l'espace-temps.

À partir de cette relation, on peut également montrer que [13] :

$$Tr\,(-1)^{N_F} = 0,$$

où N_F est égal à 1 pour un état fermionique et à 0 pour un état bosonique. Cette égalité prouve que les nombres de degrés de liberté bosoniques et fermioniques sont égaux.

La deuxième équation implique $[Q_r, P^\mu P_\mu] = 0$ (ce qui signifie que P^2 est toujours un opérateur de Casimir), et montre que chaque particule est associée avec un partenaire supersymétrique de masse identique (appelé *superparticule* ou *sparticule*). De plus, comme les générateurs de supersymétrie commutent avec les générateurs des symétries internes, les partenaires possèdent les mêmes nombres quantiques internes comme par exemple la charge électrique ou la couleur. Les générateurs de supersymétrie relient ainsi une particule avec un partenaire se différenciant d'une demi-unité de spin : ces deux partenaires forment ce que l'on appelle un multiplet supersymétrique, ou *supermultiplet*.

Ce résultat amène à la conclusion qu'il existe une particule partenaire de l'électron, de spin 0 ou 1, avec une masse de 511 keV et interagissant de manière électrique. Une telle particule aurait déjà été observée, et indique clairement que si la supersymétrie existe, il est nécessaire qu'elle soit brisée de façon à obtenir des masses différentes entre les partenaires. La supersymétrie n'est pas une symétrie exacte de la nature. Dans la section 1.2.4, nous reviendrons sur ce résultat très important.

Retour au problème de naturalité

Nous avons vu dans la section 1.1.5 que les corrections du premier ordre apportées à la masse des scalaires divergeaient de façon quadratique. Le modèle standard n'était pas une théorie naturelle dans le sens où il était nécessaire d'ajuster les paramètres avec une précision déraisonnable. Qu'en est-il des divergences quadratiques si la supersymétrie est ajoutée au modèle ?

À chaque particule, la supersymétrie associe un partenaire se différenciant d'une demi-unité de spin. L'algèbre vue plus haut montre que les nombres de degrés bosoniques et fermioniques sont égaux. Cela signifie que pour chaque diagramme de correction radiative à la masse du Higgs est associé un nouveau diagramme comportant une boucle dans laquelle circule une particule de spin différent. Par exemple, le diagramme de la figure 1.5 va de pair avec les diagrammes de la figure 1.7 dans lequel un boson (ici le partenaire supersymétrique du fermion) circule dans la boucle. Sachant qu'une boucle de boson donne un signe opposé à celle d'un fermion, la contribution des diagrammes s'écrit :

$$\delta m_H^2 \simeq \frac{\lambda}{16\pi^2}(\Lambda^2 + m_b^2) - \frac{\lambda}{16\pi^2}(\Lambda^2 + m_f^2) \simeq \frac{\lambda}{16\pi^2}(m_b^2 - m_f^2),$$

où m_b et m_f sont les masses du boson et du fermion dans la boucle (les masses étant différentes puisque la supersymétrie est brisée).

Nous arrivons à la conclusion que *la supersymétrie permet d'annuler les divergences quadratiques*, et ceci à tous les ordres de perturbation. De plus, la naturalité de la théorie est assurée à la condition suivante :

$$|m_b^2 - m_f^2| \lesssim 1\ (\mathrm{TeV}/c^2)^2.$$

L'ajustement fin des paramètres est évité grâce à la supersymétrie dans le cas où la masse des partenaires des particules standard est inférieure à une échelle de l'ordre du TeV/c^2. Cette condition constitue l'argument et la motivation principale pour la recherche de particules supersymétriques aux accélérateurs actuels.

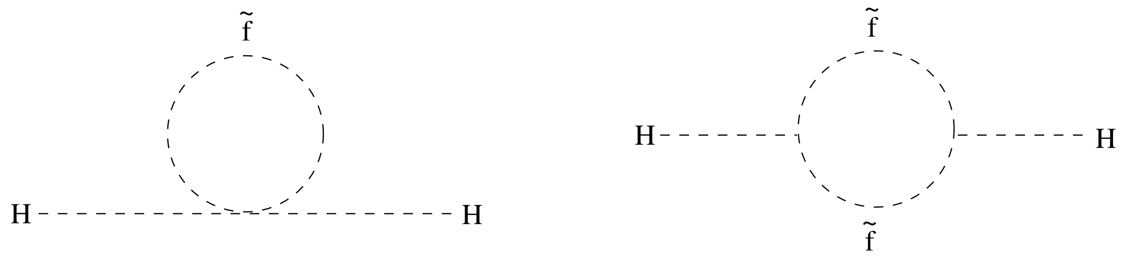


FIG. 1.7 – Exemples de contributions supplémentaires à la correction de la masse du boson de Higgs.

1.2.2 Supermultiplets

Les supermultiplets, qui réunissent des particules standard et supersymétriques, sont les objets de base de la supersymétrie. Ils seront utilisés pour construire le lagrangien de la théorie, et ainsi en déduire les masses et les couplages des nouvelles particules.

Superespace et superchamps

Dans un premier temps, nous allons introduire un formalisme qui permet de simplifier la manipulation des générateurs de supersymétrie, et d'utiliser les relations de commutation plutôt que d'anticommutation.

Tout d'abord, on considère la notation des indices pointés. La représentation spinorielle du groupe de Lorentz se décompose suivant les états de chiralités gauche et droite : $4 = 2_L + 2_R$[7]. Il s'avère en fait plus simple de travailler avec des spineurs de dimension 2 plutôt que de dimension 4. Pour cela, deux différents types de spineurs sont utilisés :

- les spineurs appartenant à la représentation 2_L, $(\xi^\alpha, \alpha = 1,2)$;
- les spineurs appartenant à la représentation 2_R, $(\bar{\xi}^{\dot\alpha}, \dot\alpha = 1,2)$.

Avec cette notation, un spineur de Dirac à 4 composantes s'écrira :

$$\Psi = \begin{pmatrix} \chi_\alpha \\ \bar{\xi}^{\dot\alpha} \end{pmatrix},$$

où χ et ξ sont des spineurs à 2 composantes. Ainsi, les indices pointés permettent de différencier les états gauches des états droits.

On introduit ensuite des variables anticommutantes, appelées variables de Grassmann :

$$\{\theta, \theta\} = 0.$$

Suivant cette définition, on a donc : $\theta^2 = 0$, et une fonction de θ sera limitée à : $f(\theta) = a + b\,\theta$. On utilisera en fait 4 variables de Grassmann, $\theta^\alpha, \alpha = 1,2$ et $\theta^{\dot\alpha}, \dot\alpha = 1,2$:

$$\{\theta^\alpha, \theta^\beta\} = \{\theta^\alpha, \bar{\theta}_{\dot\alpha}\} = \{\bar{\theta}_{\dot\alpha}, \bar{\theta}_{\dot\beta}\} = 0.$$

[7]Remarquons que la représentation 2_L se note parfois $(\frac{1}{2}, 0)$, de même que 2_R se note $(0, \frac{1}{2})$.

À l'aide de ces variables, on définit la notion de *superespace*, qui est une extension de l'espace-temps habituel auquel on rajoute des coordonnées fermioniques (sans signification physique). Un point du superespace est alors donné par : $(x, \theta, \bar{\theta})$. Ceci amène une autre définition : un *superchamp* $\mathcal{F}(x, \theta, \bar{\theta})$ est une grandeur dans le superespace, fonction de x et des variables anticommutantes θ et $\bar{\theta}$.

Les relations d'anticommutation de l'algèbre (1.4) peuvent ainsi être formulées comme suit :

$$\left[\theta^\alpha Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}\right] = 2\theta\sigma_\mu\bar{\theta}P^\mu. \tag{1.5}$$

L'intérêt de ces variables de Grassmann réside également dans le fait qu'au sein de ce formalisme, les transformations de supersymétrie deviennent de simples translations. Ainsi, la généralisation de la translation[8] dans le superespace s'écrit :

$$\delta_S\mathcal{F}(x, \theta, \bar{\theta}) = \left[\eta^\alpha Q_\alpha + \bar{\eta}_{\dot{\alpha}}\bar{Q}^{\dot{\alpha}} + iy^\mu P_\mu\right]\mathcal{F}(x, \theta, \bar{\theta})\,; \tag{1.6}$$

avec

$$\begin{aligned} P_\mu &= -i\partial_\mu\,; \\ Q_\alpha &= \frac{\partial}{\partial\theta^\alpha} - i\sigma^\mu_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}\partial_\mu\,; \\ \bar{Q}^{\dot{\alpha}} &= \frac{\partial}{\partial\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}} - i\bar{\sigma}^{\mu\dot{\alpha}\alpha}\theta_\alpha\partial_\mu\,; \end{aligned}$$

où Q sont les générateurs de supersymétrie. Ces transformations en terme d'opérateurs différentiels sont équivalentes à l'algèbre de supersymétrie (1.4).

Du fait des propriétés des variables de Grassmann, le superchamp le plus général s'exprime :

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(x, \theta, \bar{\theta}) &= f(x) + \theta^\alpha\varphi_\alpha(x) + \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\chi}^{\dot{\alpha}}(x) + \theta^\alpha\theta_\alpha m(x) + \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}n(x) + (\theta\sigma^\mu\bar{\theta})v_\mu(x) \\ &\quad + (\theta^\alpha\theta_\alpha)\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\lambda}^{\dot{\alpha}}(x) + (\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}})\theta^\alpha\psi_\alpha(x) + (\theta^\alpha\theta_\alpha)(\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}})d(x). \end{aligned} \tag{1.7}$$

Les quantités $f(x)$, $m(x)$, $n(x)$ et $d(x)$ décrivent des champs de spin 0 ; $\varphi_\alpha(x)$, $\bar{\chi}^{\dot{\alpha}}(x)$, $\bar{\lambda}^{\dot{\alpha}}(x)$ et $\psi_\alpha(x)$ représentent des champs de spin $\frac{1}{2}$; $v_\mu(x)$ est un champ de spin 1.

Le superchamp que l'on vient d'écrire est le plus général et contient tous les supermultiplets possibles. Il peut être réduit en utilisant certaines conditions.

Dans ce but, il est nécessaire d'introduire la dérivée covariante. Celle-ci se transforme comme les champs, et donc anticommute avec les transformations des champs :

$$D_\alpha[\delta_S\mathcal{F}] = -\delta_S[D_\alpha\mathcal{F}].$$

La dérivée covariante s'exprime comme :

$$\begin{aligned} D_\alpha &= \frac{\partial}{\partial\theta^\alpha} + i\sigma^\mu_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}\partial_\mu\,; \\ \bar{D}^{\dot{\alpha}} &= \frac{\partial}{\partial\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}} - i\bar{\sigma}^{\mu\dot{\alpha}\alpha}\theta_\alpha\partial_\mu. \end{aligned} \tag{1.8}$$

[8] La translation dans l'espace classique s'exprime $\delta f(x) = iy^\mu P_\mu\, f(x)$.

Supermultiplet chiral

On veut construire un supermultiplet, appelé *supermultiplet chiral*, qui réunit dans une même représentation des champs scalaires et spinoriels, ces champs étant partenaires supersymétriques l'un de l'autre. Le point de départ est constitué par l'expression du superchamp le plus général (1.7), dont il faut trouver une expression irréductible ne contenant que des champs de spin 0 et de spin $\frac{1}{2}$.

La condition qui permet de remplir ces critères pour le superchamp chiral gauche[9] Φ est la suivante[10] :

$$\bar{D}^{\dot{\alpha}}\Phi(x,\theta,\bar{\theta}) = 0.$$

En remarquant que :

$$\bar{D}^{\dot{\alpha}}\theta_\alpha = 0 \quad \text{et} \quad \bar{D}^{\dot{\alpha}}(x^\mu \pm i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}) = 0,$$

on note que toutes les fonctions de θ^α et de $y^\mu = x^\mu + i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}$ satisfont à la contrainte. Il est donc avantageux d'effectuer un changement de variable et d'utiliser y^μ plutôt que x^μ. Le superchamp gauche Φ s'écrit alors :

$$\Phi(y,\theta) = \varphi(y) + \sqrt{2}\theta^\alpha\psi_\alpha(y) + \theta^\alpha\theta_\alpha F(y), \tag{1.9}$$

et on note que ce superchamp[11] n'est fonction que de y et de θ. Les champs φ et F sont des champs scalaires complexes et ψ_α est un champ spinoriel. La dimension en masse du champ scalaire φ est de 1, celle de ψ_α est de $\frac{3}{2}$. On en déduit que la dimension d'une variable de Grassmann est de $\frac{1}{2}$, et que la dimension du champ F est de 2 (ce qui est inhabituel pour un champ scalaire). Ce champ se révèle être en fait un champ auxiliaire, ne possédant pas de termes cinétiques et donc ne se propageant pas : aucun degré de liberté physique ne lui est associé.

En résumé, le supermultiplet chiral s'écrit (φ, ψ_α, F). Le comptage du nombre de degrés de liberté donne :

- hors couche de masse, les 4 degrés de liberté bosoniques (2 pour φ, 2 pour F) sont à comparer aux 4 degrés de liberté fermioniques du champ ψ_α (sachant que tous ces champs sont complexes) ;
- sur la couche de masse (en utilisant donc les équations du mouvement), on trouve 2 degrés de liberté bosoniques pour φ et 2 degrés de liberté fermioniques pour ψ_α (dûs à la contrainte de l'équation de Dirac).

Ainsi, comme vu en section 1.2.1 lors de l'étude de l'algèbre de supersymétrie, les nombres de degrés de liberté bosoniques et fermioniques sont égaux au sein d'un même supermultiplet.

Les transformations de supersymétrie (1.6) peuvent s'exprimer en fonction des variables $y^\mu, \theta, \bar{\theta}$ plutôt que $x^\mu, \theta, \bar{\theta}$. En appliquant ces transformations sur le superchamp (1.9), on trouve par identification des termes :

$$\begin{array}{rcll}
\delta_S\varphi &=& \sqrt{2}\eta^\alpha\psi_\alpha & \text{(boson} \to \text{fermion) ;} \\
\delta_S\psi_\alpha &=& \sqrt{2}\eta_\alpha F + i\sqrt{2}\sigma^\mu_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\eta}^{\dot{\alpha}}\partial_\mu\varphi & \text{(fermion} \to \text{boson) ;} \\
\delta_S F &=& -i\sqrt{2}\partial_\mu\psi\sigma^\mu\bar{\eta} & \text{(champ auxiliaire).}
\end{array}$$

[9]Par convention dans la suite, tous les superchamps chiraux Φ seront considérés comme de chiralité gauche.

[10]Pour un superchamp de chiralité droite, on aurait $D_\alpha\Phi_R(x,\theta,\bar{\theta}) = 0$.

[11]L'expression d'un superchamp droit se trouverait à l'aide du changement de variable $y^{\mu\,\prime} = x^\mu - i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}$, et on vérifierait alors qu'il ne dépend que de de y et de $\bar{\theta}$.

La supersymétrie transforme bien un boson en fermion et vice versa. De plus, il est important de remarquer que le champ auxiliaire F se transforme en une dérivée totale. On utilisera ce résultat plus loin pour construire un lagrangien supersymétrique.

Supermultiplet vectoriel

Si la renormalisabilité de la théorie veut être préservée, il faut associer un champ bosonique de spin 1 avec un champ fermionique de spin $\frac{1}{2}$ (car les champs de spin $\frac{3}{2}$ ne sont pas renormalisables). Ce supermultiplet sera appelé *supermultiplet vectoriel*. Le superchamp vectoriel V doit obéir à la condition de réalité :

$$V(x,\theta,\bar{\theta}) = V^{\dagger}(x,\theta,\bar{\theta}).$$

Par un choix de jauge adéquat (jauge de Wess-Zumino[12]), l'expression du superchamp vectoriel devient :

$$V(x,\theta,\bar{\theta}) = -\theta\sigma_{\mu}\bar{\theta}A^{\mu}(x) + i\theta^{\alpha}\theta_{\alpha}\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\lambda}^{\dot{\alpha}}(x) - i\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}\theta^{\alpha}\lambda_{\alpha}(x) + \frac{1}{2}\theta^{\alpha}\theta_{\alpha}\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}D(x).$$

Le supermultiplet vectoriel s'écrit donc (A^{μ}, λ_{α}, D). Si l'on donne la dimension en masse de 1 pour le champ bosonique A^{μ}, on trouve une dimension de $\frac{3}{2}$ pour le champ fermionique λ_{α} et de 2 pour le champ bosonique D. Le champ D, de la même manière que le champ F, est donc un champ auxiliaire.

Le comptage du nombre de degrés de liberté est le suivant :

- hors couche de masse, le champ A^{μ} possède 3 degrés de liberté (3 polarisations possibles) tandis que le champ λ_{α} en possède 4 ; on en déduit donc que le champ auxiliaire est réel et compte 1 degré de liberté ;
- sur la couche de masse, A^{μ} ne dispose que de 2 polarisations possibles (car de masse nulle), D en possède 0 (pas de propagation) et λ_{α} en comptabilise 2 (dûs à l'équation de Dirac).

Comme précédemment, les nombres de degrés de liberté bosoniques et fermioniques sont égaux au sein du supermultiplet.

L'utilisation des transformations (1.6) sur le superchamp vectoriel précédent conduit, après identification des termes, à :

$$\begin{array}{rcll} \delta_S F_{\mu\nu} & = & i\left[(\eta\sigma^{\nu}\partial_{\mu}\bar{\lambda} + \bar{\eta}\bar{\sigma}^{\nu}\partial_{\mu}\lambda) - (\mu \longleftrightarrow \nu)\right] & \text{(boson} \rightarrow \text{fermion) ;} \\ \delta_S \lambda_{\alpha} & = & i\eta_{\alpha}D + \sigma^{\mu\nu}\eta_{\alpha}F_{\mu\nu} & \text{(fermion} \rightarrow \text{boson) ;} \\ \delta_S D & = & -\eta\sigma^{\mu}\partial_{\mu}\bar{\lambda} + \bar{\eta}\bar{\sigma}^{\mu}\partial_{\mu}\lambda & \text{(champ auxiliaire).} \end{array}$$

On remarque là aussi que le champ auxiliaire D se transforme en une dérivée totale.

1.2.3 Construction du lagrangien supersymétrique

On cherche maintenant à construire le lagrangien supersymétrique. Par définition, on veut que l'action soit invariante sous la transformation supersymétrique δ_S :

$$\delta_S \int d^4x\, \mathcal{L}(x) = 0.$$

[12]La transformation $e^{gV} \longrightarrow e^{-ig\Lambda^{\dagger}}e^{gV}e^{ig\Lambda}$, où g est le couplage de jauge et Λ est un superchamp chiral, est une symétrie de jauge de la théorie (voir section suivante). Un choix approprié de Λ permet de se débarrasser des degrés de liberté non physiques.

Cette condition est automatiquement vérifiée si $\mathcal{L}$ se transforme sous δ_S en une dérivée totale : il a été montré dans la section précédente que c'était le cas pour les champs auxiliaires F et D. On a vu que le champ F correspondait au terme en $\theta^\alpha\theta_\alpha$ du superchamp chiral tandis que le champ D correspondait au terme en $\theta^\alpha\theta_\alpha\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}$ du superchamp vectoriel. Toutes les contributions possibles de ces termes font partie du lagrangien supersymétrique. Celui-ci peut ainsi s'écrire :

$$\mathcal{L} = \int d^2\theta\, \mathcal{L}_F + \int d^2\theta\, d^2\bar{\theta}\, \mathcal{L}_D.$$

L'intégration des variables de Grassmann vérifie les propriétés :

$$\int d\theta_\alpha = 0\ ; \qquad\qquad \int \theta_\alpha d\theta_\alpha = 1.$$

Ainsi, $\int d^2\theta\, \mathcal{L}_F$ représente tous les termes qui sont coefficients de $\theta^\alpha\theta_\alpha$, appelés *termes F*, et $\int d^2\theta\, d^2\bar{\theta}\, \mathcal{L}_D$ représente tous les termes qui sont coefficients de $\theta^\alpha\theta_\alpha\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}$, appelés *termes D*.

Plutôt que de séparer le lagrangien total en termes F et D, on séparera les contributions provenant des supermultiplets chiraux et vectoriels :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{chiral} + \mathcal{L}_{vectoriel}.$$

Champs scalaires et fermioniques

Commençons par étudier le lagrangien pour les champs de spin 0 et $\frac{1}{2}$: dans ce but, on utilise le supermultiplet chiral. Dans un premier temps, pour faire apparaître des termes en $\theta^\alpha\theta_\alpha$, il est possible de multiplier entre eux des superchamps chiraux gauches (le produit de superchamps chiraux étant toujours un superchamp chiral). Cette opération est limitée par le fait que l'on désire une théorie renormalisable, et il est facile de constater que multiplier plus de trois superchamps entre eux entraîne des termes de dimension de masse supérieure à 4, donnant lieu à des interactions non renormalisables. Ceci nous amène à l'introduction du *superpotentiel*, défini comme :

$$W(\Phi_i) = \sum_i k_i\Phi_i + \frac{1}{2}\sum_{i,j} m_{i,j}\Phi_i\Phi_j + \frac{1}{3}\sum_{i,j,k} g_{i,j,k}\Phi_i\Phi_j\Phi_k + h.c.,$$

où les Φ_i sont des supermultiplets chiraux gauches et k_i, $m_{i,j}$ et $g_{i,j,k}$ sont des constantes.

Par exemple, calculons la contribution du second terme du superpotentiel :

$$\begin{aligned}\Phi_i\Phi_j &= (\varphi_i + \sqrt{2}\theta^\alpha\psi_{\alpha i} + \theta^\alpha\theta_\alpha F_i)(\varphi_j + \sqrt{2}\theta^\alpha\psi_{\alpha j} + \theta^\alpha\theta_\alpha F_j)\\ &= \varphi_i\varphi_j + \sqrt{2}\theta^\alpha(\psi_{\alpha i}\varphi_j + \varphi_i\psi_{\alpha j}) + \theta^\alpha\theta_\alpha(\varphi_i F_j + \varphi_j F_i - \psi_i^\alpha\psi_{\alpha j}).\end{aligned}$$

Comme vu précédemment, seul le dernier terme contribue au lagrangien total. Il sera à l'origine de la masse des bosons scalaires.

La contribution du troisième terme du superpotentiel s'écrit, si on ne prend en compte que le terme coefficient de $\theta^\alpha\theta_\alpha$:

$$\int d^2\theta\, \Phi_i\Phi_j\Phi_k = \varphi_i\varphi_j F_k + \varphi_i F_j\varphi_k + \varphi_i\varphi_j F_k - \psi_i^\alpha\varphi_j\psi_{\alpha k} - \varphi_i\psi_j^\alpha\psi_{\alpha k} - \psi_i^\alpha\psi_{\alpha j}\varphi_k.$$

On reconnaît les interactions de Yukawa entre deux fermions et un scalaire : ce sont ces interactions qui vont être à l'origine des masses des fermions.

Ainsi, un premier terme du lagrangien vient d'être identifié :

$$\int d^2\theta\, W(\Phi_i) \in \mathcal{L}. \tag{1.10}$$

Cette intégrale peut s'écrire de manière équivalente :

$$\int d^2\theta\, W(\Phi_i) = \sum_j \frac{\partial W(\varphi_i)}{\partial \varphi_j} F_j - \sum_{j,k} \frac{\partial^2 W(\varphi_i)}{\partial \varphi_j \partial \varphi_k} \psi_j \psi_k + h.c., \tag{1.11}$$

et on peut vérifier que l'on retrouve bien tous les termes du superpotentiel développé plus haut. Ici le superpotentiel W est une fonction des champs scalaires plutôt que des superchamps chiraux.

En plus des termes de masse pour les bosons et les fermions, il nous faut trouver des termes cinétiques qui décrivent la cinématique. Pour cela, on forme le produit $\Phi_i \Phi_i^\dagger$ qui respecte la condition de réalité et qui par conséquent est un superchamp vectoriel. Le coefficient en $\theta^\alpha \theta_\alpha \bar{\theta}_{\dot{\alpha}} \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}$ de ce produit, contenu donc dans $\mathcal{L}_D$, est :

$$\int d^2\theta\, d^2\bar{\theta}\, \Phi_i \Phi_i^\dagger = F_i F_i^* + \varphi_i \partial_\mu \partial^\mu \varphi_i^* - i\bar{\psi}_i \sigma_\mu \partial^\mu \psi_i.$$

Cette expression contient des termes cinétiques pour les fermions et pour les bosons. On constate également que le champ F ne possède pas de terme cinétique, ce qui confirme bien ce qui a été vu en section précédente.

En utilisant les équations du mouvement, c'est-à-dire $\partial \mathcal{L} / \partial F_j = 0$, le champ F s'exprime :

$$F_j = - \left[\frac{\partial W(\varphi_i)}{\partial \varphi_j} \right]^*,$$

et peut être retiré du lagrangien. En utilisant cette dernière expression, le lagrangien pour les champs scalaires et fermioniques s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{chiral} &= -\sum_j \left| \frac{\partial W(\varphi_i)}{\partial \varphi_j} \right|^2 - \left[\sum_{j,k} \frac{\partial^2 W(\varphi_i)}{\partial \varphi_j \partial \varphi_k} \psi_j \psi_k + h.c. \right] \\ &\quad + \sum_i (|\partial_\mu \varphi_i|^2 - i\bar{\psi}_i \sigma_\mu \partial^\mu \psi_i), \end{aligned}$$

où la première ligne regroupe les termes de masse et la seconde les termes cinétiques.

Champs de jauge

Nous allons maintenant introduire les champs de jauge dans le lagrangien supersymétrique, et donc utiliser un superchamp vectoriel V.

Tout d'abord, il nous faut définir une transformation de jauge supersymétrique. L'action de celle-ci sur le superchamp V, dans le cas non abélien, est définie comme :

$$e^{gV} \longrightarrow e^{-ig\Lambda^\dagger} e^{gV} e^{ig\Lambda}, \tag{1.12}$$

où g est le couplage de jauge et Λ est un superchamp chiral. En plus de cette transformation de jauge supersymétrique, la transformation de jauge habituelle est conservée ($A_\mu(x) \longrightarrow A_\mu(x) + \partial_\mu \varphi(x)$ dans le cas abélien).

On peut alors introduire le superchamp chiral :

$$W_\alpha = \left(\bar{D}_{\dot\alpha}\bar{D}_{\dot\beta}\epsilon^{\dot\alpha\dot\beta}\right) e^{-gV} D_\alpha e^{gV},$$

où $\epsilon_{\alpha\beta}$ est le tenseur complètement antisymétrique et où les D_α sont les dérivées covariantes supersymétriques définies dans l'équation (1.8). Comme $\bar{D}_{\dot\alpha}\bar{D}_{\dot\alpha} = 0$, on a $\bar{D}_{\dot\alpha}W_\alpha = 0$ et donc W_α est un superchamp chiral. Ce superchamp se transforme alors comme (1.12) et est invariant de jauge. Le terme en $\theta^\alpha\theta_\alpha$ du produit $W^\alpha W_\alpha$ (qui est aussi un superchamp chiral) sera donc à la fois invariant de jauge et invariant sous les transformations supersymétriques. Le terme F de ce produit a pour expression (cas non abélien) :

$$\begin{aligned}
\int d^2\theta \, \frac{1}{32g^2} W^\alpha W_\alpha &= -\frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^{\mu\nu}_a + \frac{1}{2}D_a D^a \\
&\quad +(-\frac{i}{2}\lambda^a\sigma_\mu\partial^\mu\bar\lambda_a + \frac{1}{2}gC^{abc}\lambda_a\sigma_\mu A^\mu_b\bar\lambda_c + h.c.) \\
&= \mathcal{L}_{vectoriel},
\end{aligned}$$

où C^{abc} est la constante de structure du groupe (si les T_a sont les générateurs du groupe de jauge, alors $[T_a, T_b] = iC^c_{ab}T_c$). Cette expression contient des termes cinétiques pour les champs de jauge et pour les fermions de jauge, ou *jauginos* (partenaires supersymétriques des bosons de jauge), ainsi que le couplage entre ces deux champs. On remarque également qu'il n'y a pas de termes de masse pour ces champs et que la supersymétrie et l'invariance de jauge usuelle doivent être brisées.

Comme les champs D_a ne possèdent pas de termes cinétiques, ils peuvent être éliminés du lagrangien en utilisant leur équation du mouvement, ce qui donne :

$$D_a = -g\sum_{i,j}\varphi_i^* T_a^{ij}\varphi_j.$$

Couplage des champs de jauge au champs de matière

Enfin, pour compléter la construction de ce lagrangien supersymétrique, il faut coupler les champs de matière du lagrangien $\mathcal{L}_{chiral}$ aux champs de jauge contenus dans $\mathcal{L}_{vectoriel}$. Le couplage minimal s'obtient en remplaçant $\int d^2\theta\, d^2\bar\theta\, \Phi_i\Phi_i^\dagger$ par $\int d^2\theta\, d^2\bar\theta\, \Phi_i e^{2gV}\Phi_i^\dagger$, ce qui donne après calcul :

$$\begin{aligned}
\int d^2\theta\, d^2\bar\theta\, \Phi_i e^{2gV}\Phi_i^\dagger &= \sum_i \left[\, |D_\mu\varphi_i|^2 - i\bar\psi_i\sigma_\mu D^\mu\psi_i + g\varphi_i^* D\varphi_i \right.\\
&\quad \left. +ig\sqrt{2}(\varphi_i^*\lambda^\alpha\psi_{i\alpha} - \bar\lambda_{\dot\alpha}\bar\psi_i^{\dot\alpha}\varphi_i) + |F_i|^2 \,\right],
\end{aligned}$$

où F et D sont les champs auxiliaires et où $D_\mu = \partial_\mu + igA^a_\mu T_a$ est la dérivée covariante usuelle.

Lagrangien total

Au final, le lagrangien supersymétrique obtenu est le suivant :

$$\mathcal{L} = \underbrace{\int d^2\theta \left[W(\Phi_i) + \frac{1}{32g^2}W^\alpha W_\alpha)\right]}_{\mathcal{L}_F} + \underbrace{\sum_i \int d^2\theta\, d^2\bar\theta\, \Phi_i e^{2gV}\Phi_i^\dagger}_{\mathcal{L}_D},$$

avec $\mathcal{L}_F$ et $\mathcal{L}_D$ les termes F et D du lagrangien. Celui-ci peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} \;=\; & -\left[\sum_{j,k} \frac{\partial^2 W(\varphi_i)}{\partial\varphi_j \partial\varphi_k}\psi_j\psi_k + h.c.\right] \\
& -\frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^{\mu\nu}_a + \left[-\frac{i}{2}\lambda^a\sigma_\mu\partial^\mu\bar{\lambda}_a + \frac{1}{2}gC^{abc}\lambda_a\sigma_\mu A^\mu_b\bar{\lambda}_c + h.c.\right] \\
& +\sum_i \left[|D_\mu\varphi_i|^2 - i\bar{\psi}_i\sigma_\mu D^\mu\psi_i\right] \\
& +ig\sqrt{2}\sum_i \left[\varphi_i^*\lambda^\alpha\psi_{i\alpha} - \bar{\lambda}_{\dot{\alpha}}\bar{\psi}_i^{\dot{\alpha}}\varphi_i\right] \\
& -V,
\end{aligned} \tag{1.13}$$

avec V le potentiel scalaire ne contenant ni termes cinétiques, ni champs de fermions, et s'exprimant :

$$V = V_F + V_D = \sum_j \left|\frac{\partial W(\varphi_i)}{\partial\varphi_j}\right|^2 + \frac{1}{2}\sum_a \left|\sum_{i,j} g\varphi_i^* T^a_{ij}\varphi_j\right|^2 . \tag{1.14}$$

1.2.4 Brisure de la supersymétrie

Aucun partenaire supersymétrique du muon de masse de 106 MeV/c^2 n'a été observé. Or des partenaires au sein d'un même supermultiplet portent exactement les mêmes nombres quantiques (à l'exception du spin) et possèdent la même masse. La supersymétrie, si elle existe, doit être brisée de façon à lever la dégénérescence des masses des partenaires supersymétriques, tout en laissant les couplages inchangés. Il faut rappeler ici une conclusion importante de la section 1.2.1 : cette brisure n'affecte en rien la solution apportée par la supersymétrie aux divergences quadratiques des scalaires et à la naturalité de la théorie à condition que les masses des nouvelles particules soient inférieures à une échelle de l'ordre du TeV/c^2.

Quels sont les différents mécanismes envisageables pour briser la supersymétrie ? Une symétrie peut soit être brisée spontanément, c'est-à-dire que l'état fondamental n'est pas symétrique (sa valeur moyenne dans le vide est non nulle) tandis que le lagrangien reste invariant sous cette symétrie, soit être brisée explicitement en introduisant dans le lagrangien des termes non invariants sous la symétrie.

Brisure spontanée de la supersymétrie

En utilisant l'égalité (1.4) de l'algèbre de supersymétrie, il découle :

$$\frac{1}{4}\left(\bar{Q}_1 Q_1 + Q_1\bar{Q}_1 + \bar{Q}_2 Q_2 + Q_2\bar{Q}_2\right) = P^0 = H \geq 0,$$

où H est l'hamiltonien total. Si l'état fondamental $|0\rangle$ est supersymétrique, alors on a $Q_\alpha|0\rangle = 0$ et $\bar{Q}_{\dot{\alpha}}|0\rangle = 0$, ce qui implique $\langle H\rangle \equiv \langle 0| H |0\rangle = 0$ et $\langle V\rangle = 0$ d'après l'équation précédente. Or la brisure spontanée impose que l'état fondamental ne soit plus symétrique, ce qui revient à $\langle V\rangle \neq 0$. D'après le potentiel (1.14), on doit avoir soit $\langle V_F\rangle \neq 0 \iff \langle F_i\rangle = \left\langle \frac{\partial W}{\partial\varphi_i}\right\rangle \neq 0$, appelé brisure de type F, soit $\langle V_D\rangle \neq 0 \iff \langle D_a\rangle = \left\langle \sum_{i,j}\varphi_i^* T_a^{ij}\varphi_j\right\rangle \neq 0$, appelé brisure de type D. Lors de ces brisures de supersymétrie apparaît un fermion de Goldstone, ou *goldstino*.

En ce qui concerne la brisure de type F, comme l'a montré O'Raifeartaigh [14], trois champs supplémentaires sont nécessaires pour permettre une valeur non nulle au potentiel $\langle V_F \rangle$. Cependant, les conséquences physiques d'une telle brisure ne sont pas acceptables au niveau phénoménologique. En effet, les masses des particules supersymétriques sont prédites en moyenne égales aux masses des particules standard, ce qui n'est pas compatible avec les résultats expérimentaux. Ceci peut être vu de manière équivalente à l'aide de la définition de la *supertrace* :

$$STrM^2 = \sum_J (-1)^{2J}(2J+1)m_J^2, \tag{1.15}$$

où M est la matrice de masse, J le spin et m_J la masse de la particule. La brisure de type F prédit que la supertrace est nulle. Un modèle plus réaliste doit conduire à $STrM^2 \neq 0$.

Un autre mécanisme possible de brisure est la brisure de type D. Fayet et Iliopoulos [15] ont montré qu'il suffisait d'ajouter un terme linéaire κD dans le lagrangien pour que le potentiel $\langle V_D \rangle$ soit non nul (on trouve en effet après calcul $V_D = \frac{1}{2}\kappa^2$). Ce nouveau terme est associé avec une symétrie de jauge $U(1)$. Malheureusement, il n'est pas possible d'identifier cette symétrie avec celle du modèle standard $U(1)_Y$ car les symétries de charge et de couleur seraient alors brisées. Il semble également impossible d'invoquer une nouvelle symétrie de jauge $U(1)_{Y'}$: il n'y aurait pas compensation des anomalies triangulaires (liées aux diagrammes en triangle des fermions).

Comme on le constate, il est très difficile d'essayer de donner une explication à la brisure de supersymétrie. La démarche actuelle consiste en fait à reconnaître qu'un mécanisme inconnu brise la supersymétrie, et de n'étudier celui-ci que lors d'une éventuelle découverte expérimentale. La plupart des modèles se contentent, de manière artificielle, d'introduire dans le lagrangien des termes non invariants par supersymétrie : il s'agit d'une brisure explicite de la supersymétrie.

Les modèles de supergravité, que nous verrons plus loin, permettront de justifier la présence de ces termes.

brisure douce de la supersymétrie

Nous allons donc introduire des termes supplémentaires dans le lagrangien. Ces termes auront pour but de donner des masses différentes aux superparticules, et en contrepartie ne devront pas introduire de divergences quadratiques. Il s'agit de termes de *brisure douce*. Le but est d'introduire tous les termes possibles qui brisent explicitement la supersymétrie. Ceux-ci existent en nombre limité et sont :

- les termes de masse scalaire, $-m_{\varphi_i}^2|\varphi_i|^2$;
- les termes de couplage trilinéaire, $-A_{ijk}\varphi_i\varphi_j\varphi_k + h.c.$;
- les termes de masse des jauginos, $-\frac{1}{2}M\bar{\lambda}\lambda$;
- les termes bilinéaires, $-B_{ij}\varphi_i\varphi_j + h.c.$

Les termes de masse pour les fermions chiraux sont interdits, car ceux-ci introduiraient à nouveau des divergences quadratiques.

Cette discussion clôt la construction d'un modèle supersymétrique général réaliste. Dans la prochaine section, nous allons voir comment ce qui a été vu peut être appliqué à la construction du modèle supersymétrique minimal.

1.3 Le modèle supersymétrique minimal : le MSSM

Dans cette partie, les résultats précédents sont utilisés pour construire le modèle le plus simple, le *MSSM*, contenant un nombre minimal de champs et d'interactions. Ce modèle constituant le cadre de cette thèse, ses propriétés seront détaillées dans la suite.

1.3.1 Contenu en particules

Le but initial de la supersymétrie était d'unifier la matière et les interactions. Dans les années 1970, des tentatives ont donc été effectuées pour relier les fermions et les bosons connus à l'époque. Par exemple, le neutrino était supposé être le partenaire supersymétrique du photon, l'électron et le positon étaient reliés aux $W^{\pm}$, et les quarks étaient associés aux gluons. Cependant, des problèmes surgissaient aussitôt : le nombre de neutrinos étant de trois[13], il était impossible de tous les relier au photon ; de même, les quarks appartiennent à un triplet de couleur tandis que les gluons appartiennent à un octet de couleur, ce qui rend leur relation impossible.

Une autre approche consistait à relier par supersymétrie le doublet de Higgs (formé d'un scalaire neutre et d'un scalaire chargé négativement) au doublet de l'électron (formé du neutrino et de l'électron). Mais cette approche soulevait des problèmes liés à l'introduction d'un nouveau terme de masse non diagonal pour l'électron.

À l'évidence, le but initial de la supersymétrie ne pouvait être satisfait. La supersymétrie ne semble donc pas être capable d'unifier matière et interaction.

Une solution consiste à associer chaque particule du modèle standard avec une nouvelle particule[14]. Ainsi, par exemple, à l'électron on associe le *sélectron*, au quark t (ou *top*) on associe le *stop*, etc. Ces *sfermions* sont des particules de spin 0 (des partenaires de spin 1 nécessiteraient d'introduire une nouvelle symétrie de jauge). Au niveau des bosons de jauge, le photino est le partenaire supersymétrique du photon, le wino celui du W, etc[15]. Ces *jauginos* sont de spin $\frac{1}{2}$, et non $\frac{3}{2}$, de façon à assurer la renormalisabilité du modèle.

Nous allons construire des supermultiplets chiraux et vectoriels à partir des particules du modèle standard et de leurs partenaires. Les supermultiplets chiraux seront composés des fermions (quarks et leptons) et des sfermions (squarks et sleptons), ainsi que des bosons de Higgs et des higgsinos. Les supermultiplets vectoriels seront composés des bosons et des fermions de jauge.

Il est nécessaire d'introduire deux doublets de Higgs (au moins), et ceci indépendamment du modèle supersymétrique choisi. On introduit ainsi un superchamp chiral H_1 d'hypercharge $Y = -1$ et un superchamp chiral H_2 d'hypercharge $Y = +1$. Plusieurs raisons peuvent être invoquées pour justifier la nécessité de deux doublets. Tout d'abord, des anomalies triangulaires apparaissent s'il n'existe qu'un seul doublet ; un doublet supplémentaire, d'hypercharge opposée, est indispensable pour compenser la contribution du premier doublet. De plus, le superpotentiel (qui sera détaillé plus loin) ne contient pas de produits de superchamps de chiralité gauche et droite (*cf.* section 1.2.3), et il devient impossible alors avec un seul doublet de Higgs de donner à la fois une masse aux quarks de type haut et bas. La encore, au moins deux doublets de Higgs

[13] À cette époque, le raisonnement était basé sur les deux familles connues alors.

[14] Il faut cependant noter qu'une autre possibilité importante existe : la supersymétrie, plutôt que de s'appliquer aux particules standard, pourrait s'appliquer aux préons, les éventuels constituants élémentaires des particules connues actuellement [16].

[15] Le photino ou le wino sont des particules messagères de la force électrofaible, mais du fait de leur caractère fermionique et du principe d'exclusion de Pauli, elles ne peuvent s'assembler pour former une interaction cohérente.

sont nécessaires.

Le tableau 1.3 présente les superchamps chiraux et vectoriels du MSSM. Les superchamps L et Q sont constitués des doublets (sous $SU(2)$) de (s)leptons et de (s)quarks (avec évidemment un superchamp différent par famille). Les superchamps E^c, U^c et D^c représentent les conjugués de charge des singulets de (s)leptons et de (s)quarks de type haut et de type bas respectivement. Les superchamps H_1 et H_2 représentent les deux doublets de Higgs(inos). V_1, V_2 et V_3 sont les superchamps qui décrivent les bosons et les fermions de jauge.

Il faut remarquer que les indices L (gauche) et R (droit) pour les sfermions scalaires ont juste pour fonction de rappeler quelle est la chiralité du fermion partenaire (un scalaire ne possédant évidemment pas de chiralité). Ceci amène à une seconde remarque : par utilité pratique, il est choisi de ne travailler qu'avec de champs fermioniques gauches (il est facile de passer des fermions gauches aux fermions droits). Ainsi, on utilise les superchamps conjugués de charge E^c, U^c et D^c, qui contiennent les champs e^c_L, u^c_L et d^c_L conjugués gauches des champs e_R, u_R et d_R.

Superchamp	Particule	Spin	Superpartenaire	Spin
L	$(\nu, e)_L$	1/2	$(\widetilde{\nu}_L, \widetilde{e}_L)$	0
E^c	e^c_L	1/2	$\widetilde{e}^*_R$	0
Q	$(u, d)_L$	1/2	$(\widetilde{u}_L, \widetilde{d}_L)$	0
U^c	u^c_L	1/2	$\widetilde{u}^*_R$	0
D^c	d^c_L	1/2	$\widetilde{d}^*_R$	0
H_1	(H^0_1, H^-_1)	0	$(\widetilde{H}^0_1, \widetilde{H}^-_1)$	1/2
H_2	(H^+_2, H^0_2)	0	$(\widetilde{H}^+_2, \widetilde{H}^0_2)$	1/2
V_1	B_μ	1	$\widetilde{B}$	1/2
V_2	W^i_μ	1	$\widetilde{W}^i$	1/2
V_3	g^i_μ	1	$\widetilde{g}^i$	1/2

TAB. 1.3 – Contenu en superchamps du MSSM. La première partie du tableau représente les superchamps chiraux et la deuxième partie représente les superchamps vectoriels.

Les fermions de jauge, de même que leurs partenaires standard, ne sont pas états propres de masse. Ces états vont se mélanger avec ceux des higgsinos pour donner les *charginos* (états propres de masse chargés) et les *neutralinos* (états propres de masse neutres). Les charginos et les neutralinos sont donc des combinaisons de jauginos et de higgsinos. Les sfermions "gauches" et "droits" vont de même mélanger leurs états. Ces considérations seront détaillées dans une section ultérieure.

1.3.2 Lagrangien du MSSM

Nous allons maintenant utiliser directement les résultats de la section 1.2.3 pour construire un lagrangien minimal dans le secteur électrofaible. Celui-ci doit intégrer tous les superchamps du tableau 1.3. En examinant le lagrangien total (1.13), on constate que la seule inconnue par rapport au modèle standard est le superpotentiel W (qui décrit les interactions) et qu'il suffit uniquement de le déterminer pour compléter le lagrangien. Les seules conditions imposées pour construire le superpotentiel sont :

- l'invariance de jauge sous $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$;

- l'invariance sous la supersymétrie, ce qui impose que le superpotentiel soit constitué uniquement de superchamps chiraux gauches ;
- la renormalisabilité, qui impose de ne pas avoir de termes de dimension supérieure à 3 dans le superpotentiel.

Ces trois conditions conduisent au superpotentiel :

$$\begin{aligned} W &= \lambda_u Q H_2 U^c + \lambda_d Q H_1 D^c + \lambda_e L H_1 E^c + \mu H_1 H_2 \\ &\quad + \lambda L L E^c + \lambda' Q D^c L + \lambda'' U^c D^c D^c + \mu' H_2 L, \end{aligned} \tag{1.16}$$

où la sommation sur les indices de famille est sous-entendue, et où λ_u, λ_d et λ_e sont des matrices conduisant aux masses des quarks et des leptons, ainsi qu'au mélange entre quarks. Ces termes sont *les seuls possibles* à partir des contraintes énoncées précédemment. La première ligne de l'équation constitue une généralisation des couplages de Yukawa du modèle standard. Cette première ligne contient les interactions du modèle standard ainsi que de nouvelles interactions entre particules et superparticules. La seconde ligne du superpotentiel concerne des interactions violant soit le nombre leptonique, soit le nombre baryonique. En imposant une symétrie discrète globale, la *R-parité*, les termes de la deuxième ligne du superpotentiel (1.16) sont éliminés dans le MSSM. Dans la section 1.5, nous reviendrons sur l'élimination de ces termes et nous verrons que ceux-ci peuvent être conservés tout en préservant un modèle réaliste.

Pour compléter le lagrangien, il nous faut ajouter les termes de brisure douce, qui vont permettre aux superparticules d'acquérir des masses différentes de leur partenaire standard. À l'aide des résultats de la section 1.2.4, les termes de brisure douce possibles sont donnés par :

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{bris.\,douce} &= m_{\widetilde{q}}^2 |\widetilde{q}_L|^2 + m_{\widetilde{u}}^2 |\widetilde{u}_R|^2 + m_{\widetilde{d}}^2 |\widetilde{d}_R|^2 + m_{\widetilde{l}}^2 |\widetilde{l}_L|^2 + m_{\widetilde{e}}^2 |\widetilde{e}_R|^2 \\ &\quad + m_{H_1}^2 |H_1|^2 + m_{H_2}^2 |H_2|^2 \\ &\quad + (\lambda_u A_u H_2 \widetilde{q}_L \widetilde{u}_R^* + \lambda_d A_d H_1 \widetilde{q}_L \widetilde{d}_R^* + \lambda_e A_e H_1 \widetilde{l}_L \widetilde{e}_R^* + h.c.) \\ &\quad + \frac{1}{2} M_1 \bar{\widetilde{B}} \widetilde{B} + \frac{1}{2} M_2 \bar{\widetilde{W}}^i \widetilde{W}^i + \frac{1}{2} M_3 \bar{\widetilde{g}}^i \widetilde{g}^i \\ &\quad + (B\mu H_1 H_2 + h.c.). \end{aligned} \tag{1.17}$$

Les mêmes symboles sont utilisés pour les bosons de Higgs scalaires H_1 et H_2 et pour les superchamps dans lesquels ils sont contenus. De plus, on a posé :

$$\widetilde{q} = \begin{pmatrix} \widetilde{u} \\ \widetilde{d} \end{pmatrix} \; ; \qquad \widetilde{l} = \begin{pmatrix} \widetilde{\nu} \\ \widetilde{e} \end{pmatrix}.$$

Les paramètres $m_{\widetilde{q}}$, $m_{\widetilde{u}}$, $m_{\widetilde{d}}$, $m_{\widetilde{e}}$ et $\lambda_u A_u$, $\lambda_d A_d$, $\lambda_e A_e$ sont des matrices 3×3 éventuellement complexes. La première et la deuxième ligne de l'équation (1.17) correspondent aux termes de masse scalaire, la troisième aux termes de couplage trilinéaire, la quatrième aux termes de masse des jauginos et la dernière aux termes bilinéaires.

Ceci complète la construction du lagrangien du MSSM. Il est possible de compter le nombre de paramètres libres de ce modèle. Dans la partie du lagrangien conservant la supersymétrie, ce sont les mêmes paramètres que ceux du modèle standard qui interviennent à l'exception de μ qui remplace deux paramètres du modèle standard[16]. La partie du lagrangien qui brise la supersymétrie nécessite au contraire un grand nombre de constantes inconnues. Au final, on obtient

[16] On peut remarquer que le paramètre μ est de la dimension d'une masse. Pour éviter ce travers, une solution consiste à ajouter un champ singulet de jauge S avec $\mu = \lambda S$: il s'agit du modèle NMSSM (signifiant *Next to* MSSM).

un nombre total de 133 paramètres libres (en incluant les paramètres libres du modèle standard).

Dans la suite, nous étudierons les propriétés qui découlent du lagrangien du MSSM, et essaierons de trouver des indications sur les masses possibles des superparticules. Il faut noter que les masses des particules standard demeurent inchangées dans le cadre du MSSM (à l'exception de celle du boson de Higgs comme nous allons le voir), et que la relation (1.3) entre l'angle de Weinberg et la masse des bosons de jauge est toujours valide.

1.3.3 Secteur des bosons de Higgs

Dans le MSSM, de la même manière que dans le modèle standard, il est nécessaire de briser spontanément la symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le potentiel scalaire doit alors posséder un minimum absolu non confondu avec l'origine. De plus, du fait de la conservation de la charge électrique, la valeur moyenne dans le vide des champs de Higgs chargés peut être choisie nulle. Ceux-ci ne sont donc pas utiles pour la minimisation du potentiel. L'expression du potentiel scalaire ne contenant que les champs de Higgs neutres s'écrit alors :

$$V_{Higgs}^{neutre} = m_1^2|H_1^0|^2 + m_2^2|H_2^0|^2 + m_{12}^2(H_1^0 H_2^0 + h.c.) + \frac{g^2+g'^2}{2}(|H_1^0|^2 - |H_2^0|^2)\,;$$

avec

$$\begin{aligned} m_1^2 &= m_{H_1}^2 + |\mu|^2\,; \\ m_2^2 &= m_{H_2}^2 + |\mu|^2\,; \\ m_{12}^2 &= B.\mu. \end{aligned} \tag{1.18}$$

Les constantes m_{H_1}, m_{H_2} et $B.\mu$ sont des contributions provenant du lagrangien (1.17) brisant la supersymétrie, tandis que μ, g (constante de couplage de $SU(2)_L$) et g' (constante de couplage de $U(1)_Y$) proviennent de la partie du lagrangien conservant la supersymétrie.

Les conditions pour avoir un minimum stable et non trivial sont les suivantes :

$$\begin{cases} m_1^2 + m_2^2 > 2|m_{12}^2|\,; \\ m_1^2\, m_2^2 < m_{12}^4. \end{cases}$$

Ce deux conditions sont vérifiées simultanément si $m_1^2 \neq m_2^2$. Or, d'après les équations (1.18), ces deux paramètres ne se différencient qu'à l'aide des termes de brisure de supersymétrie m_{H_1} et m_{H_2}. On constate donc qu'on ne peut pas avoir la brisure électrofaible sans qu'il y ait brisure de supersymétrie ; ces deux brisures sont donc intimement liées.

Il existe une condition sur la valeur des moyennes dans le vide $v_1 =< H_1^0 >$ et $v_2 =< H_2^0 >$ des champs de Higgs neutres :

$$M_Z^2 = \frac{g^2+g'^2}{2}\left(v_1^2 + v_2^2\right),$$

et on peut définir :

$$\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}.$$

La minimisation du potentiel s'effectue en posant $\partial V_{Higgs}^{neutre}/\partial H_1^0 = \partial V_{Higgs}^{neutre}/\partial H_2^0 = 0$. Le calcul conduit par exemple à :

$$\frac{1}{2}M_Z^2 = \frac{m_{H_1}^2 - m_{H_2}^2 \tan^2\beta}{\tan^2\beta - 1} - |\mu|^2. \tag{1.19}$$

De façon similaire au modèle standard, la brisure de symétrie électrofaible fait disparaître trois degrés de liberté. Les deux doublets de Higgs H_1 et H_2 étant complexes et donc possédant huit degrés de liberté, il reste finalement après brisure cinq particules physiques. Trois d'entre elles sont neutres : il s'agit des bosons scalaires h et H, et du boson pseudo-scalaire A. Les deux derniers degrés de liberté sont associés avec les bosons chargés $H^{\pm}$. Seuls deux paramètres sont nécessaires pour décrire le secteur du Higgs, souvent choisis comme $(\tan\beta,\, m_h)$ ou $(\tan\beta,\, m_A)$.

En utilisant le potentiel à son minimum, il est possible de calculer les matrices de masse des bosons de Higgs. On obtient alors à l'ordre de l'arbre :

$$\begin{aligned} m_{h,H}^2 &= \frac{1}{2}\left[m_A^2 + M_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2+M_Z^2)^2 - 4m_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta}\right], \\ m_A^2 &= -B.\mu\,(\tan\beta + \cot\beta), \\ m_{H^\pm}^2 &= m_A^2 + M_W^2. \end{aligned}$$

A partir de ces calculs, une borne supérieure est trouvée sur la masse du boson de Higgs le plus léger :

$$m_h < M_Z + \Delta_{rad},$$

où Δ_{rad} est la contribution quand les corrections radiatives sont incorporées. Ces corrections sont importantes, et dépendent de la masse du quark t ainsi que de celle du squark *stop*. Dans le cadre du MSSM, où il est supposé que les superparticules ne sont pas plus lourdes que 1 TeV/c^2 ($M_{susy} = 1$ TeV/c^2), on obtient[17] :

$$m_h \lesssim 130 \text{ GeV}/c^2.$$

Si aucun boson de Higgs n'est trouvé en dessous de cette masse, le MSSM sera immédiatement rendu non valide. Il sera nécessaire alors de modifier le modèle afin de relâcher cette contrainte (par exemple en ajoutant un champ singulet de jauge à l'image du NMSSM). Si l'on suppose que les couplages demeurent perturbatifs jusqu'à l'échelle de grande unification, la masse du boson de Higgs le plus léger est dans tous les cas inférieure à 155 GeV/c^2, et ceci *quel que soit* le modèle supersymétrique à basse énergie invoqué[18] [17].

Expérimentalement, la limite absolue donnée au LEP est de 91 GeV/c^2 [18] sur la masse du boson de higgs h. Ces résultats sont illustrés sur la figure 1.8. La zone des paramètres encore autorisés est très restreinte et on note en particulier que l'on obtient un domaine d'exclusion pour $\tan\beta$:

$$\tan\beta \notin [0{,}48; 2{,}38] \quad \text{(exclu à 95 \% de niveau de confiance).}$$

Cette limite dépend évidemment de divers paramètres, mais ceux-ci ont été choisis de façon à ce que la limite soit valide dans pratiquement tous les cas (en particulier, elle est valide pour une masse du quark t inférieure ou égale à 174,3 GeV/c^2). Il demeure cependant quelques points “pathologiques” où cette borne n'est plus valable (par exemple quand le boson de Higgs ne se désintègre plus majoritairement en quarks b, ou que la section efficace de production est réduite) [19]. On reviendra sur ce point dans le chapitre 6.

Le LHC (*Large Hadron Collider*), qui prendra la relève du LEP, doit, d'après les prédictions du MSSM, trouver un boson de Higgs léger. Dans le cas contraire, le MSSM devra être abandonné, et un modèle supersymétrique plus compliqué restera à introduire.

[17] Cette borne a été calculée avec $m_t = 175$ GeV/c^2 et $M_{susy} = 1$ TeV/c^2. La limite sur m_h est augmentée de 5 GeV/c^2 quand m_t est augmenté de 5 GeV/c^2, et de 2 GeV/c^2 quand on pose $M_{susy} = 2$ TeV/c^2.

[18] Dans un modèle où l'on ajoute de la matière additionnelle (tout en sauvegardant l'unification des couplages de jauge), cette limite est de 205 GeV/c^2.

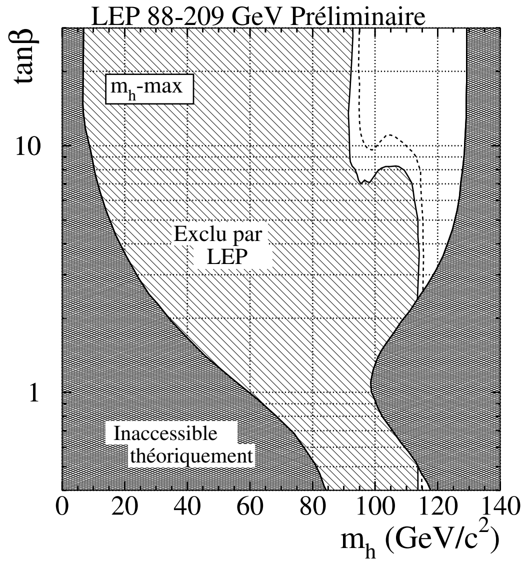


FIG. 1.8 – Exclusion dans le plan $(m_h, \tan\beta)$ après la recherche de bosons de Higgs supersymétriques. Le domaine grisé n'est pas autorisé théoriquement, et le domaine hachuré est exclu expérimentalement par les quatre expériences du LEP.

1.3.4 Secteur des sfermions

Après la brisure de la symétrie électrofaible, les états "gauches" et "droits" des sfermions peuvent se mélanger. Pour chaque sfermion, il faut considérer la matrice de masse suivante (dans la base $(\widetilde{f}_L, \widetilde{f}_R)$) :

$$M^2_{\widetilde{f}} = \begin{pmatrix} m^2_{\widetilde{f}_{LL}} & m^2_{\widetilde{f}_{LR}} \\ m^2_{\widetilde{f}_{LR}} & m^2_{\widetilde{f}_{RR}} \end{pmatrix}.$$

Les termes diagonaux s'écrivent :

$$m^2_{\widetilde{f}_{LL,RR}} = m^2_{\widetilde{f}_{L,R}} + m^2_f + m^2_{D,\,\widetilde{f}_{L,R}},$$

où le terme $m^2_{\widetilde{f}_{L,R}}$ provient du lagrangien de brisure douce (1.17), m^2_f est la masse du fermion correspondant et $m^2_{D,\,\widetilde{f}_{L,R}}$ provient de la partie de type D du lagrangien ; on a :

$$m^2_{D,\,\widetilde{f}_{L,R}} = M^2_Z \cos 2\beta\,(T_3 + \sin^2\theta_W\,Q),$$

avec T_3 la troisième composante de l'isospin faible et Q la charge électrique.

Les termes non diagonaux s'expriment :

$$\begin{aligned} m^2_{\widetilde{f}_{LR}} &= m_f(A_f - \mu\tan\beta) \quad \text{pour } f = e,\, \mu,\, \tau\,, d,\, s,\, b\,; \\ m^2_{\widetilde{f}_{LR}} &= m_f(A_f - \mu\cot\beta) \quad \text{pour } f = u,\, c\,, t. \end{aligned}$$

Les termes $m_f A_f$ proviennent de la brisure douce (couplages trilinéaires) et les termes proportionnels à μ sont issus des termes F.

Les termes non diagonaux sont responsables du mélange des états "gauches" et "droits". Après diagonalisation de la matrice, les états propres de masse des sfermions prennent la forme :

$$\begin{aligned}\widetilde{f}_1 &= \widetilde{f}_L \cos\theta_{\widetilde{f}} + \widetilde{f}_R \sin\theta_{\widetilde{f}} ;\\ \widetilde{f}_2 &= -\widetilde{f}_L \sin\theta_{\widetilde{f}} + \widetilde{f}_R \cos\theta_{\widetilde{f}} ;\end{aligned}$$

avec

$$\tan 2\theta_{\widetilde{f}} = \frac{2m_f(A_f - \mu\tan\beta)}{(m^2_{\widetilde{f}_L} - m^2_{\widetilde{f}_R})},$$

pour $f = e,\ \mu,\ \tau\ , d,\ s,\ b$ ($\tan\beta$ est à remplacer par $\cot\beta$ pour $f = u,\ c\ ,t$).

Dans le cas du squark *stop*, cet angle de mélange devient important en raison de sa proportionnalité avec la masse du quark t. L'état physique du *stop* acquiert alors une masse faible, qui peut même suivant les paramètres être plus petite que la masse du quark t. De manière similaire, le squark *sbottom* et le slepton stau, dont les angles de mélange sont proportionnels à $\tan\beta$, peuvent avoir des masses relativement faibles pour $\tan\beta \gg 1$ et pour des grandes valeurs de μ.

1.3.5 Secteur des jauginos et des higgsinos

De même que leur partenaire du modèle standard, les jauginos et les higgsinos mélangent leurs états. Les champs de Higgs sont remplacés par leur valeur moyenne dans le vide au sein du lagrangien, et il suffit ensuite d'identifier tous les termes contribuant à la masse de ces superparticules. Ces fermions du MSSM sont appelés neutralinos et charginos.

Neutralinos

Les neutralinos sont une combinaison du jaugino $\widetilde{B}$, du jaugino neutre $\widetilde{W}^3$ et des higgsinos neutres $\widetilde{H}_1^0$ et $\widetilde{H}_2^0$. La matrice de masse, dans la base ($\widetilde{B}$, $\widetilde{W}^3$, $\widetilde{H}_1^0$, $\widetilde{H}_2^0$), prend la forme :

$$M_{\widetilde{\chi}^0} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z\cos\beta\sin\theta_W & M_Z\sin\beta\sin\theta_W \\ 0 & M_2 & M_Z\cos\beta\cos\theta_W & -M_Z\sin\beta\cos\theta_W \\ -M_Z\cos\beta\sin\theta_W & M_Z\cos\beta\cos\theta_W & 0 & -\mu \\ M_Z\sin\beta\sin\theta_W & -M_Z\sin\beta\cos\theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix},$$

où les relations du type $g'v_1/\sqrt{2} = M_Z\sin\beta\cos\theta_W$ ont été utilisées. Notons que les seuls termes provenant de la brisure de supersymétrie sont M_1 et M_2. La diagonalisation de cette matrice donne les états propres de masse $\widetilde{\chi}_1^0$, $\widetilde{\chi}_2^0$, $\widetilde{\chi}_3^0$ et $\widetilde{\chi}_4^0$ (par convention, de la particule la plus légère à la plus lourde).

Il est possible de définir le zino et le photino :

$$\begin{aligned}\widetilde{Z} &= \cos\theta_W\widetilde{W}^3 - \sin\theta_W\widetilde{B} ;\\ \widetilde{\gamma} &= \sin\theta_W\widetilde{W}^3 + \cos\theta_W\widetilde{B}.\end{aligned}$$

Charginos

Les charginos sont une combinaison des jauginos chargés $\widetilde{W}^\pm$ ainsi que des higgsinos chargés $\widetilde{H}_1^-$ et $\widetilde{H}_2^+$. La partie du lagrangien concernant leur masse peut s'écrire :

$$\mathcal{L}_{\widetilde{\chi}^\pm} = -\frac{1}{2}\begin{pmatrix}\widetilde{W}^- & \widetilde{H}_1^-\end{pmatrix}\begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W\sin\beta \\ \sqrt{2}M_W\cos\beta & \mu \end{pmatrix}\begin{pmatrix}\widetilde{W}^+ \\ \widetilde{H}_2^+\end{pmatrix} + h.c.$$

La diagonalisation de la matrice conduit à deux états propres de masse $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $\tilde{\chi}_2^\pm$ ($\tilde{\chi}_1^\pm$ étant par convention le plus léger) :

$$\begin{aligned} m^2_{\tilde{\chi}^\pm_{1,2}} &= \frac{1}{2}\Big[M_2^2 + \mu^2 + 2M_W^2 \\ &\mp \sqrt{(M_2^2 + \mu^2 + 2M_W^2)^2 - 4(\mu M_2 - M_W^2 \sin 2\beta)^2}\,\Big]. \end{aligned}$$

Le secteur des neutralinos et des charginos est donc entièrement déterminé par les quatre paramètres M_1, M_2, μ et $\tan\beta$.

Gluinos

Les gluons étant de masse nulle, la masse des gluinos provient uniquement de la brisure de la supersymétrie. D'après le lagrangien de brisure douce (1.17), la masse des gluinos est égale au paramètre M_3.

1.4 La supergravité

Le MSSM, dont l'avantage est de donner une réponse à la question des divergences quadratiques, comporte des points faibles qui font que ce modèle n'est pas pleinement satisfaisant. En premier lieu, le MSSM est loin de résoudre le problème du nombre de paramètres, puisque celui-ci en dénombre 133, ce qui diminue son pouvoir prédictif. La brisure de la supersymétrie reste un mécanisme incompris au sein de ce modèle. D'autre part, la gravité n'est pas incorporée dans le MSSM. Toutes ces raisons laissent penser que le MSSM n'est qu'une étape vers un modèle plus complet.

Dans cette partie, nous allons établir que le modèle appelé *supergravité* peut résoudre ces problèmes. Notre but n'est pas d'entrer dans les détails de cette théorie, mais de souligner les conséquences qui auront une importance dans la suite de cette thèse.

1.4.1 Supersymétrie locale

Les transformations de supersymétrie qui ont été étudiées jusqu'ici consistaient en des transformations globales : les paramètres spinoriels ne dépendaient pas de la position, $\partial_\mu\theta = 0$. Dans le modèle standard, l'introduction de symétries de jauge locales (c'est-à-dire dépendant du point de l'espace-temps) a rencontré un vif succès dans la description du monde physique. Suivant cet exemple, il est possible de rendre locale la transformation supersymétrique. La relation de l'algèbre supersymétrique (1.5) est alors modifiée comme suit :

$$\left[\theta^\alpha(x)Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot\alpha}\bar{\theta}^{\dot\alpha}(x)\right] = 2\theta(x)\sigma_\mu\bar{\theta}(x)P^\mu.$$

Le deuxième membre de l'équation rend compte d'une transformation générale des coordonnées. Ainsi, un modèle invariant sous la supersymétrie locale est automatiquement invariant sous une transformation des coordonnées, ce qui est la définition même de la relativité générale, théorie décrivant la gravité. Un modèle avec supersymétrie locale incorpore naturellement la gravité : c'est la supergravité. La supergravité offre ainsi un cadre à une théorie qui engloberait les quatre interactions connues.

Après l'introduction de la supersymétrie locale, de nouveaux termes apparaissent dans le lagrangien. Pour avoir invariance, ceux-ci doivent être annulés. Dans le modèle standard, les nouveaux termes dûs à la symétrie de jauge locale sont compensés par l'introduction des bosons vecteurs. De manière similaire dans le cas supersymétrique, de nouveaux champs doivent être ajoutés. Ces champs sont respectivement de spin 2, identifié au graviton G, et de spin $\frac{3}{2}$, identifié au gravitino $\widetilde{G}$, le partenaire supersymétrique du graviton. Le lagrangien comporte alors des couplages dimensionnés et la théorie est non renormalisable : c'est exactement ce qui est attendu dans le cas d'une théorie décrivant la gravité. Le supermultiplet de gravité est défini comme $(g_{\mu\nu}, \psi_\mu^\alpha)$ (abstraction faite des champs auxiliaires liés à ce nouveau multiplet). Le champ ψ_μ^α porte à la fois un indice tensoriel et un indice de jauge ; sa masse est $m_{\frac{3}{2}} = 0$.

1.4.2 Brisure de la supersymétrie locale

Contrairement au MSSM, la supergravité fournit une justification à l'introduction des termes de brisure douce. Le mécanisme de brisure est appelé mécanisme de *Super-Higgs*, en raison de sa similitude avec le cas standard. En effet, dans le modèle standard, les deux états de polarisation du champ de jauge de masse nulle se combinent avec l'état du boson de Goldstone pour donner les trois états de polarisation du boson de jauge de masse non nulle. La brisure de la supersymétrie est analogue dans le cadre de la supergravité : les deux états de polarisation du gravitino de masse nulle se combinent avec les états du fermion de Goldstone, le goldstino, pour donner quatre états de polarisation du gravitino de masse non nulle $m_{\frac{3}{2}}$. Ce mécanisme de super-Higgs correspond à une brisure spontanée de la supersymétrie locale. On peut montrer que l'on obtient la relation (dans le cas où l'on suppose la constante cosmologique nulle) :

$$m_{\frac{3}{2}} = \sqrt{\frac{8\pi}{3}} \frac{M_{susy}^2}{M_P},$$

où M_{susy} est l'échelle de brisure de supersymétrie et M_P est l'échelle de Planck. On constate que la masse du gravitino et l'échelle de brisure de supersymétrie sont étroitement liées. En particulier, la condition pour avoir une brisure de la supersymétrie locale est donc :

$$m_{\frac{3}{2}} \neq 0.$$

Toutes les théories de supergravité à basse énergie partagent une même importante propriété : elles ont pour conséquence de générer automatiquement tous les termes de brisure douce (1.17) [20].

D'autre part, dans le MSSM, dans le cas d'une brisure de type F, la supertrace (1.15) était nulle, ce qui rendait le modèle non acceptable au niveau phénoménologique. Ici, on obtient :

$$STrM^2 = \mathcal{O}(m_{\frac{3}{2}}^2),$$

ce qui signifie que les particules supersymétriques sont "en moyenne" plus lourdes que leurs partenaires standard.

De façon à éviter le couplage du fermion de Goldstone avec les particules et les superparticules dans le secteur observable, il est nécessaire d'introduire un *secteur caché*. Celui-ci contient des champs qui ne se couplent au secteur observable qu'à l'aide de particules messagères très lourdes. On supposera ici que le secteur observable et le secteur caché n'interagissent que par l'intermédiaire de la gravitation[19], ce qui a pour conséquence de placer le secteur caché à une échelle proche de celle de Planck. Il est remarquable de noter que le lagrangien de supergravité transmet automatiquement la brisure de supersymétrie du secteur caché au secteur observable.

[19] D'autres hypothèses ont été envisagées : les deux secteurs pourraient interagir par l'intermédiaire de messagers de jauge. Ces modèles sont appelés GMSB (*Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking*).

1.4.3 Le modèle de supergravité minimale : mSUGRA

Pour réduire le nombre de paramètres libres du modèle, une propriété intéressante du MSSM peut être utilisée. Il semblerait en effet que l'introduction des nouvelles superparticules permettent aux trois constantes de couplage de concourir à une échelle de grande unification. Pour parvenir à cette observation, les valeurs expérimentales des constantes à l'échelle M_Z sont utilisées dans les équations du groupe de renormalisation [21]. Ces équations permettent ensuite d'extrapoler mathématiquement les constantes de couplage jusqu'à une échelle élevée. La figure 1.9 indique que l'unification des couplages n'est pas réalisée dans le modèle standard, alors qu'elle l'est dans le MSSM. Cette rencontre des constantes des trois interactions est un argument fort en faveur des théories supersymétriques.

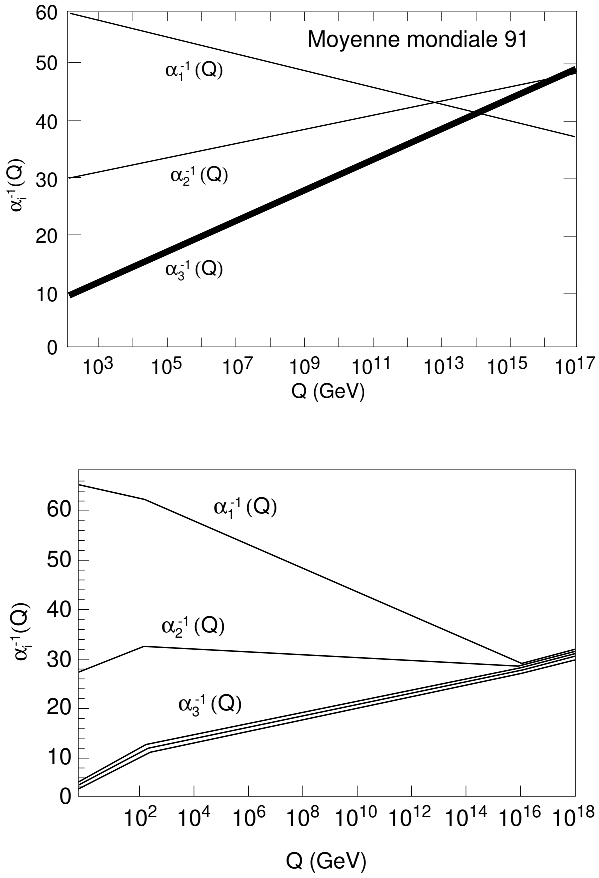


FIG. 1.9 – La figure du haut montre le résultat dans le modèle standard des équations de renormalisation appliquées aux constantes de couplage des trois interactions. La figure du bas montre ces résultats dans le cadre du MSSM. La quantité Q correspond à l'échelle d'énergie.

Cette unification semble avoir lieu à une échelle d'unification M_U de l'ordre de 10^{16} GeV/c^2. On a ainsi :

$$\alpha_1(M_U) = \alpha_2(M_U) = \alpha_3(M_U).$$

De plus, on suppose que :

$$m_{1/2} \equiv M_1(M_U) = M_2(M_U) = M_3(M_U). \tag{1.20}$$

Finalement, le nombre de paramètres libres peut encore être réduit en supposant l'universalité des scalaires et des termes trilinéaires à l'échelle d'unification M_U :

$$\begin{aligned} m_0^2 &\equiv m_{\tilde{q}}^2(M_U) = m_{\tilde{u}}^2(M_U) = m_{\tilde{d}}^2(M_U) = m_{\tilde{l}}^2(M_U) = m_{\tilde{e}}^2(M_U) \\ &= m_{H_1}^2(M_U) = m_{H_2}^2(M_U)\,; \\ A_0 &\equiv A_u(M_U) = A_d(M_U) = A_e(M_U). \end{aligned} \tag{1.21}$$

L'introduction des hypothèses (1.20) et (1.21) conduit au modèle de supergravité minimale, ou *mSUGRA*. Ce modèle ne comporte qu'un très petit nombre de paramètres (en plus de ceux du modèle standard), qui sont :

$$m_{1/2},\ m_0,\ A_0,\ \tan\beta,\ \text{signe}(\mu). \tag{1.22}$$

La valeur de $|\mu|$ est fixée en raison de la brisure de la symétrie électrofaible, comme le montre l'équation (1.19). Les masses et les couplages des superparticules sont uniquement déterminés par ce jeu de paramètres, ce qui fait de mSUGRA une théorie très prédictive.

Le spectre à basse énergie est varié et ne reflète pas les égalités (1.20) et (1.21) à plus haute énergie. Ceci provient des équations du groupe de renormalisation et du fait que les évolutions des masses diffèrent d'une particule à l'autre. Ainsi dans le secteur des jauginos, l'égalité (1.20) devient à basse énergie :

$$M_2(M_Z) = \frac{3}{5}\frac{1}{\tan^2\theta_W}\,M_1(M_Z) = \frac{\alpha}{\alpha_3}\frac{1}{\sin^2\theta_W}M_3(M_Z) = 0{,}82\,m_{1/2}. \tag{1.23}$$

Si on utilise les valeurs $\alpha_3 = 0{,}118$, $\alpha = 1/128$ et $\sin\theta_W = 0{,}23$, on obtient alors approximativement à l'échelle électrofaible :

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

De même, dans le secteur de Higgs, les masses $m_1^2 = m_{H_1}^2 + |\mu|^2$ et $m_2^2 = m_{H_2}^2 + |\mu|^2$ (*cf.* équations (1.18)) vont évoluer avec l'échelle d'énergie. Ces masses vont devenir différentes avec l'évolution, ce qui est important car on a vu dans la section 1.3.3 que la brisure de $SU(2)\times U(1)$ nécessitait $m_1^2 \neq m_2^2$. La masse carrée m_2^2, en raison du couplage élevé du quark t, devient négative à l'échelle M_Z. Cette constatation est fondamentale, car elle permet de donner une explication à la brisure de la symétrie électrofaible. En effet, dans ce modèle, il est inutile de supposer arbitrairement que le potentiel (1.2) possède une forme de "chapeau mexicain" (c'est-à-dire que le terme $-\mu^2$, coefficient de $\Phi^\dagger\Phi$, soit négatif). Cette forme particulière découle naturellement du fait que la masse carrée m_2^2 soit négative à l'échelle électrofaible. Il s'agit de la *brisure radiative de symétrie*.

Un exemple d'évolution des masses avec l'échelle d'énergie est présenté sur la figure 1.10 [22]. Les paramètres choisis sont $m_{1/2} = 250$ GeV$/c^2$, $m_0 = 100$ GeV$/c^2$, $\tan\beta = 3$, $A_0 = 0$ et $\mu < 0$. On constate en particulier que la masse au carré du boson de Higgs devient effectivement négative à l'échelle de M_Z.

Les paramètres utilisés au LEP ainsi que dans cette thèse diffèrent légèrement de (1.22). En effet, le modèle mSUGRA suppose l'universalité des masses des squarks, des sleptons et des bosons de Higgs. Au LEP, la convention consiste à ne pas conjecturer l'universalité de la masse des bosons de Higgs avec la masse des autres scalaires à l'échelle d'unification (les masses des squarks et des sleptons sont par contre toujours supposées égales). Par conséquent, la valeur de $|\mu|$ n'est plus déterminée par la brisure électrofaible : c'est un paramètre libre. Une autre petite différence réside dans le fait que ce n'est pas $m_{1/2} = M_2(M_U)$ qui est utilisé, mais son équivalent

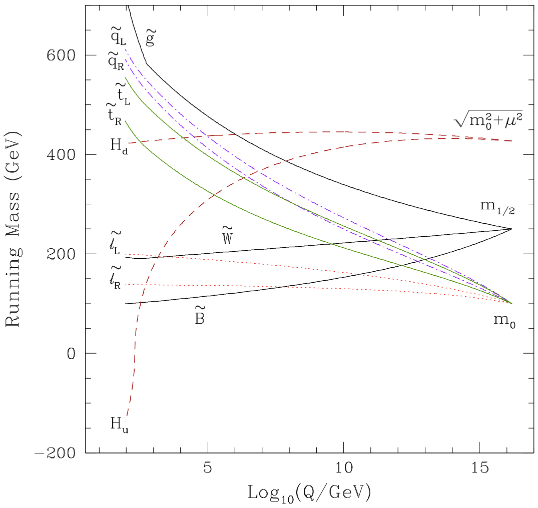


FIG. 1.10 – Évolution des masses des scalaires et des jauginos. Q correspond à l'échelle d'énergie, H_d et H_u correspondent respectivement à H_1 et H_2.

à basse énergie $M_2(M_Z)$, noté M_2. Le jeu de paramètres utilisé dans cette thèse (en plus d'une masse d'un boson de Higgs) se résume donc à :

$$M_2,\ m_0,\ A_0,\ \tan\beta,\ \mu. \tag{1.24}$$

1.5 La R-parité

Dans cette partie, nous allons étudier les termes qui avaient été éliminés du superpotentiel (1.16). Ces termes induisent une phénoménologie radicalement différente de celle du MSSM [23]. Ce sont ces nouvelles topologies qui ont été recherchées pendant cette thèse.

1.5.1 Violation du nombre leptonique et baryonique

Nous avons vu que le superpotentiel le plus général (c'est-à-dire qui respecte la symétrie de jauge, la supersymétrie et la renormalisabilité) avait pour expression :

$$W = W_{MSSM} + W_{\not R_p},$$

avec W_{MSSM} le superpotentiel du MSSM et :

$$W_{\not R_p} = \lambda_{ijk} L_i L_j E^c_k + \lambda'_{ijk} L_i Q_j D^c_k + \lambda''_{ijk} U^c_i D^c_j D^c_k + \mu'_i H_2 L_i, \tag{1.25}$$

où i, j et k sont les indices de famille (avec une sommation sous-entendue sur ces indices). La signification de l'indice $\not R_p$ sera explicitée plus loin. Les couplages de Yukawa λ, λ' et λ'' sont sans dimension, tandis que le paramètre μ' est de la dimension d'une masse. Le terme proportionnel à μ' peut être éliminé du superpotentiel par une rotation adéquate dans l'espace $(H_1,\ L_i)$ [24]. Dans tous le reste de cette thèse, ce terme ne sera donc plus pris en compte.

Dans l'expression (1.25), les indices de $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$ ont été omis. L'invariance de jauge force certains des couplages à être nuls. En effet, l'introduction des indices de $SU(2)_L$ pour le premier terme donne :

$$\lambda_{ijk} L_i L_j E_k^c = \lambda_{ijk} L_i^a L_j^b E_k^c \epsilon_{ab},$$

où ϵ_{ab} est le tenseur antisymétrique de $SU(2)_L$. Ce premier terme est donc antisymétrique dans l'échange de i et j, ce qui signifie $\lambda_{ijk} = -\lambda_{jik}$. Il existe donc 9 constantes de couplage λ. De même, le troisième terme du superpotentiel peut s'écrire :

$$\lambda''_{ijk} U_i^c D_j^c D_k^c = \lambda''_{ijk} U_i^{c\,m} D_j^{c\,n} D_k^{c\,p} \epsilon_{mnp},$$

où ϵ_{mnp} est le tenseur antisymétrique de $SU(3)_C$. Les couplages λ'' sont par conséquent antisymétriques dans l'échange de j et k. Un total de 45 nouvelles constantes de couplage sont ainsi ajoutées par rapport au MSSM (9 couplages λ, 27 couplages λ' et 9 couplages λ'').

À partir du superpotentiel (1.25), il est possible d'écrire le lagrangien associé. On a vu dans la section 1.2.3 que le terme proportionnel à $\theta^\alpha\theta_\alpha$ appartenait au lagrangien, et qu'il était obtenu en utilisant la relation (1.11). Le calcul donne :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\not R_p} = \; & \lambda_{ijk}\left[\widetilde{\nu}_{iL}\,\bar{e}_{kR}\,e_{jL} + \widetilde{e}_{jL}\,\bar{e}_{kR}\,\nu_{iL} + \widetilde{e}^*_{kR}\,\bar{\nu}^c_{iR}\,e_{jL} - (i \longleftrightarrow j)\right] \\
& +\lambda'_{ijk}\left[\widetilde{\nu}_{iL}\,\bar{d}_{kR}\,d_{jL} + \widetilde{d}_{jL}\,\bar{d}_{kR}\,\nu_{iL} + \widetilde{d}^*_{kR}\,\bar{\nu}^c_{iR}\,d_{jL}\right. \\
& \left. -\widetilde{e}_{iL}\,\bar{d}_{kR}\,u_{jL} - \widetilde{u}_{jL}\,\bar{d}_{kR}\,e_{iL} - \widetilde{d}^*_{kR}\,\bar{e}^c_{iR}\,u_{jL}\right] \\
& +\lambda''_{ijk}\left[\bar{u}^c_{iL}\,d_{jR}\,\widetilde{d}_{kR} + \bar{u}^c_{iL}\,\widetilde{d}_{jR}\,d_{kR} + \widetilde{u}_{iR}\,\bar{d}^c_{jL}\,d_{kR} - (j \longleftrightarrow k)\right] \\
& +h.c.
\end{aligned} \tag{1.26}$$

Les couplages entre les particules et les superparticules, explicites dans le lagrangien, sont représentés sur la figure 1.11. La violation du nombre leptonique L et du nombre baryonique B

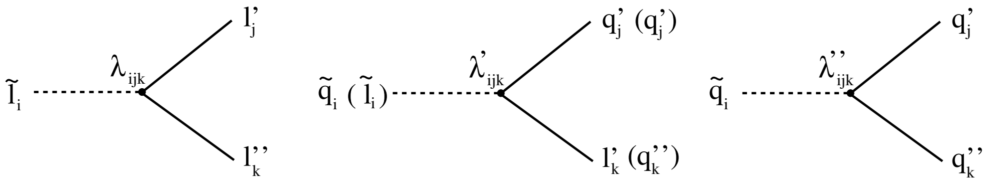


FIG. 1.11 – Les différents couplages intervenant dans le lagrangien (1.26).

apparaît clairement sur les diagrammes de la figure. Par exemple, les termes proportionnels à λ dans le lagrangien font intervenir un slepton et deux leptons. Or les sleptons portent les mêmes nombres quantiques que leurs partenaires, ce qui est vrai en particulier du nombre leptonique (nombre quantique additif). Les couplages en λ font donc intervenir trois particules de nombre leptonique non nul, ce qui conduit à la violation de L. De manière similaire, les couplages λ' s'établissent entre une particule leptonique et deux particules baryoniques : il y a donc également violation du nombre leptonique. Enfin, les couplages λ'' mettent en jeu trois particules de nombre baryonique non nul, ce qui implique la violation de B.

Cette violation de L et B conduit à la désintégration du proton via les couplages λ' et λ''. La figure 1.12 illustre cette désintégration pour le processus $p \longrightarrow e^+\pi^0$.

La limite sur la durée de vie du proton est $\tau(p \longrightarrow e\pi) > 10^{32}$ années [29], ce qui pose des contraintes très fortes sur le produit des couplages $\lambda'\lambda''$ (voir la section 4.4 du chapitre 4) :

$$\lambda'\lambda'' < 10^{-9}. \tag{1.27}$$

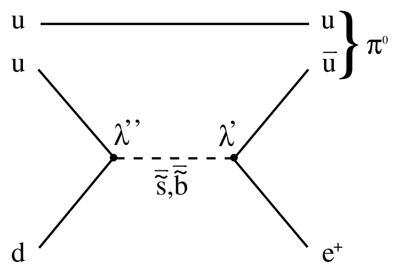


FIG. 1.12 – Désintégration du proton via les constantes de couplage λ' et λ''.

Dans le MSSM, de façon à éviter la désintégration du proton, une nouvelle symétrie discrète, la *R-parité*, contraint les couplages λ, λ' et λ'' à être nuls. Nous verrons cependant dans les parties suivantes que cette symétrie n'est pas indispensable.

1.5.2 R-symétrie et R-parité

La R-symétrie

La R-symétrie a été introduite en 1975 [25] dans le but d'éviter la violation du nombre leptonique et du nombre baryonique, et donc d'éliminer tous les termes du superpotentiel (1.25). La R-symétrie est la seule symétrie interne globale (non triviale) qui puisse être ajoutée à l'algèbre de supersymétrie[20], et ses générateurs R obéissent à :

$$\begin{aligned} [Q_\beta, R] &= Q_\beta\,; \\ \left[\bar{Q}^{\dot\beta}, R\right] &= -\bar{Q}^{\dot\beta}. \end{aligned}$$

L'action de cette symétrie globale sur les superchamps chiraux Φ et vectoriels V s'écrit[21] :

$$\begin{aligned} R\,\Phi_i(x,\theta) &= e^{2ir_i\alpha}\Phi_i(x,\theta e^{-i\alpha})\,; \\ R\,\Phi_i^\dagger(x,\bar\theta) &= e^{-2ir_i\alpha}\Phi_i^\dagger(x,\bar\theta e^{i\alpha})\,; \\ R\,V(x,\theta,\bar\theta) &= V(x,\theta e^{-i\alpha},\bar\theta e^{i\alpha})\,; \end{aligned}$$

où r_i est la R-charge de Φ_i. Cette R-symétrie, suivant les valeurs de r_i, permet d'éliminer partiellement ou totalement les termes de (1.25).

Afin de déterminer les termes du superpotentiel qui seront invariants sous cette R-symétrie, nous allons déterminer quelle est la R-charge du superpotentiel. Par définition, il faut que le lagrangien soit invariant sous la R-symétrie. Celui-ci a pour expression (*cf.* la relation (1.10)) :

$$\mathcal{L}_W = \int d^2\theta\, W(\Phi_i(x,\theta)).$$

La transformation de ce lagrangien sous la R-symétrie est :

$$R\left[\int d^2\theta\, W(\Phi(x,\theta))\right] = \int d^2\theta\, e^{2ir_W\alpha}\, W(\Phi_i(x,\theta e^{-i\alpha})),$$

[20] Cette remarque n'est valable que dans le cas d'une supersymétrie simple (un seul générateur de supersymétrie).

[21] On rappelle que les résultats de la section 1.2.2 montraient que le superchamp chiral gauche Φ ne dépendait pas de $\bar\theta$.

où r_W est la R-charge du superpotentiel (qui dépend des R-charges des différents superchamps). On peut effectuer un changement de variable, et utiliser les propriétés des variables de Grassmann pour obtenir :

$$\theta' = e^{-i\alpha}\theta \Longrightarrow d^2\theta' = e^{2i\alpha}d^2\theta.$$

Ce changement de variable conduit à :

$$R\left[\int d^2\theta\, W(\Phi(x,\theta))\right] = \int d^2\theta'\, e^{-2i\alpha}e^{2ir_W\alpha}\, W(\Phi_i(x,\theta')).$$

Le lagrangien doit être invariant sous cette R-symétrie, ce qui implique que le membre de droite soit égal au membre de gauche contenu entre les crochets. Par conséquent, la R-charge associée au superpotentiel vaut $r_W = 1$.

Étudions maintenant le cas particulier d'une R-symétrie définie par :

$$\begin{array}{rcll} R\,\Phi_i(x,\theta) & = & e^{i\alpha}\Phi_i(x,\theta e^{-i\alpha}) & \text{pour } \Phi_i = Q, U^c, D^c, L, E^c \quad (r_i = 1/2)\,; \\ R\,\Phi_i(x,\theta) & = & \Phi_i(x,\theta e^{-i\alpha}) & \text{pour } \Phi_i = H_1, H_2 \quad (r_i = 0)\,; \\ R\,V(x,\theta,\bar\theta) & = & V(x,\theta e^{-i\alpha},\bar\theta e^{i\alpha}). & \end{array}$$

Il est ensuite simple de vérifier l'invariance sous cette R-symétrie des termes du superpotentiel (sachant que les termes sont invariants si leur R-charge vaut 1) :

$$\begin{array}{rcll} QH_2U^c, QH_1D^c, LH_1E^c & : & r = 1/2+0+1/2 = 1 & \Longrightarrow \text{invariants}\,; \\ H_1H_2 & : & r = 0+0 = 0 & \Longrightarrow \text{non invariant}\,; \\ LLE^c, QD^cL, U^cD^cD^c & : & r = 1/2+1/2+1/2 = 3/2 & \Longrightarrow \text{non invariants}\,; \\ H_2L & : & r = 0+1/2 = 1/2 & \Longrightarrow \text{non invariant.} \end{array}$$

Ainsi le MSSM avec $\mu = 0$ est R-symétrique, et les termes violant L et B sont automatiquement éliminés.

Il est important de noter que ce cas particulier n'est qu'un exemple de R-symétrie, et que plusieurs solutions sont également envisageables.

De la R-symétrie à la R-parité

Deux problèmes se posent quand les R-symétries sont imposées au lagrangien supersymétrique. Tous deux sont liés à la brisure de la supersymétrie.

D'une part, les R-symétries n'autorisent pas les termes de brisure douce donnant la masse aux jauginos. Ceci n'est pas un problème pour les jauginos de type $\widetilde{B}$ et $\widetilde{W}$ car le mélange avec les higgsinos leur permet d'acquérir une masse. Cependant, le gluino $\widetilde{g}$ ne se mélange pas avec les higgsinos et reste donc de masse nulle, ce qui est en contradiction avec les données expérimentales.

D'autre part, dans les modèles de supergravité, le gravitino acquiert une masse après brisure de la supersymétrie. Or on peut montrer que le terme de masse pour le gravitino est interdit par les R-symétries. La supergravité et les R-symétries semblent donc inconciliable.

Ainsi les R-symétries ne sont pas compatibles avec la masse du gluino et du gravitino. Pour résoudre ce problème, il est nécessaire de rendre la R-symétrie discrète. Par exemple, le choix $\alpha = \pi$ dans le cas particulier de la R-symétrie étudiée plus haut donne :

$$\begin{array}{rcll} R\,\Phi_i(x,\theta) & = & -\Phi_i(x,-\theta) & \text{pour } \Phi_i = Q, U^c, D^c, L, E^c \quad (r_i = 1/2)\,; \\ R\,\Phi_i(x,\theta) & = & \Phi_i(x,-\theta) & \text{pour } \Phi_i = H_1, H_2 \quad (r_i = 0)\,; \\ R\,V(x,\theta,\bar\theta) & = & V(x,-\theta,-\bar\theta). & \end{array}$$

Cette symétrie discrète est appelée *R-parité* [22]. Elle correspond à une symétrie résiduelle d'une R-symétrie après la brisure de la supersymétrie, et peut être également vue comme une transformation géométrique dans le superespace avec $\theta \longrightarrow -\theta$ (réflexion).

Cette symétrie autorise les termes de masse pour le gluino et pour le gravitino. Tous les termes du superpotentiel (1.25) coefficients de λ, λ', λ'' et μ' sont alors éliminés, et la conservation de L et de B est assurée.

En développant les superchamps chiraux Φ_i suivant la formule (1.9), on peut trouver les transformations sur les champs plutôt que sur les superchamps. Ainsi, sous la R-parité, les champs des particules standard se transforment avec un facteur $+1$ et les champs des particules supersymétriques avec un facteur -1. Ce nouveau nombre quantique, noté R_p, est multiplicatif. Par exemple, le diagramme de gauche de la figure 1.11 ne conserve pas la R-parité : la superparticule en entrée possède une R-parité de -1, tandis que les deux particules de sortie possèdent une R-parité chacune égale à 1, ce qui donne $-1 \neq (+1) \times (+1)$.

La R-parité est étroitement liée aux nombres leptonique L et baryonique B. La relation entre B, L et le spin S est :

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

Cette expression provient de l'observation que toutes les particules du modèle standard vérifient $(-1)^{3B+L} = (-1)^{2S}$, ce qui revient à la constatation que, parmi les particules élémentaires connues, seuls les fermions portent un nombre leptonique ou baryonique. Dans le MSSM, ce n'est plus le cas puisque certains bosons (les sleptons et les squarks) possèdent un nombre leptonique ou baryonique non nul.

Dans le MSSM, la R-parité est imposée “à la main”, ce qui permet de s'affranchir de la violation de L et de B. On parle alors du *MSSM avec conservation de la R-parité*. Dans le cas inverse, les termes (1.25) sont autorisés dans le superpotentiel[23]. En fait, ceux-ci ne modifient ni la nature des superparticules, ni leur spectre, ni même le jeu de paramètres supersymétriques. On peut donc parler de *MSSM avec violation de la R-parité*. La violation de la R-parité est notée $\not{R}_p$.

Lequel de ces deux scénarios est le mieux justifié au niveau phénoménologique et théoriquement ? Existe-t-il des motivations profondes pour choisir l'un ou l'autre ? La section suivante tente de donner une réponse à ces questions.

1.5.3 Motivations pour la violation ou la conservation de la R-parité

L'introduction de ce nouveau nombre quantique R_p a été motivée principalement par la volonté d'interdire une désintégration rapide du proton. Dans le cadre de la violation de la R-parité, une désintégration trop rapide peut également être évitée. Plusieurs solutions sont envisageables :

- tous les couplages λ' sont nuls ;
- tous les couplages λ'' sont nuls ;
- un seul des 45 couplages est non nul ou non négligeable.

D'autre part, la violation de L et B ne conduit pas à des problèmes insolubles. Ces nombres quantiques ne reposent pas sur une symétrie fondamentale du modèle standard, ce sont des

[22] Il est important de noter que ce n'est pas la seule symétrie discrète possible.

[23] Ces termes induisent une brisure *explicite* de la R-parité. Il existe une autre possibilité : cette brisure peut être générée *spontanément*. Ceci est réalisé à condition de donner une valeur moyenne dans le vide non nulle à un des sneutrinos ($<\widetilde{\nu}>\neq 0$) [26].

symétries accidentelles de la théorie (conséquences de la renormalisabilité et de la symétrie de jauge). Par ailleurs, la plupart des modèles au-delà du modèle standard prévoient une violation de L et B (comme par exemple les modèles de grande unification). La non-observation au niveau expérimental de ces violations n'est pas une preuve de leur inexistence.

En conclusion, au niveau phénoménologique, la possibilité d'une violation de la R-parité ne peut pas être écartée.

Un argument peut plaider en faveur des modèles avec R-parité violée : ceux-ci permettent de générer une masse aux neutrinos. En effet, les résultats expérimentaux récents montrent que ces particules semblent posséder une masse. Dans les modèles supersymétriques, la violation de la R-parité peut donner une contribution à la masse des neutrinos. Plusieurs mécanismes sont alors envisageables, comme par exemple un mélange neutrino-zino via une valeur moyenne dans le vide non nulle des sneutrinos ou encore par l'intermédiaire de boucles de fermions et de sfermions provenant des termes proportionnels à λ et λ' [27].

Au niveau théorique, aucun des modèles les plus généraux ne conduisent à une conclusion claire quant à la violation ou la conservation de la R-parité. Ni les modèles de grande unification, qui ont pour but d'unifier les interactions electromagnétique, faible et forte, ni les théories des cordes ne permettent de trancher en faveur de l'une ou l'autre des hypothèses.

Puisque aucune hypothèse n'est favorisée, *les deux cas doivent être étudiés et recherchés* au sein des détecteurs actuels. De nombreuses recherches expérimentales ont été effectuées au niveau du MSSM avec R-parité conservée. La R-parité violée est au contraire un sujet d'étude plus récent, bien que, comme on l'a vu, rien ne justifie la négligence de ces canaux.

Dans cette thèse, on supposera que la R-parité est violée. La phénoménologie par rapport au MSSM avec conservation de la R-parité est modifiée de façon importante et de nouvelles topologies sont attendues.

1.5.4 Phénoménologie de la violation de la R-parité

Conséquences

Dans le MSSM avec R-parité conservée, les seuls vertex envisageables à trois particules sont les vertex possédant trois particules standard (la R-parité est conservée, puisque $1 \times 1 = 1$) et les vertex contenant deux superparticules et une particule standard (car $(-1) \times (-1) = 1$). Deux conséquences importantes résultent de cette observation : les particules supersymétriques ne peuvent être créées que par paire et la particule supersymétrique la plus légère (ou *LSP*, pour *Lightest Supersymmetric Particle*) est stable. Du fait de cette dernière propriété, la LSP est un bon candidat pour la matière cachée de l'univers. Les contraintes cosmologiques interdisent à la LSP d'être chargée ou colorée. La stabilité et la neutralité de la LSP conduisent à des recherches de topologies avec énergie manquante dans les détecteurs.

Dans le MSSM avec violation de la R-parité, ces conclusions ne sont plus vraies. Les conséquences de la R-parité violée sont alors :

- une particule supersymétrique peut être créée à partir de la collision de deux particules standard, et peut donc être produite aux accélérateurs actuels : il s'agit de la production résonante de superparticules ;

- la LSP peut se désintégrer en particules standard, et par conséquent n'est plus stable : ce n'est plus un possible candidat pour la matière noire ;
- aucune contrainte ne peut être posée sur la couleur ou la charge de la LSP ;
- La LSP peut se désintégrer dans le détecteur (suivant les valeurs des constantes de couplage λ, λ' et λ'').

Hypothèses de recherche

Les 45 nouvelles constantes de couplage donnent lieu à une large variété de nouvelles topologies. Une méthode systématique doit être employée pour la recherche expérimentale.

Tout d'abord, dans la deuxième partie de cette thèse, il sera supposé que seuls les couplages λ''_{ijk} sont non nuls ou non négligeables. Cette hypothèse se justifie grâce à la limite obtenue sur la durée de vie du proton (limite sur les produits $\lambda\lambda''$ et $\lambda'\lambda''$). En effet, la seule explication naturelle d'une telle limite est qu'au moins l'un des couplages de ces produits soit nul[24]. Cette supposition mènera à la recherche d'états finals possédant un grand nombre de quarks. La phénoménologie complète de ces états est traitée dans le chapitre 4.

Enfin, dans la troisième partie de cette thèse, on supposera que seuls les couplages λ'_{ijk} sont non négligeables. Cette hypothèse conduit à l'observation possible d'états finals avec changements de saveur fortement défavorisés dans les collisions électrons-positons, et en particulier à la production d'un quark t accompagné d'un quark léger. Cette étude est discutée dans le chapitre 7.

1.6 Points forts et points faibles des modèles supersymétriques

La supersymétrie a été introduite, entre autre, dans le but de résoudre les problèmes posés par le modèle standard. Après avoir passé en revue les propriétés du MSSM et de mSUGRA, nous allons tirer un bilan des questions auxquelles répondent ou ne répondent pas ces modèles et des nouvelles interrogations qu'ils génèrent.

Les points forts des modèles supersymétriques sont les suivants :

- la supersymétrie est la seule extension possible des symétries de l'espace-temps ;
- la gravité est automatiquement décrite quand la supersymétrie est rendue locale ;
- la supersymétrie est indispensable pour construire les théories des cordes et la M-théorie (modèles qui nécessitent des dimensions supplémentaires) ;
- l'introduction des superparticules permet d'annuler les divergences quadratiques des scalaires ;
- les constantes de couplage de l'interaction électromagnétique, faible et forte se rencontrent à une énergie commune, ce qui donne l'espoir d'unifier ces trois forces ;
- la brisure de la symétrie électrofaible trouve une explication naturelle (elle est reliée au fait que le couplage de Yukawa du quark t soit élevé) ;
- la superparticule la plus légère est un très bon candidat pour la matière noire (si la R-parité est conservée ou si les couplages λ, λ' et λ'' sont pratiquement négligeables) ;
- la supersymétrie permet d'expliquer l'asymétrie de baryons dans l'univers (grâce à des contributions supplémentaires à la violation de CP [32]).

[24] Il existe également des symétries discrètes, non abordées dans cette thèse, qui suppriment les termes $L_iL_jE^c_k$ et $L_iQ_jD^c_k$ du superpotentiel tout en conservant le terme $U^c_iD^c_jD^c_k$. Il s'agit de la parité leptonique [28].

Dans la section 1.1.6, nous avions vu une liste des questions auxquelles devait répondre une théorie au-delà du modèle standard. La supersymétrie a apporté des réponses, mais elle laisse encore quelques interrogations fondamentales en suspens. Par exemple, elle n'explique pas la masse très faible des neutrinos, la disparité des couplages de Yukawa, la structure en famille, la symétrie structurelle entre quarks et leptons ou le choix du groupe de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. On peut également noter que la supersymétrie n'apporte pas de solution au problème du nombre de paramètres libres.

En plus de ces problèmes non résolus, la supersymétrie soulève des nouvelles difficultés. En voici un aperçu :

- la supersymétrie à basse énergie repose sur une particule à ce jour encore hypothétique : le boson de Higgs ;
- ce modèle ajoute un grand nombre de nouvelles particules dont aucune n'a encore été observée à ce jour ;
- le principe du mécanisme de la brisure de supersymétrie est très mal connu théoriquement ;
- la supersymétrie prévoit des changements de saveur en quantité trop importante [33].

La supersymétrie possède de nombreux avantages et répond à des questions fondamentales. Elle donne l'espoir d'unifier les quatre forces fondamentales et ainsi de faire un pas de géant sur le chemin de la connaissance. Il apparaît cependant clairement que celle-ci n'est pas la théorie ultime, mais sans aucun doute constitue-t-elle un ingrédient indispensable à un modèle plus complet de la nature.

Conclusion

Le modèle standard décrit de façon satisfaisante les observables aux énergies accessibles actuellement, mais certaines faiblesses laissent penser qu'une nouvelle théorie est indispensable à plus haute énergie. En particulier, l'existence du boson de Higgs entraîne des divergences quadratiques qui nécessitent un ajustement fin des paramètres. La supersymétrie, qui associe bosons et fermions, résout ce problème, à condition que les nouvelles particules aient une masse inférieure à une échelle de l'ordre du TeV/c^2. Cette symétrie supplémentaire de l'espace-temps est la seule qui puisse être ajoutée à celles existant dans le modèle standard. La supersymétrie doit être brisée pour expliquer la non-observation des superparticules. Malheureusement le mécanisme de brisure est difficile à comprendre théoriquement, et de nombreux paramètres inconnus doivent être inclus dans le lagrangien supersymétrique. Le MSSM, qui est le modèle supersymétrique le plus simple, contient ainsi plus de 100 paramètres libres. La supersymétrie peut être rendue locale et incorpore alors la gravitation. Dans ces modèles de supergravité, la brisure de supersymétrie est mieux comprise, et, aux prix de quelques hypothèses supplémentaires, le nombre de paramètres libres peut être diminué.

Une nouvelle symétrie interne, la R-parité, est introduite dans le MSSM pour supprimer des termes qui apparaissent naturellement dans le superpotentiel. Dans cette thèse, cette symétrie sans véritable justification théorique n'est pas utilisée : on parle alors de violation de la R-parité. Pour éviter la désintégration du proton, seul un type de constante de couplage sera supposé non nul. Dans la deuxième partie de cette thèse, les couplages λ''_{ijk} seront étudiés. Des topologies nouvelles sont alors attendues : les événements recherchés contiendront un grand nombre de quarks dans l'état final. Dans la dernière et troisième partie de cette thèse, seuls les couplages λ'_{ijk} seront considérés non nuls. Cette hypothèse autorise en particulier la production d'un quark t associé avec un quark u ou c.

Chapitre 2

Outils expérimentaux

Dans ce chapitre, nous présentons les outils expérimentaux nécessaires à la recherche de particules supersymétriques. Cette thèse a utilisé les données enregistrées par le détecteur DELPHI situé sur l'anneau de collision e^+e^- du LEP. Ces deux appareillages seront décrits dans les deux premières sections. En particulier, nous détaillerons les différents sous-détecteurs de DELPHI qui ont tous une importance dans la caractérisation des événements multijets. Ensuite, nous traiterons de la génération des événements physiques et de la façon dont l'interaction de ces événements avec le détecteur est simulée, ainsi que des moyens mis en œuvre pour reconstruire l'énergie et la direction des particules détectées. Enfin, nous décrirons les étapes indispensables à l'analyse des événements : la sélection de traces, la mesure du flux d'énergie dans le détecteur et l'ajustement cinématique.

2.1 Le LEP

2.1.1 Généralités

Le LEP (*Large Electron Positron Collider*) est un collisionneur e^+e^- circulaire situé sur les installations du CERN près de Genève (figure 2.1). Sa circonférence de 27 kilomètres en fait l'accélérateur le plus grand du monde. Les premières collisions ont été enregistrées en 1989 par les quatre expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL. Après onze années de service, le démantèlement du LEP a débuté en novembre 2000.

Dans une première phase appelée LEPI, l'accélérateur était prévu pour étudier les propriétés du boson Z avec une énergie dans le centre de masse de 91 GeV. Plus de quatre millions de Z ont été produits dans chaque expérience, ce qui a permis par exemple la mesure très précise de sa masse ou la détermination du nombre de neutrinos. La seconde phase, LEPII (ou LEP200), correspond à une montée en énergie progressive destinée à rechercher des signatures de nouvelles particules et à étudier le boson W. L'énergie dans le centre de masse était de 130 GeV en 1995, et a atteint 209 GeV en 2000.

La luminosité intégrée a pour expression :

$$\mathcal{L} = \frac{f N_p N_+ N_-}{4\pi\sigma_x\sigma_y},$$

où f est la fréquence de rotation des particules, N_p le nombre de paquets, $N_\pm$ le nombre d'électrons et de positons par paquet et $\sigma_{x,y}$ la section horizontale et verticale du faisceau. Pour l'année 2000, la fréquence f était de 11 200 cycles par seconde (ce qui correspond à une vitesse

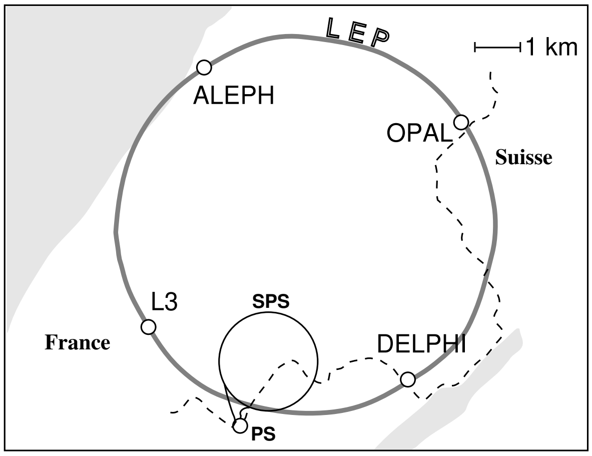


FIG. 2.1 – L'accélérateur LEP, enfoui à 100 mètres de profondeur, et les quatre expériences situées à équidistance sur l'anneau. Le PS et le SPS sont des accélérateurs chargés de l'injection des électrons et des positons dans l'anneau du LEP.

$v_{\pm} = c - 0{,}035$ km/h). Quatre paquets d'électrons et de positons circulaient dans le LEP, à raison de $3{,}5.10^{11}$ particules par paquet. La section transversale du faisceau valait 110 μm horizontalement et 5 μm verticalement pour l'année 2000. La luminosité instantanée était donc typiquement de l'ordre de $0{,}8.10^{32}$ cm^{-2}.s^{-1}. Malgré ce grand nombre de particules et de croisements, seulement quelques collisions étaient enregistrées par seconde. La figure 2.2 présente la luminosité intégrée fournie par le LEP année par année. En 2000, la montée en énergie s'est faite au détriment de la luminosité, même si celle-ci reste meilleure qu'en 1998.

Le tableau 2.1 résume la progression de l'énergie dans la phase LEP200, ainsi que la luminosité intégrée collectée par DELPHI au cours des années. Cette thèse a commencé en 1998 : le tableau 2.2 et la figure 2.3 présentent les énergies de 189 à 209 GeV et les luminosités correspondantes (le choix des intervalles d'énergie pour l'année 2000 sera justifié par une figure dans les pages qui suivent). Une luminosité intégrée de 608 pb^{-1} a été disponible pour l'étude de signaux supersymétriques. Il faut également noter que chaque année le LEP fonctionnait pendant quelques jours à une énergie de 91 GeV (à la résonance du boson Z), ce qui permettait d'étalonner précisément les sous-détecteurs. Ces données seront également utilisées dans cette thèse.

Année	1995	1996	1997	1998	1999	2000
$\sqrt{s}$ (GeV)	130 ; 136	161 ; 172	183	189	192-202	200-209
$\mathcal{L}_{totale}$ (pb^{-1})	6	20	54	158	226	224
$\mathcal{L}_{moyenne/jour}$ (pb^{-1})	0,23	0,17	0,66	1,16	1,35	1,07

TAB. 2.1 – Énergie fournie par le LEP et luminosité intégrée collectée au total et par jour par le détecteur DELPHI de 1995 à 2000.

Le LEP étant circulaire, les particules accélérées perdent de l'énergie par rayonnement synchrotron. La perte par tour est :

$$U \propto \frac{E^4}{m^4 R},$$

où E est l'énergie de la particule, m sa masse et R le rayon de courbure de l'anneau. À 104 GeV

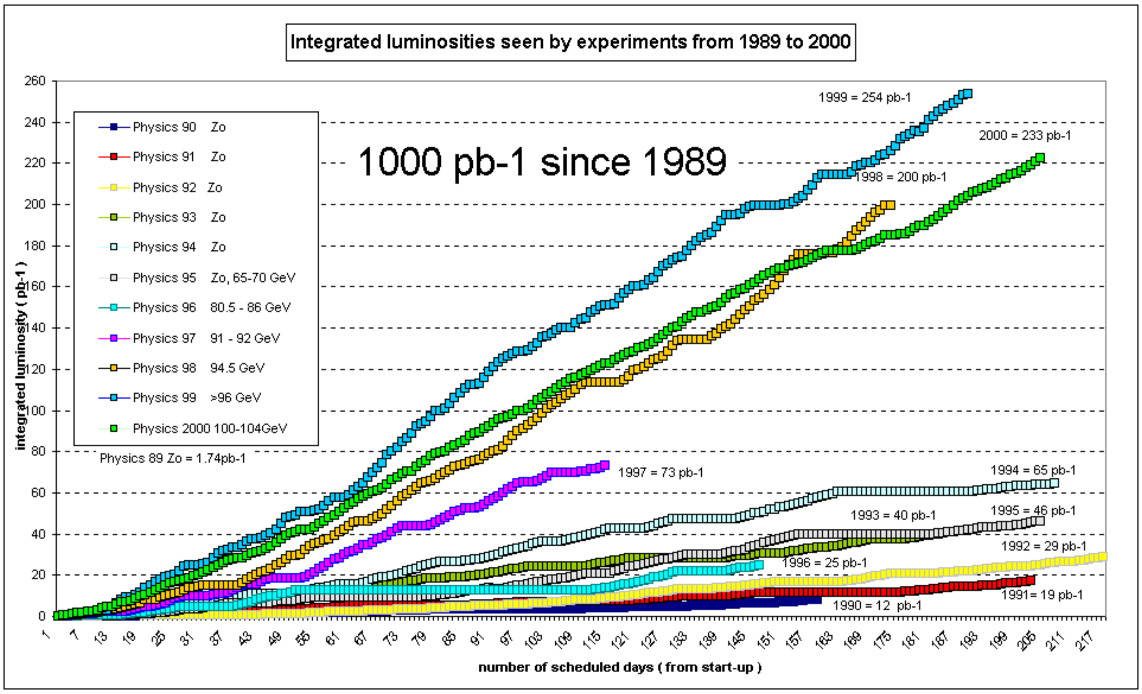


FIG. 2.2 – Luminosité intégrée fournie par le LEP de 1989 à 2000 en fonction du nombre de jours pendant lequel l'accélérateur était en fonctionnement.

$\sqrt{s}$ (GeV)	189	192	196	200	202
$\mathcal{L}_{totale}$ (pb^{-1})	158	25,8	76,4	83,3	40,6

200-204,5	204,5-205,5	205,5-207,1	207,1-209
8,2	75,7	130,4	9,7

TAB. 2.2 – Détail de l'énergie fournie par le LEP et des luminosités intégrées collectées de 1998 à 2000.

par faisceau, les particules perdent à chaque tour plus de 3 GeV. Des cavités radio-fréquence, qui accélèrent en permanence les particules, sont utilisées pour compenser ce rayonnement synchrotron. En raison de cette perte d'énergie par tour, le LEP sera sans doute le dernier des grands accélérateurs circulaires d'électrons.

2.1.2 Stratégie pour l'année 2000

Pour sa dernière année de service, l'accélérateur a été optimisé de façon à atteindre l'énergie la plus élevée avec une luminosité acceptable. Ainsi presque 10 pb^{-1} ont été accumulés à une énergie proche de 208 GeV. Cet objectif répondait à un impératif : aller le plus haut possible en énergie pour une éventuelle découverte du boson de Higgs ou du chargino (sachant que 10 pb^{-1} sont au moins nécessaires pour une observation du chargino). Pour atteindre ce but, la stratégie choisie par les opérateurs du LEP était d'utiliser ce que l'on appelle des *mini-ramps*. Les *mini-ramps* consistent en une augmentation de l'énergie des faisceaux durant la période de prise de données, ou *fill*. Ces augmentations sont conditionnées par les klystrons utilisés par les cavités radio-fréquence (un klystron a pour rôle de fournir l'énergie aux particules). Ces klystrons ont une probabilité importante de disjoncter et d'être indisponibles pendant 2 ou 3 minutes

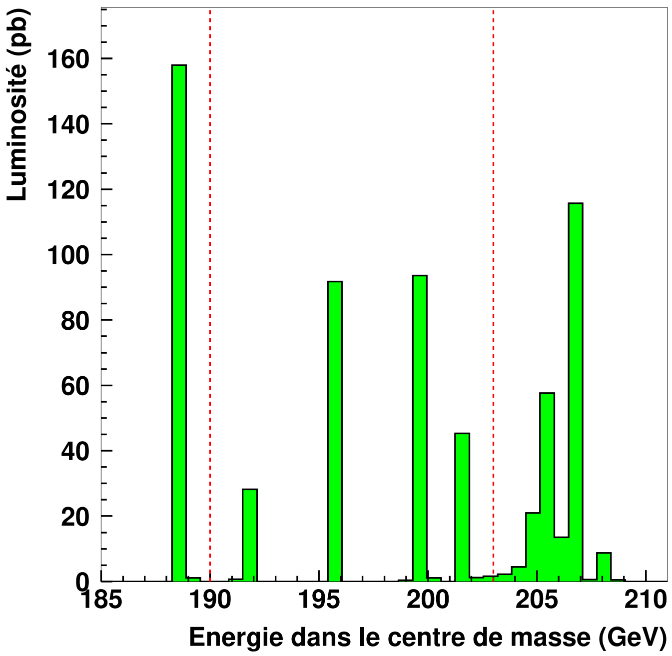


Fig. 2.3 – Luminosité intégrée enregistrée dans DELPHI en fonction de l'énergie dans le centre de masse de 1998 à 2000. Les lignes verticales séparent les trois années de prise de données.

(un klystron disjoncte en moyenne toutes les 14 minutes). Le LEP étant à la limite de ses possibilités, les klystrons de marge sont peu nombreux. Les *mini-ramps* prennent cette limitation en compte, et se déroulent en trois étapes pour accumuler de la luminosité. La figure 2.4 détaille un exemple typique d'un *fill* en 2000. Deux klystrons de marge sont disponibles pendant la première étape, ce qui permet d'accumuler de la luminosité, tandis que la dernière étape se déroule sans klystron de marge, ce qui explique que la luminosité collectée soit moindre à haute énergie. Contrairement aux années précédentes, les *fills* prennent fin en raison de la limitation des cavités radio-fréquence. La durée de ces *fills* est donc relativement courte. Pour garder une bonne efficacité, il a été nécessaire de réduire la période entre ces *fills* : le temps de remplissage moyen du LEP est ainsi passé de 110 minutes en 1998 à 69 minutes en 2000. La figure 2.5 illustre une journée typique de prise de données. La baisse de la luminosité durant un *fill* est principalement causée par la réduction au cours du temps du nombre de particules dans les paquets.

La figure 2.6 présente la luminosité intégrée en 2000 en fonction de l'énergie de la collision. On constate en particulier que le LEP a accumulé des données autour de trois valeurs principales : 205, 206,5 et 208 GeV.

22 GeV — Injection dans le LEP des électrons et des positons provenant de l'anneau SPS

↓

102 GeV — Réglage de l'orbite, mise en collision

↓

102,7 GeV — Production de luminosité avec 2 klystrons de marge, non limitée dans le temps

↓

103,4 GeV — Production de luminosité avec 1 klystron de marge, durée moyenne : 1,5 heure

↓

104,1 GeV — Production de luminosité sans klystron de marge, durée moyenne : 14 minutes

FIG. 2.4 – Déroulement typique en 2000 d'un *fill*. Les flèches représentent le processus d'accélération des particules.

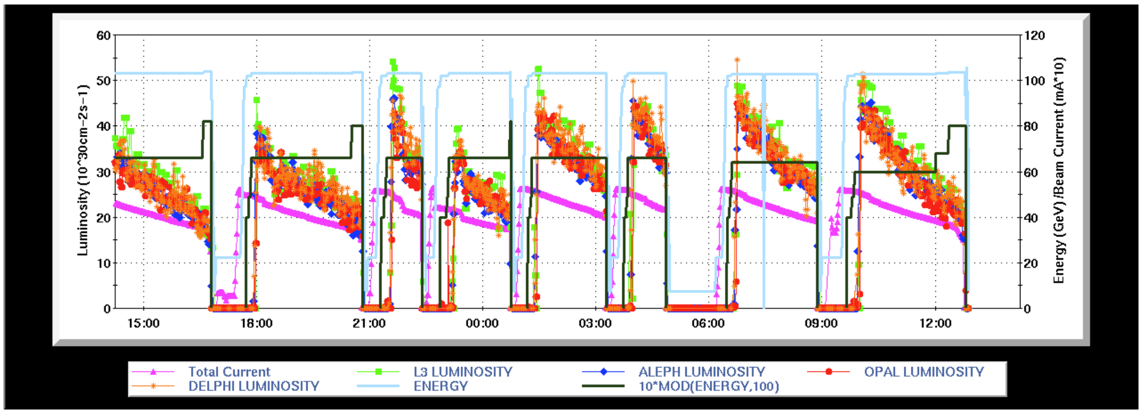


FIG. 2.5 – Luminosité intégrée pour les quatre expériences et courant dans le LEP au cours du temps. Les *mini-ramps* sont visibles également sur la figure.

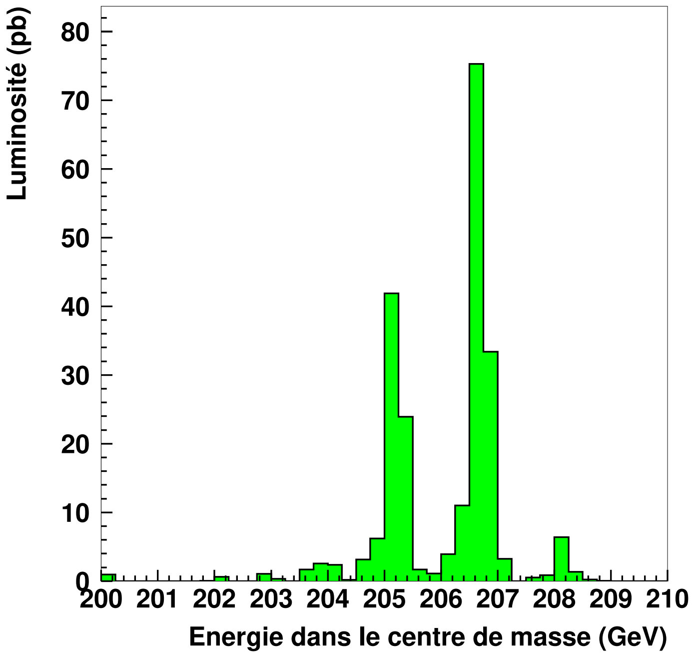


FIG. 2.6 – Luminosité intégrée enregistrée dans DELPHI en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour l'année 2000.

2.2 Le détecteur DELPHI

DELPHI (*DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification*) est un des quatre détecteurs du LEP ayant pour but d'étudier les collisions e^+e^-. Il permet la détermination précise de la trajectoire des particules, la mesure de leur énergie et de leur quantité de mouvement, ainsi que l'identification de ces particules. Il est composé d'une vingtaine de sous-détecteurs qui tous ont une tâche déterminée. Le détecteur est organisé en deux parties : une région cylindrique et deux bouchons (voir la figure 2.7). La partie cylindrique couvre un domaine angulaire $40° < \theta < 140°$. DELPHI mesure une longueur de 10 mètres et pèse 3 500 tonnes.

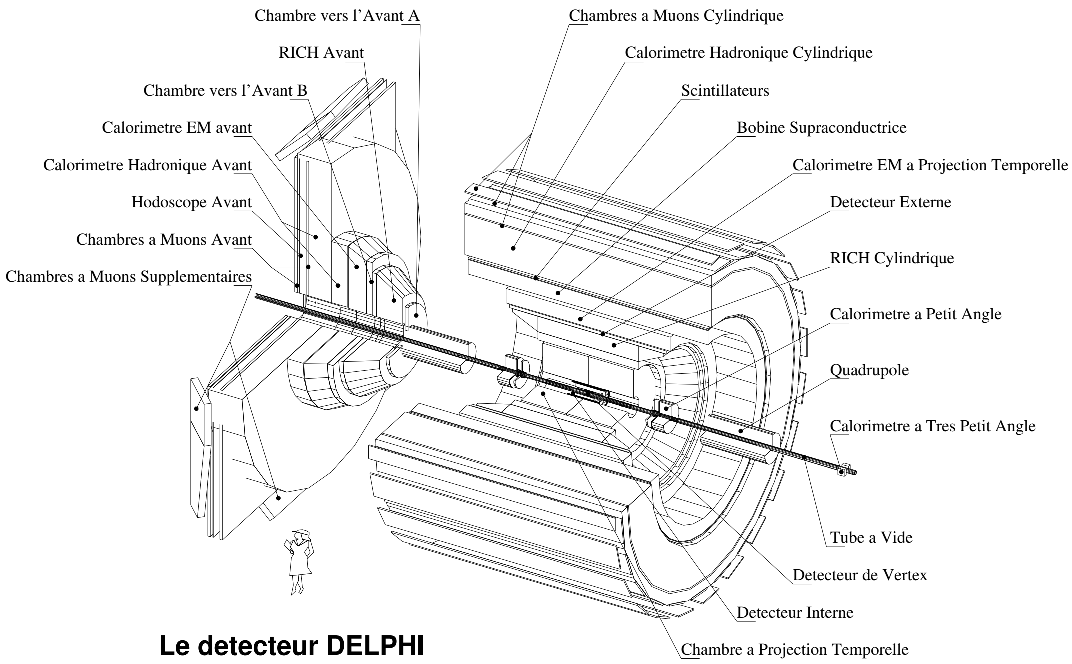


FIG. 2.7 – Vue éclatée du détecteur DELPHI.

Les sous-détecteurs sont basés sur les principes de détection suivants : la création de paires électron-trou, l'ionisation, la scintillation et l'effet Tchérenkov. Les détecteurs les plus proches du point d'interaction sont constitués de peu de matière de façon à ne pas faire perdre trop d'énergie aux particules qui les traversent. Ce sont des détecteurs de traces dont le but est de mesurer la trajectoire des particules chargées. Un champ magnétique de 1,23 Teslas permet de déterminer la quantité de mouvement de ces particules. Plus loin par rapport au point d'interaction sont utilisés les calorimètres électromagnétiques et hadroniques qui effectuent une mesure destructive de l'énergie des particules. Enfin, les détecteurs à muons constituent la dernière couche.

Les seules particules susceptibles d'être détectées directement sont les électrons, les photons, les protons, les pions chargés, les kaons et les muons. Les électrons et les photons sont arrêtés par le calorimètre électromagnétique, les protons, les pions et les kaons sont stoppés dans le calorimètre hadronique et les muons atteignent et traversent le détecteur de traces de la couche la plus externe.

Le système de coordonnées de DELPHI est représenté sur la figure 2.8. L'axe des z est orienté suivant la direction de l'électron, l'axe des x est dirigé vers le centre du LEP et l'axe y pointe verticalement. Le système de coordonnées cylindrique équivalent (R, θ, Φ) est montré sur la même figure.

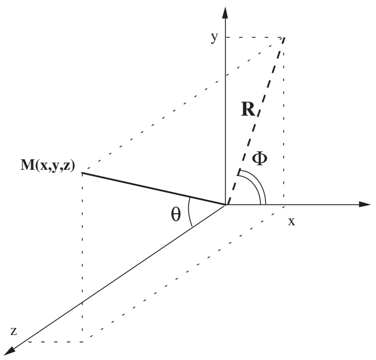


FIG. 2.8 – Repères cartésien et cylindrique utilisés dans DELPHI.

Les événements étudiés dans cette thèse font intervenir pratiquement tous les sous-détecteurs. Les détecteurs de traces aussi bien que les calorimètres électromagnétiques et hadroniques participent à la mesure de l'énergie totale et de la direction des particules de l'événement. Nous allons maintenant décrire brièvement ces sous-détecteurs. Une description plus précise peut être trouvée dans les références [34].

2.2.1 Les détecteurs de traces

Le détecteur de vertex

Le détecteur de vertex (ou VD pour *Vertex Detector*) permet une détermination très précise des trajectoires proches du point de collision. Il est notamment possible de détecter la désintégration des particules à courte durée de vie (de l'ordre de quelques picosecondes) en extrapolant les traces vers le point d'interaction. Cette propriété est de première importance dans l'étiquetage des quarks b, essentiel à la recherche du boson de Higgs. Cet étiquetage est également utilisé dans cette thèse et sera décrit dans le chapitre 7.

Le VD, mesurant 48 cm le long de l'axe du faisceau, est constitué de trois couches de plaquettes de silicium placées à un rayon de 6,3 cm, 9 cm et 10,9 cm. Ces plaquettes se recouvrent partiellement de manière à assurer la meilleure herméticité possible. Une particule comprise dans l'intervalle angulaire $44° < \theta < 136°$ traversera les trois couches (la couche inférieure de silicium couvre $25° < \theta < 155°$). Le détecteur permet aussi bien une mesure en $R\Phi$ qu'en z. La précision sur la mesure de la position en $R\Phi$ du passage d'une particule est calculée en utilisant les traces traversant deux plaquettes se recouvrant partiellement. Cette précision est de 7,6 μm en moyenne (suivant l'angle de la trace). La précision en z est comprise entre 9 et 30 μm suivant l'angle de la trace.

Le VD est prolongé aux deux extrémités par le détecteur de traces très à l'avant (ou VFT pour *Very Forward Tracker*), qui couvre un domaine angulaire $10° < \theta < 25°$ et $155° < \theta < 170°$. Il est constitué de deux couches de détecteur à pixels et de deux couches de piste de silicium. La résolution spatiale est moins performante et atteint 75 à 100 μm pour les détecteurs à pixels et 10 à 30 μm pour les pistes de silicium.

Le détecteur interne

Le détecteur interne, ou *Inner Detector* (ID), est utilisé d'une part par le système de déclenchement de DELPHI (décision pour la prise en compte d'un événement), d'autre part pour améliorer la reconstruction des traces.

Il est constitué de deux parties couvrant un angle $15° < \theta < 165°$: une chambre à dérive et un ensemble de chambres à pailles. La chambre à dérive est située entre des rayons de 12 et 23 cm et est divisée en 24 secteurs de 15° en Φ. Chaque secteur possède 24 fils sensibles, ce qui permet, grâce à la mesure du temps de dérive, une détermination de la position en $R\Phi$. La précision est de 40 μm pour une trace et la résolution sur la séparation de deux traces est de 1 mm.

La deuxième partie est un cylindre recouvrant la chambre à dérive et est constituée de cinq couches concentriques de chambres à pailles. Ce détecteur est principalement utilisé dans le système de déclenchement de DELPHI, mais permet également une mesure en $R\Phi$ d'une précision de 150 μm.

La chambre à projection temporelle

La chambre à projection temporelle (ou TPC pour *Time Projection Chamber*) est le détecteur de traces principal de DELPHI. Son rôle est multiple : elle permet de mesurer de façon tridimensionnelle la position des traces des particules chargées, de déterminer la quantité de mouvement de ces particules grâce au champ magnétique et d'identifier les particules à l'aide de la mesure de la perte d'énergie par unité de longueur (dE/dx).

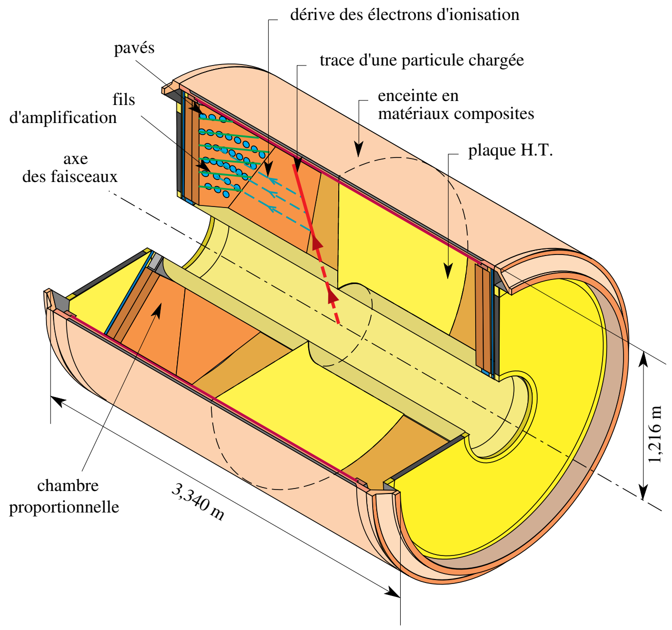


FIG. 2.9 – Chambre à projection temporelle (TPC) de DELPHI.

La TPC est un cylindre de 29 cm de rayon interne et de 1,2 m de rayon externe, sa longueur est de 3,3 m et couvre donc un domaine angulaire $41° < \theta < 139°$ (figure 2.9). Le cylindre est séparé en deux par une plaque portée à 25 000 volts et contient un mélange de gaz constitué de 20 % de méthane et de 80 % d'argon. Chaque extrémité comporte 6 secteurs. Les secteurs sont composés de 16 rangées circulaires de pavés (1680 pavés par secteur) qui font face à un plan de 192 fils sensibles situés à une distance de 4 mm.

Une particule chargée traversant le volume ionise le gaz. Les électrons dérivent à une vitesse de 7 cm/μs en direction des extrémités des secteurs. À quelques millimètres des fils sensibles, les électrons sont brutalement accélérés, créant une avalanche d'électrons et d'ions secondaires. Le déplacement de ces ions dans le champ électrique induit un signal sur les fils sensibles ainsi que sur les pavés. L'information donnée par les pavés permet de donner une localisation en $R\Phi$ (avec une précision de 250 μm). La position en z (d'une précision de 900 μm) est obtenue grâce à la mesure du temps de dérive. Une trace peut donc comporter jusqu'à 16 points de mesure, et au moins trois rangées de pavés donneront une information si la particule possède un angle $20° < \theta < 160°$.

L'information donnée par les fils sensibles lors du déplacement des ions secondaires permet de donner une mesure de la perte d'énergie par unité de longueur. La quantité dE/dx est en effet proportionnelle à la charge laissée sur les fils. Cette mesure permet d'aider à l'identification des particules.

Au cours de la prise de données 2000, la TPC a connu un problème majeur : un de ses 12 secteurs a cessé totalement de fonctionner. Après ouverture du détecteur à la fin de l'année 2000, l'origine du dysfonctionnement de ce secteur a pu être comprise.

Les fils sensibles, portés à un potentiel de 1435 volts, sont intercalés avec des fils de champ de potentiel nul (de façon à assurer un blindage électrostatique). Deux millimètres séparent les fils sensibles des fils de champ. L'origine du problème s'explique par un fil sensible anormalement détendu. Sous la contrainte de son propre poids et du champ électrique environnant, ce fil avait tendance à s'approcher du fil de champ voisin. Dû à cette proximité, ce fil de champ voyait alors sa tension augmenter jusqu'à 300 volts. Le fil sensible était alors brutalement attiré vers le plan des pavés (à un potentiel de 0 volts) et faisait disjoncter la TPC. Pour éviter ces phénomènes et trouver une nouvelle position d'équilibre, les tensions ont été modifiées sur les fils sensibles et sur les fils de champ (les gains d'amplification étant cependant plus faibles que leur valeur nominale). Au début du mois de septembre 2000, le fil sensible détendu est allé au contact du fil de champ, acquérant ainsi un potentiel proche de 0 volts. Suite à des essais infructueux de tension sur les fils, il s'est soudé sur le fil sensible le plus proche (4 mm) en chevauchant le fil de champ voisin. La figure 2.10 montre une photo prise au microscope des deux fils sensibles soudés. Le secteur n'était plus alors en mesure de fonctionner et la TPC ne disposait que de 11 secteurs opérationnels pendant le restant de la prise de données.

Le détecteur externe

Le détecteur externe (ou OD pour *Outer Detector*) est indispensable dans DELPHI du fait de la contrainte de son détecteur à effet Tchérenkov, le RICH. En effet, celui-ci limite la place disponible pour les détecteurs de traces comme la TPC. Pour compenser ce défaut, l'OD est placé après le RICH, à presque 2 m du point de collision, et permet d'améliorer la détermination des trajectoires des particules en augmentant leur bras de levier.

L'OD est composé de 24 modules de 4,7 m de long situés entre 1,97 et 2,06 m du point d'interaction. Chacun des modules est constitué de cinq couches de tubes à dérive fonctionnant en mode *streamer* limité (ce mode permet d'obtenir un gain important ainsi qu'une grande rapidité de réponse). L'OD permet ainsi cinq mesures de la position en $R\Phi$ avec une précision de 100 μm par trace. De plus, les trois couches les plus internes fournissent une mesure de la position en z grâce à la comparaison des temps de dérive aux deux extrémités des secteurs. La précision sur cette mesure est de 4,4 cm.

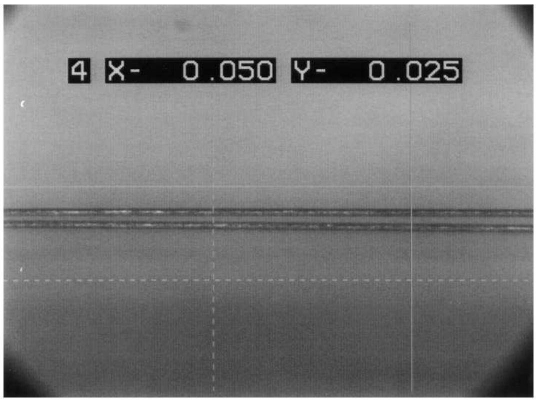


FIG. 2.10 – Vu au microscope des fils sensibles (ceux-ci ne sont véritablement soudés que latéralement par rapport à la prise de vue). Le diamètre des deux fils est de 20 μm et donne une idée de l'échelle. La séparation entre les fils devrait être de 4 mm.

Les chambres à muons

Les chambres à muons sont situées dans la partie la plus éloignée du point d'interaction. En effet, les seules particules (à l'exception des neutrinos) capables de traverser 4,5 m de détecteurs sont les muons (à condition que leur quantité de mouvement soit supérieure à 2 GeV/c). Ceux-ci vont laisser une trace dans les chambres à dérive, ce qui permettra une identification relativement facile.

Trois détecteurs différents sont chargés d'identifier les muons. La chambre à muons située dans la partie centrale de DELPHI (MUB pour *Barrel MUon chambers*) consiste en trois couches de chambre à dérive de 24 secteurs chacune. Les secteurs les plus internes sont contenus dans le calorimètre hadronique tandis que les deux autres couches sont placées à la périphérie de DELPHI. Ce détecteur couvre une région angulaire de 53° à 127° (avec une zone aveugle de 3° dans la région verticale). Les positions en $R\Phi$ et en z sont mesurées avec une précision de 1 et 10 mm respectivement.

Le MUF (*Forward MUon detector*) couvre un domaine de 20° à 42° à l'avant et de 138° à 160° à l'arrière. Il est constitué de deux couches de chambre à dérive, dont l'une est insérée dans le calorimètre des bouchons.

Le MUS (*Surrounding MUon chambers*) a été ajouté pour couvrir les espaces laissés entre le MUB et le MUF, et assurer ainsi l'herméticité de l'ensemble.

Les chambres à l'avant A et B

Les chambres à l'avant FCA et FCB (*Forward Chambers*) permettent de mesurer la trajectoire des particules chargées dont l'angle polaire est faible.

Le détecteur FCA est fixé sur les côtés de la TPC, à une distance $|z|$ de 1,60 m et couvre les domaines angulaires $11° < \theta < 32°$ et $148° < \theta < 169°$. Il est constitué de trois chambres circulaires tournées de 120° les unes par rapport aux autres, permettant une reconstruction de la trajectoire dans l'espace. La précision en x et en y est meilleure que 300 μm, et celle en θ vaut 8,5 mrad.

La chambre FCB est placée à une distance de 2,75 m de part et d'autre du point d'interaction. Sa couverture angulaire varie de 11° à 36° et de 144° à 169°. Elle est composée de deux modules contenant près de 2000 fils. La résolution est de 150 μm pour les coordonnées x et y, et de 3,5 mrad pour θ.

2.2.2 Les calorimètres

La chambre à projection temporelle de haute densité

Après les mesures non destructives des détecteurs de traces, le calorimètre électromagnétique est utilisé pour stopper les électrons et les photons (les hadrons peuvent éventuellement perdre de l'énergie, mais ne sont pas arrêtés par le calorimètre électromagnétique). Les électrons interagissent dans la matière par rayonnement de freinage (émission de photons) et les photons par création de paires d'électron-positon. Les particules secondaires créées par ces interactions vont interagir à leur tour et donner lieu à une gerbe électromagnétique (figure 2.11). Le calorimètre

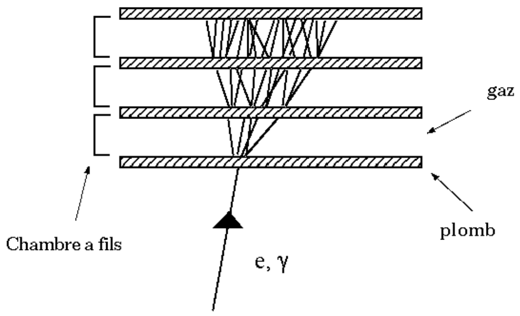


FIG. 2.11 – Exemple de développement d'une gerbe électromagnétique dans un milieu gazeux entrecoupé de plaques de plomb.

permet de mesurer en trois dimensions les composantes de la gerbe électromagnétique afin de reconstruire l'énergie déposée par la particule. Cette mesure est utile tout particulièrement pour les particules neutres dont la quantité de mouvement ne peut être mesurée par les détecteurs de traces.

La HPC (*High Projection Chamber*) est située entre l'OD et le solénoïde et couvre les angles de 43° à 137°. Elle consiste en 6 anneaux placés le long de z, chacun contenant 24 modules compris dans une région allant d'un rayon de 2,08 à 2,60 m, ce qui correspond à 18 longueurs de radiation[1]. Ces modules fonctionnent sur le principe de la TPC, à la différence près que 41 couches de plomb (atome de grand nombre atomique) sont intercalées dans les cavités remplies de gaz. Ces couches de plomb, en plus d'être responsables de la création des gerbes électromagnétiques (figure 2.11), fournissent le champ de dérive. En effet, les couches sont constituées de fils de plomb juxtaposés portés à une tension différente suivant la position du fil, ce qui permet de créer un dégradé de potentiel. Ainsi, les gerbes créent des ions qui dérivent dans le gaz. Les positions en $R\Phi$ et en z sont mesurées à l'aide de rangées de pavés (128 pavés organisés en 9 rangées) situées aux extrémités des modules. La granularité est de 1° en Φ et de 4 mm en z. Pour des électrons, la résolution sur z varie de 1,3 mm à 3,1 mm suivant l'anneau considéré, et elle est de 0,6 et 3,1 mrad pour θ et Φ respectivement. La précision sur l'énergie mesurée E est égale à :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0{,}043 \oplus \frac{0{,}32}{\sqrt{E}},$$

où $\sigma(E)$ et E sont exprimés en GeV. Le terme constant correspond à la constante d'étalonnage

[1] La longueur de radiation est définie comme la longueur de matériau traversée pour laquelle l'électron perd 63 % de son énergie initiale par rayonnement de freinage (la perte par rayonnement de freinage pour un électron est proportionnelle à son énergie).

des composants électroniques et le deuxième terme est dû aux fluctuations liées aux particules secondaires et au processus d'ionisation. Par exemple, une particule de 10 GeV sera mesurée dans la HPC avec une précision de 11 %.

Le calorimètre électromagnétique à l'avant

Le FEMC (*Forward ElectroMagnetic Calorimeter*) est constitué de deux disques de 5 m de diamètre situés à chaque extrémité de DELPHI. Ils sont positionnés à 2,84 m de part et d'autre du point d'interaction et couvrent un angle $8° < \theta < 35°$ et $145° < \theta < 172°$. Le FEMC est une matrice de 4532 pyramides tronquées, composées de verre au plomb, d'une profondeur de 40 cm (correspondant à 20 longueurs de radiation). Leur principe de fonctionnement est basé sur l'effet Tchérenkov. Des photomultiplicateurs recueillent la lumière Tchérenkov émise par les particules des gerbes. La résolution sur la position en x et y des gerbes neutres d'énergie supérieure à 2 GeV est de 5 mm. La précision sur la mesure de l'énergie E en GeV peut être paramétrée par :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0{,}03 \oplus \frac{0{,}12}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0{,}11}{E},$$

où le troisième terme correspond au bruit électronique des photomultiplicateurs et des préamplificateurs.

On peut noter que la zone angulaire en θ de 35° à 43° n'est pas recouverte par les calorimètres électromagnétiques (cette zone est utilisée pour le passage des câbles). De même, il existe des zones aveugles entre les modules de la HPC : 1 cm sépare chacun des modules (suivant la coordonnée Φ). Les espaces entre les anneaux sont également de 1 cm (suivant la coordonnée z), excepté en $z = 0$ où la zone non couverte est de 7,5 cm. Pour améliorer l'herméticité de DELPHI, des scintillateurs sont placés dans les zones mortes pointant vers la région d'interaction (c'est-à-dire les zones par lesquelles une particule peut s'échapper sans être détectée). Ces scintillateurs sont disposés dans les zones aveugles en Φ (*Φ taggers*), dans la zone en $z = 0$ et dans les zones autour de $\theta = 40°$ (*40° taggers*). Leur rôle est de déterminer si une particule a traversé ces zones (mais ils ne sont pas employés pour la mesure de leur énergie). Les espaces morts situés suivant z (autres que $z = 0$) ne sont pas couverts par des scintillateurs. Ils sont en effet moins embarrassants puisqu'ils ne pointent pas directement vers le point de collision (ceux-ci ne causent pas de problème d'herméticité, mais dégradent la résolution d'énergie de la gerbe).

Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique est utilisé pour mesurer l'énergie des particules, comme les protons ou les pions, qui ne perdent qu'une fraction de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique. Ces hadrons subissent des interactions fortes avec des noyaux de la matière et créent une cascade de pions et de photons : il s'agit de la gerbe hadronique.

Le HCAL (pour *Hadron CALorimeter*) est constitué d'une partie cylindrique et de deux parties dans les bouchons fonctionnant sur le même principe. Ce détecteur couvre un angle polaire compris entre 11° et 169°. Il est situé dans le retour de champ du solénoïde et est essentiellement composé de fer. La partie cylindrique contient 24 modules comportant 20 couches de détecteurs (sur une épaisseur de 1,10 m) sous forme de tubes remplis de gaz fonctionnant en mode *streamer* limité. Les 20 couches de tubes sont séparées entre elles par 5 cm de fer, ce qui permet de faire interagir les hadrons et de développer des gerbes hadroniques. Les extrémités sont organisées en 12 secteurs. Au total, 19 000 tubes remplis de gaz sont contenus dans le HCAL, ce qui en fait le détecteur utilisant le plus important volume gazeux dans DELPHI. La précision sur la mesure de l'énergie E est égale à :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0{,}21 \oplus \frac{1{,}12}{\sqrt{E}},$$

où $\sigma(E)$ et E sont exprimés en GeV (pour une particule de 10 GeV, la précision correspondante est de 41 %). Depuis 1995, un système de lecture des cathodes des tubes a été mis en place, ce qui a permis d'améliorer la granularité du détecteur et de séparer plus facilement les gerbes voisines.

2.2.3 Détecteur à imagerie Tchérenkov

Le RICH (*Ring Imaging CHerenkov counters*) fait l'originalité de DELPHI. Ce détecteur a pour but d'identifier les hadrons, comme les protons, les pions ou les kaons et repose sur le principe de détection de la lumière Tchérenkov. Une particule traversant un milieu avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu produit un cône lumineux, appelé cône Tchérenkov. L'angle d'émission θ_c est relié à la masse m et à la quantité de mouvement p :

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n\sqrt{1+m^2/p^2}}, \tag{2.1}$$

où n est l'indice du milieu. Le principe de la détection est illustré sur la figure 2.12. Comme le montre cette figure, deux milieux radiateurs sont utilisés dans le RICH, ce qui permet l'identification des particules sur une large gamme en énergie. Dans le premier milieu liquide (C_6F_{14}, n=1,2718), seuls les pions de quantité de mouvement supérieure à 0,17 GeV/c, les kaons de quantité de mouvement supérieure à 0,7 GeV/c et les protons de quantité de mouvement au moins égale à 1,2 GeV/c vont émettre un cône de lumière. Dans le milieu radiateur gazeux (C_5F_{12}, n=1,00194 pour la région centrale du RICH), le seuil en quantité de mouvement est de 2,3 GeV/c pour les pions, 8,2 GeV/c pour les kaons et 16 GeV/c pour les protons.

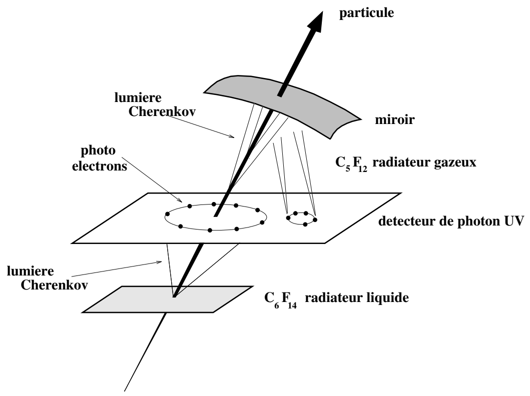


FIG. 2.12 – Effet Tchérenkov observé dans le détecteur RICH de DELPHI.

Le RICH est composé d'une partie centrale placée entre la TPC et l'OD (entre 40° et 140°) et d'une partie à l'avant et à l'arrière placée entre les chambres FCA et FCB (15° à 35° et 145° à 165°). Les photons du cône Tchérenkov interagissent dans un tube à dérive et créent des photoélectrons. Ces électrons dérivent sous l'action d'un champ électrique et sont détectés par des chambres proportionnelles multifils. Cette détection permet de reconstruire l'angle du photon par rapport à la trace. En utilisant l'expression (2.1), il est possible de déterminer la masse de la particule à l'origine de la trace.

2.2.4 Mesure de la luminosité

Dans une analyse de physique telle que la recherche de nouvelles particules, la luminosité doit être mesurée avec une bonne précision de façon à estimer au mieux les taux des différents bruits de fond. Il faut pour cela utiliser un processus possédant une signature expérimentale claire, une section efficace théorique bien connue et assez importante de façon à avoir beaucoup d'événements. Le processus choisi à DELPHI est la diffusion Bhabha $e^+e^- \longrightarrow e^+e^-$. La section efficace de cette diffusion augmente à petit angle : le nombre d'événements est donc plus important près du tube à vide. Pour cette raison, deux calorimètres à petit angle ont été installés pour mesurer cette luminosité. Le STIC (*Small angle TIle Calorimeter*) est situé à 2,20 m du point d'interaction avec un rayon compris entre 6,5 et 42 cm (ce qui correspond à une couverture angulaire de 29 mrad à 185 mrad). Sa précision dans la mesure de la luminosité était de 0,09 % [35] dans la phase LEPI. Pour les données de LEP200, les performances étaient moins bonnes sachant qu'une telle précision n'était pas nécessaire (les incertitudes sur les sections efficaces dominant largement l'erreur sur la mesure de la luminosité).

Le VSAT (*Very Small Angle Tagger*) est placé à 7,7 m de part et d'autre du point d'impact et détecte les électrons et les positons diffusés dans un angle entre 5 et 7 mrad. L'erreur systématique importante sur la mesure de la luminosité (car proche du faisceau et donc sensible à ses variations) est compensée par la petite erreur statistique sur la mesure (la section efficace Bhabha augmente à petit angle).

2.2.5 Alignement et précision sur la quantité de mouvement

Les événements enregistrés au pic du Z chaque année permettent d'étalonner avec précision les détecteurs. Par exemple, l'alignement est effectué en utilisant les événements $Z \longrightarrow \mu^+\mu^-$ à 91 GeV dans le centre de masse. Dans un premier temps, les traces laissées par les deux muons permettent d'aligner les détecteurs de traces dans la partie centrale. Ensuite les traces de la TPC sont extrapolées vers l'avant et vers l'arrière pour aligner les détecteurs FCA et FCB. Finalement, l'alignement de la HPC et du RICH est accompli en extrapolant les traces dans la région centrale.

En utilisant ces événements dimuons (dont on connaît précisément l'énergie), la précision sur la quantité de mouvement provenant de la mesure dans les détecteurs de traces de la région centrale (VD, ID, TPC et OD) a été trouvée égale à :

$$\sigma(1/p) = 0{,}57 \times 10^{-3}\,(\mathrm{GeV}/c)^{-1}.$$

La dépendance en $1/p$ s'explique par le fait que plus une trace possède une quantité de mouvement élevée, plus il est difficile de mesurer sa courbure. La quantité de mouvement d'une trace de 10 GeV/c est mesurée avec une précision de 0,57 %.

Les traces à l'avant dont l'angle polaire est inférieur à 25° possèdent une précision de :

$$\sigma(1/p) = 2{,}7 \times 10^{-3}\,(\mathrm{GeV}/c)^{-1}.$$

2.2.6 Système de déclenchement

Malgré le grand nombre de particules contenues dans le faisceau et le temps très court séparant deux croisements (22 μs), le nombre d'événements enregistrés par DELPHI est seulement de l'ordre de l'unité par seconde. La plupart des événements donnant lieu à une réponse des sous-détecteurs ne correspondent pas à une interaction e^+e^- et n'ont donc aucun intérêt physique. Il peut s'agir de particules cosmiques traversant le détecteur ou d'une collision d'un électron ou d'un positon avec une particule contenue dans le gaz résiduel du tube à vide. Il est donc nécessaire de décider si un événement enregistré par DELPHI est véritablement issu d'une collision. Le système de déclenchement (ou *trigger*) permet de prendre cette décision et d'éventuellement sélectionner l'événement. Il est basé sur le nombre de traces reconstruites et sur les dépôts calorimétriques dans les détecteurs.

Le système de déclenchement de DELPHI est composé de quatre niveaux différents de prise de décision : T1, T2, T3 et T4. Les niveaux de déclenchement T1 et T2 sont synchronisés avec la rencontre des faisceaux (un signal indiquant l'instant du croisement est envoyé toutes les 22 μs par les opérateurs du LEP). Le niveau T1 repose sur la réponse des détecteurs rapides (ID, OD, FCA, FCB, FEMC, MUB). Des scintillateurs, placés dans la partie centrale et dans les parties avant et arrière, dénommés TOF et HOF, aident également au déclenchement en fournissant une information rapide. La décision est prise 3,9 μs après la rencontre des faisceaux. Si cette décision est négative, l'accumulation des données est stoppée et les mémoires tampons des détecteurs sont effacées. Au contraire, si la décision de T1 est positive, le niveau de déclenchement T2 est mis à l'œuvre. Il utilise, en plus des détecteurs déjà énoncés, la TPC, la HPC et le MUF. Le temps de latence est de 39 μs après la rencontre des faisceaux (un croisement est donc perdu). Si la décision est positive, un temps mort de l'ordre de 20 à 30 ms est utilisé par le système d'acquisition. Les taux des niveaux T1 et T2 valent environ 500 s^{-1} et 4-5 s^{-1} respectivement. Les niveaux de déclenchement T3 et T4 sont asynchrones et correspondent à des filtres logiciels. Le niveau T3 (qui utilisent les informations plus détaillées de T2) rejette un peu moins de la moitié des événements ; enfin T4 élimine encore une petite fraction de ces événements. Au final, le taux d'événements enregistrés par DELPHI est de 2 ou 3 par seconde.

2.3 Génération, simulation du détecteur et programme de reconstruction

2.3.1 Génération des événements

Pour vérifier que les données collectées dans le détecteur correspondent bien aux prédictions du modèle standard, les processus physiques sont générés grâce à des méthodes Monte-Carlo. Le résultat de cette génération doit être le plus proche possible des événements réels et reproduire les angles d'émission des particules, les distributions en énergie et en quantité de mouvement, les désintégrations des particules instables, etc. Le calcul effectué dans le cadre du modèle standard donne une expression de la section efficace différentielle pour un processus donné et un tirage Monte-Carlo permet de générer les vecteurs énergie-impulsion de l'événement. Plusieurs corrections peuvent intervenir sur ces processus. Tout d'abord, un photon peut être rayonné dans l'état initial par l'électron ou par le positon (appelé *ISR* pour *Initial State Radiation*). De même, des photons peuvent être rayonnés dans l'état final. Dans le cas de quarks, les corrections consistent en émissions de gluons. L'évolution de ces quarks est modélisée ensuite par des méthodes non perturbatives, décrivant l'hadronisation de ces particules (nous reviendrons sur ces points dans le chapitre 5). Enfin, les particules à durée de vie très courte (dont la longueur de vol est complètement négligeable) se désintègrent au vertex primaire[2] suivant les rapports de branchement expérimentaux.

[2] Le vertex primaire est défini comme le lieu de la collision entre l'électron et le positon.

Les programmes de génération donne en sortie un lot de quadri-vecteurs énergie-impulsion. Différents générateurs sont utilisés en fonction de l'état final désiré. Dans cette thèse, les générateurs employés sont les suivants :

- EXCALIBUR [36] pour les processus $e^+e^- \longrightarrow W^+W^- / ZZ$;
- PYTHIA [37] pour les événements $e^+e^- \longrightarrow q\bar{q}$;
- PYTHIA et TWOGAM [38] pour les événements $e^+e^- \xrightarrow{\gamma\gamma} e^+e^- X$ (où deux photons virtuels issus de l'électron et du positon interagissent pour donner des hadrons ou des leptons).

Donnons quelques ordres de grandeur du nombre d'événements générés. Par exemple, en 2000, pour une énergie dans le centre de masse comprise entre 203 GeV et 209 GeV (avec une luminosité de 224 pb^{-1}), environ 230 000 événements ont été collectés dans les données réelles (après des coupures ne sélectionnant que les événements intéressants pour les études de physique). Pour cette même année, 1 700 000 événements W^+W^- / ZZ ont été simulés, alors que seulement 4 000 événements de ce type étaient attendus dans les données (soit une statistique de simulation 425 fois plus élevée). De même, 5 000 000 événements $q\bar{q}$ ont été générés à ces quatre énergies, ce qui correspond à 280 fois la statistique réelle.

2.3.2 Simulation du détecteur

Les particules issues du générateur sont ensuite placées en entrée de DELSIM [39], le programme de simulation du détecteur DELPHI. Ce programme a pour but de simuler l'interaction des particules dans les différents modules du détecteur. Le parcours de chaque particule est suivi dans la matière (en tenant compte du champ magnétique). Ces particules peuvent alors interagir de différentes manières : effet photoélectrique, production de paires, effet Compton pour les photons ; rayonnement de freinage, ionisation, annihilation, interaction nucléaire pour les leptons et les hadrons. La simulation des particules secondaires issues de ces interactions est prise en compte. Il est également nécessaire de simuler la désintégration des particules à long temps de vie.

À la suite de ces interactions, le programme simule la réponse des détecteurs sous forme de signaux électriques. Cette réponse doit être la plus proche possible des conditions réelles.

2.3.3 Programme de reconstruction

Les réponses de chaque sous-détecteur sont ensuite traitées par le programme de reconstruction DELANA [40]. Ce programme est utilisé de la même façon pour les données réelles et pour la simulation. Son but est de reconstruire les grandeurs physiques comme l'énergie des particules, leur quantité de mouvement ou la position précise de leur trajectoire dans l'espace.

Tout d'abord, dans le cas des données réelles, des corrections sont appliquées sur les signaux électriques délivrés par les sous-détecteurs : étalonnage des modules, ajustement des seuils de réponse, prise en compte des différentes vitesses de dérive, etc. Des éléments sont alors formés dans chaque sous-détecteur à partir de ces signaux : ceux-ci peuvent correspondre à des impacts, à des segments dans les détecteurs de traces ou à des dépôts d'énergie dans les calorimètres. Le programme DELANA tente d'associer ces éléments en les prolongeant entre les différents détecteurs. Dans une première étape, les éléments sont extrapolés entre les détecteurs de traces (VD, ID, TPC, OD, FCA et FCB suivant l'angle de la particule). L'algorithme permet ainsi de reconstruire des traces complètes dans ces détecteurs. Ensuite, ces traces sont extrapolées vers les calorimètres. Les amas d'énergie situés dans le prolongement des traces sont associés à celles-ci, tandis que les amas non associés sont considérés comme provenant des particules neutres (cette phase est détaillée dans une section ultérieure). Dans une dernière étape, les signaux récoltés dans les chambres à muons et dans le RICH sont traités.

Cet algorithme résulte en un ensemble de traces chargées et de gerbes neutres, et permet de déterminer l'énergie des particules (en mesurant la courbure des trajectoires pour les particules chargées ou en sommant les dépôts calorimétriques pour les particules neutres). L'information donnée par l'ensemble des détecteurs permet également d'aider à l'identification des particules de l'événement.

L'algorithme a été modifié pour les données enregistrées après le début du mois de septembre pour prendre en compte le fait que seuls 11 secteurs sur 12 étaient opérationnels. Dans la région du secteur défectueux, la reconstruction de traces est basée sur l'information provenant du VD et de l'ID [41]. Ces traces sont extrapolées jusqu'à l'OD où est effectuée une recherche d'impacts associés. De plus, pour améliorer la reconstruction, le RICH a été utilisé dans la partie centrale. Les particules chargées créent en effet des ionisations en traversant le tube à dérive de ce détecteur. Cette information, malgré sa faible précision (1 cm en $R\Phi$ et en Rz), permet une mesure de la coordonnée z de la trace ainsi qu'une meilleure association entre les impacts observés dans le VD, dans l'ID et dans l'OD.

Ces traitements limitent les conséquences négatives de la perte du secteur. La multiplicité par jet ne chute que de 8,8 à 7,9 pour des événements au pic du Z (pour un jet situé dans la région du secteur défectueux). Cette diminution conduit à une perte de 4 GeV en moyenne pour l'énergie chargée du jet (3 GeV sont récupérés en utilisant l'information donnée par les calorimètres).

2.4 Sélection de traces

Dans les données réelles, les traces ou les gerbes reconstruites dans DELPHI ne sont pas toujours dues aux particules produites dans l'interaction électron-positon. Plusieurs phénomènes peuvent donner lieu à une trace ou à un élément de trace dans le détecteur. Bien que l'anneau du LEP soit enfoui à une grande profondeur, les muons créés dans la haute atmosphère peuvent venir interagir dans le détecteur et laisser une ou plusieurs traces (environ une interaction par seconde dans le volume de DELPHI). D'autre part, chaque détecteur souffre d'un bruit électronique qui peut simuler un élément de trace ou de gerbe. Par exemple, les calorimètres possèdent une activité résiduelle susceptible d'imiter un impact d'une particule peu énergique (moins de quelques centaines de MeV). Enfin, il est très courant qu'une particule appartenant au halo du faisceau (avec donc une quadri-impulsion légèrement différente des particules du paquet) interagisse à très petit angle dans le STIC. Ce type d'événement est alors comptabilisé s'il est en coïncidence avec une collision physique. La probabilité d'une telle coïncidence est de 0,5 % pour un électron ou un positon du halo laissant une énergie au moins égale à 10 GeV dans le STIC [42].

Une sélection est utilisée et permet de ne garder que les traces ou gerbes susceptibles de provenir d'une particule produite au moment de la collision. Une particule est sélectionnée si elle vérifie les critères énoncés dans la suite.

Conditions sur une trace issue d'une particule chargée

- La quantité de mouvement de la trace doit être supérieure à 0,1 GeV/c.
- L'énergie de la trace doit être inférieure à 1,5 fois l'énergie du faisceau.
- Le paramètre d'impact[3] de la trace doit être inférieur à $(4\ cm)/\sin\theta$ en z et inférieur à 4 cm en $R\Phi$.

[3] Le paramètre d'impact d'une trace est défini comme la distance de plus courte approche au vertex primaire.

- L'erreur relative sur la quantité de mouvement de la trace doit être plus petite que 100 %.
- Les traces qui ont laissé seulement des impacts dans le VD sont rejetées si aucune information en z n'est disponible.
- Les traces ayant laissé des impacts seulement dans le VD et dans l'ID sont rejetées si aucune information en z n'est disponible.

Conditions sur une gerbe neutre

- L'énergie associée à la particule et déposée dans les calorimètres électromagnétiques doit être supérieure à 300 MeV dans la partie centrale (HPC) et à 400 MeV dans les parties avant et arrière (FEMC).
- L'énergie associée à la particule et déposée dans le STIC doit être supérieure à 300 MeV. De plus, pour éviter de sélectionner une trace provenant d'un électron ou d'un positon appartenant au halo du faisceau, toutes les traces ou gerbes dont l'angle polaire est inférieur à 3° ou supérieur à 177° sont éliminées. Cette coupure suffit à diviser la probabilité de coïncidence d'un facteur 10.
- L'énergie associée à la particule et déposée dans le calorimètre hadronique doit être plus grande que 900 MeV.

2.5 Mesure du flux d'énergie

Dans une analyse de physique comme celle présentée dans cette thèse, il est indispensable de déterminer correctement l'énergie des particules détectées. Dans le cas d'événements hadroniques, une mesure précise permet d'estimer au mieux l'énergie et la direction des quarks initiaux. De même, pour des événements leptoniques, une bonne appréciation de l'énergie totale est nécessaire pour déterminer la présence de neutrinos (se caractérisant par de l'énergie manquante). La section 2.2.5 a montré que la précision sur la mesure de l'énergie des particules chargée était satisfaisante. En ce qui concerne les particules neutres, le problème est plus délicat, et plusieurs facteurs peuvent entraîner une perte d'énergie :

- interactions des particules neutres dans la matière inactive de DELPHI (matière du solénoïde, éléments des détecteurs) ;
- passage des particules dans les parties aveugles de DELPHI, comme le tube à vide ou les zones non recouvertes par la HPC (par exemple de 35° à 43°).

Le flux d'énergie est déterminé à partir des informations données par chaque sous-détecteur (détecteurs de traces et calorimètres), et dépend de la résolution et de l'efficacité de ces sous-détecteurs, ainsi que de l'efficacité de l'algorithme de reconstruction de traces.

La figure 2.13 montre un exemple d'événement hadronique enregistré dans DELPHI pendant l'année 2000. On peut constater que tous les détecteurs sont touchés par les nombreuses particules produites dans la collision. Ces événements contiennent en moyenne 66 % de l'énergie totale sous forme de particules chargées (qui interagissent dans les détecteurs de traces). Sur les particules neutres de l'événement (34 % en moyenne), 70 % de leur énergie est collectée par le calorimètre électromagnétique et 30 % de leur énergie est collectée par le calorimètre hadronique.

La méthode générale pour la détermination du flux d'énergie est la suivante. Tout d'abord, l'algorithme tente d'identifier les électrons et les photons qui ont donné des dépôts dans le calorimètre électromagnétique. Ensuite, toutes les traces des particules chargées sont extrapolées jusqu'au calorimètre hadronique. Les dépôts calorimétriques contenus dans un angle proche de cette trace extrapolée lui sont associés. Comme la précision sur la mesure de l'énergie est en général meilleure pour les détecteurs de traces que pour les calorimètres, ces dépôts ne sont pas pris en compte pour la mesure de l'énergie totale. Les dépôts restants sont traités pour reconstituer les gerbes neutres. Une extrapolation est effectuée entre les dépôts de plus grande énergie et le vertex primaire. Les dépôts contenus dans un angle proche de cette droite sont associés à la gerbe neutre. Cette procédure est répétée jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de dépôts calorimétriques à traiter.

Des corrections supplémentaires sont appliquées pour retrouver une énergie totale proche de la réalité. Par exemple, une correction sur l'énergie des dépôts électromagnétiques est effectuée sur les gerbes qui chevauchent les espaces entre modules de la HPC (espace de 1 cm) et sur les gerbes situées dans la direction des zones mortes autour de $\theta = 40°$ entre la HPC et le FEMC. D'autre part, un algorithme tente de récupérer les gerbes neutres qui se superposent aux gerbes chargées (ce qui est le cas quand une particule neutre et une particule chargée sont colinéaires).

À la suite de tels traitements, un événement hadronique au pic du Z est reconstruit en moyenne avec 10 GeV de moins que la valeur attendue de 91 GeV (avec une résolution de 11 GeV). Cette perte est attribuable, par ordre d'importance, à la mesure imparfaite des particules neutres, aux interactions dans les parties non instrumentées de DELPHI et aux neutrinos produits dans l'événement.

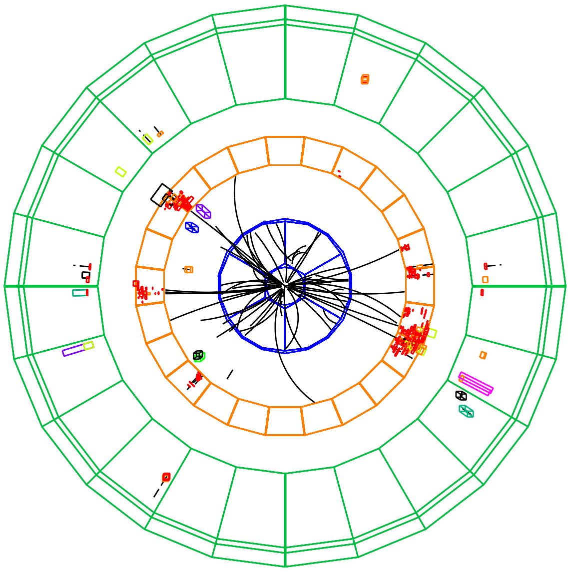


FIG. 2.13 – Exemple d'événement hadronique dans DELPHI (collecté en juillet 2000 à une énergie de 206,8 GeV). Trois détecteurs sont dessinés dans une vue transversale par rapport à l'axe du faisceau : la TPC, la HPC et le HCAL. Les traces associées aux particules chargées sont représentées par des lignes continues tandis que les dépôts dans les deux calorimètres correspondent aux rectangles.

2.6 Ajustement cinématique

Cette perte d'énergie affecte la détermination des quantités physiques intéressantes pour les analyses. Pour améliorer ces mesures, un *ajustement cinématique* est appliqué sur l'événement. L'ajustement est basé sur les contraintes suivantes :

- la somme des énergies des particules doit être égale à l'énergie dans le centre de masse ;
- la somme vectorielle des quantités de mouvement doit être nulle (ceci suivant les axes x, y et z, ce qui équivaut à trois contraintes) ;
- des contraintes supplémentaires peuvent être appliquées sur les masses invariantes des particules de l'événement (par exemple pour un boson W ou pour une particule supersymétrique).

Ces contraintes sont adaptées pour des événements hadroniques qui contiennent seulement un petit nombre de neutrinos de faible énergie (avec donc peu d'énergie manquante d'origine physique). Pour des événements impliquant un ou plusieurs neutrinos énergiques (événements leptoniques), ces contraintes ne sont plus totalement justifiées et doivent être modifiées (ce cas sera traité dans le chapitre 7).

L'ajustement consiste à modifier les caractéristiques cinématiques des particules, énergie et angle de la trajectoire, de façon à satisfaire les contraintes énoncées. En raison d'un temps de calcul trop long, cet ajustement n'est pas appliqué sur toutes les particules de l'événement : seules celles créées au moment de la collision sont prises en compte. Ces particules sont généralement des leptons ou des quarks.

L'énergie et la quantité de mouvement des leptons sont mesurées directement dans le détecteur et un algorithme d'identification du lepton est mis en œuvre pour reconnaître sa saveur (voir chapitre 7). En ce qui concerne les quarks, aucune mesure de leurs caractéristiques n'est accessible directement. En effet, en raison des propriétés de l'interaction forte (plus la distance entre deux quarks est grande et plus l'interaction augmente), les quarks n'existent jamais à l'état libre. Ceux-ci s'assemblent entre eux pour donner des singulets de couleur et forment des mésons (deux quarks) ou des baryons (trois quarks). Aussitôt après leur création dans la collision, les quarks *s'hadronisent*, c'est-à-dire que des paires quark-antiquark se créent à partir du vide quantique et s'assemblent avec les quarks de la collision pour former des hadrons. De plus, les quarks initiaux peuvent rayonner des gluons qui à leur tour vont s'hadroniser. Chaque quark primaire donne lieu en moyenne à une dizaine de hadrons. Ces hadrons possèdent une direction proche de celle du quark initial et constituent donc un ensemble de particules proches en angle : ce groupe de particules est appelé un *jet*. Des algorithmes permettent à partir des traces et des gerbes de l'événement de reconstruire la direction et l'énergie des quarks initiaux (ces algorithmes de jets seront traités en détail dans le chapitre 5).

Ainsi, la méthode d'ajustement cinématique fait varier la quantité de mouvement des leptons et des jets de l'événement (connaissant les erreurs sur ces mesures) de façon à respecter les contraintes décrites plus haut. La méthode utilisée dans DELPHI [43] repose sur la minimisation de la quantité :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{3n} \frac{(Y_i - Y_i^0)^2}{\sigma_i^2},$$

en utilisant la méthode des multiplicateurs de Lagrange. La valeur de n représente le nombre d'objets (jets ou leptons) sur lequel les contraintes sont appliquées. Les variables Y_i sont les paramètres cinématiques à ajuster, les variables Y_i^0 correspondent à leurs valeurs mesurées et σ_i est l'erreur sur la mesure de chacune de ces valeurs.

Les variables cinématiques dépendent de l'objet considéré. Pour les jets ou les leptons taus, il s'agit des trois composantes de la quantité de mouvement. Pour les électrons, il s'agit de leur énergie ainsi que de leur direction représentée par $\cos\theta$ et Φ. Enfin, pour les muons, les variables cinématiques correspondent à la norme de la quantité de mouvement et aux angles θ et Φ.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les outils expérimentaux qui vont permettre de rechercher des signatures de particules prévues par les modèles supersymétriques. Le LEP, grâce à son énergie de collision élevée et à sa luminosité intégrée importante, rend possible une exploration détaillée des paramètres des modèles supersymétriques. En particulier, la dernière année de fonctionnement a vu les performances de l'accélérateur exploitées au maximum avec une énergie atteinte de 209 GeV : la machine était en partie optimisée pour une découverte de particules supersymétriques.

Le détecteur DELPHI a été utilisé dans le cadre de ces recherches. Ses différents sous-détecteurs permettront de caractériser les événements étudiés et d'identifier les particules produites lors de la collision (leptons, photons, jets). Les algorithmes de reconstruction de traces et de mesure d'énergie, ainsi que l'ajustement cinématique, seront des outils performants pour spécifier les propriétés des événements.

Chapitre 3

Méthodes d'analyse

Dans ce chapitre, nous allons décrire les méthodes qui nous seront utiles dans l'analyse des données de DELPHI. Ces méthodes seront employées aussi bien dans le cas de l'analyse à grand nombre de jets que dans le cas de la recherche de production isolée de quark t. Ces deux types d'analyse seront tous deux basés sur des réseaux de neurones : ceux-ci fournissent une réponse qui permet de discriminer le signal des processus issus du modèle standard. Ensuite, nous détaillerons la méthode pour déterminer des limites sur le nombre d'événements de signal présents dans les données. Nous verrons enfin comment optimiser la coupure finale pour augmenter la discrimination dans le cas où aucun excès n'est reporté.

3.1 Réseau de neurones

3.1.1 Modèle du réseau de neurones

Principes généraux

Un réseau de neurones est une méthode mathématique qui permet de trier des données, de paramétrer des fonctions ou encore d'extraire de l'information d'un signal brut. Plusieurs applications des réseaux de neurones ont été développées en physique des hautes énergies : discrimination entre un signal et différents bruits de fond, mesure de masses invariantes, reconstruction d'énergie dans les calorimètres, identification de particules, etc.

Comme son nom l'indique, un réseau de neurones s'inspire du fonctionnement du cerveau. Ainsi, dans un cerveau, un neurone est constitué d'un corps cellulaire, de différentes ramifications appelées dendrites par lesquelles arrive l'information en provenance des autres neurones et d'un axone qui conduit le message aux neurones suivants. Les neurones reçoivent donc des informations à travers les dendrites et répondent par leur axone en fonction des impulsions en entrée. Ces relations complexes forment un réseau. Apprendre correspond à privilégier certaines voies de transfert de l'information.

Les réseaux neuronaux artificiels sont basés sur ces principes. Pour simplifier les interconnexions, les réseaux sont organisés par *couches*. Au moins trois couches sont présentes dans un réseau de neurones : la couche d'entrée, une ou plusieurs couches cachées et la couche de sortie. Les liaisons entre neurones se dirigent d'une couche à la couche voisine (il n'y a donc pas d'interconnexions entre tous les neurones). Chaque neurone est relié à tous les neurones de la couche supérieure et inférieure. La figure 3.1 illustre un exemple typique d'un réseau avec une couche cachée.

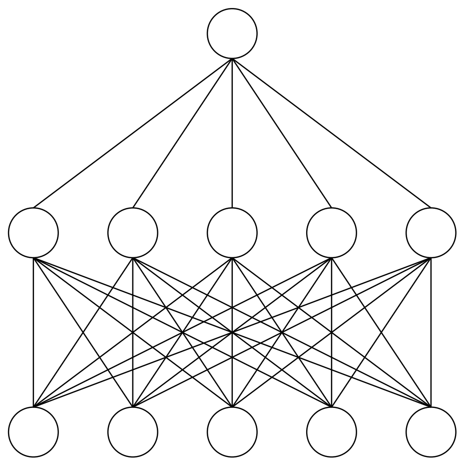


FIG. 3.1 – Exemple d'un réseau de neurones avec une couche cachée. La couche d'entrée est celle du bas de la figure.

Principes mathématiques

Le principe de fonctionnement est le suivant. Chaque liaison entre neurones est affectée d'un poids. Un neurone donné calcule une combinaison pondérée de l'information qu'il reçoit en entrée et retranche à cette quantité une valeur appelée *biais systématique*. Le neurone transmet cette information aux neurones de la couche suivante via une *fonction de réponse*.

En termes mathématiques, ceci se traduit par des poids ω_{ij} qui sont assignés à la liaison entre un neurone i et un neurone j. Chaque neurone i possède un biais systématique θ_i. La réponse d'un neurone i est calculée comme suit :

$$y_i = g\left(\sum_{j=1}^{N_{inf}} \omega_{ij} x_j - \theta_i\right),$$

où x_j est la sortie d'un neurone j appartenant à la couche inférieure et N_{inf} est le nombre total de neurones dans cette couche inférieure. La fonction g est la fonction de réponse, ou fonction d'activation. Celle qui sera utilisée dans cette thèse est une fonction sigmoïde, dont la définition est :

$$g(x) = \frac{1}{1+e^{-x}}.$$

Cette fonction est tracée sur la figure 3.2. Sa principale caractéristique est de transformer un nombre compris dans l'intervalle $]-\infty, \infty[$ en un nombre appartenant à $[0, 1]$. Par conséquent, la sortie d'un neurone i, x_i, est comprise entre 0 et 1. Cette méthode permet de remplacer une logique du tout ou rien en une progressivité entre ces deux états : il s'agit d'une *logique floue*.

Un réseau avec une couche cachée donne comme sortie une combinaison linéaire de sigmoïdes. Ces combinaisons de sigmoïdes possèdent des propriétés mathématiques très particulières. Elles permettent d'une part d'ajuster une fonction quelconque et d'autre part de calculer la probabilité qu'un événement soit d'un type donné connaissant les valeurs en entrée (fonction de tri) [44].

Apprentissage

Le problème principal d'un réseau de neurones est la manière dont sont calculés les poids et les biais systématiques de façon à ce que le réseau se comporte comme souhaité. Cette phase

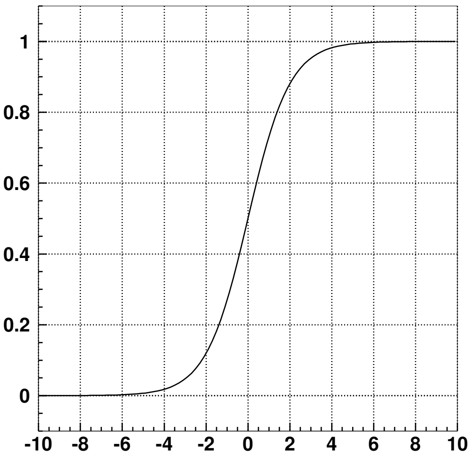


FIG. 3.2 – Tracé d'une fonction sigmoïde.

est appelée *l'apprentissage* du réseau. Étudions le cas qui nous intéresse, c'est-à-dire la fonction de tri du réseau qui nous permettra de discriminer entre un signal et différents bruits de fond. L'apprentissage consiste à présenter des lots d'événements d'un type connu en entrée du réseau et à demander que la réponse du neurone de sortie soit égale à une certaine valeur (en ne considérant qu'un neurone en sortie). Par exemple, des événements de signal doivent conduire à une réponse proche de 1 et des événements du bruit de fond à une valeur proche de 0. Durant la phase d'apprentissage, les paramètres libres du réseau, c'est-à-dire les poids et les biais systématiques, sont ajustés de manière à obtenir la réponse désirée relative à l'événement mis en entrée.

La procédure est la suivante. Chaque variable discriminante est associée avec un neurone de la couche d'entrée. Dans une première étape, les poids et les biais prennent des valeurs aléatoires. Ensuite, des événements d'origine connue sont présentés à l'entrée du réseau. La sortie du réseau est calculée grâce à la méthode présentée plus haut. On compare alors l'écart entre cette sortie, s_n, et la valeur désirée, v_n. Ceci définit la *fonction de coût* ou *fonction d'erreur*[1] :

$$E = \frac{1}{2}\sum_{n=1}^{N_{evts}} (s_n - v_n)^2, \tag{3.1}$$

où l'indice n correspond à un événement particulier et varie de 1 jusqu'au nombre d'événements total présenté au réseau, N_{evts}. L'apprentissage consiste à minimiser cette fonction d'erreur. La méthode la plus simple, appelée parfois *rétro-propagation*, consiste à modifier les poids suivant le gradient de la fonction d'erreur. Ainsi, chaque poids ω_{ij} est corrigé de la façon suivante :

$$\omega_{ij} \longrightarrow \omega_{ij} - \Delta\omega_{ij} \ ;$$

$$\Delta\omega_{ij} = \eta \frac{\partial E}{\partial \omega_{ij}} \ ;$$

où η est un paramètre d'apprentissage compris entre 0 et 1. Ce calcul est effectué de la couche de sortie à la couche d'entrée. Il faut noter que d'autres méthodes sont possibles pour calculer

[1] On se place ici dans le cas où il n'y a qu'un neurone dans la couche de sortie. Dans le cas où il existe plusieurs neurones en sortie, la fonction d'erreur totale est la somme des fonctions d'erreur de chaque neurone.

la modification à appliquer aux poids (méthodes de plus grande pente, méthodes quadratiques, méthodes hybrides, etc. [45]).

Quand tous les poids ont été mis à jour, les événements sont une nouvelle fois présentés au réseau de neurones, et la procédure décrite est à nouveau appliquée. Chaque étape définit une *époque* de l'apprentissage.

3.1.2 Utilisation d'un réseau de neurones

Nous allons décrire ici la procédure générale de l'utilisation d'un réseau de neurones. Cette procédure sera employée dans toute la suite.

Tout d'abord, chaque variable discriminante est associée avec un neurone de la couche d'entrée (ces variables doivent être normalisées entre 0 et 1). Dans ce travail, il a été choisi de n'avoir qu'une couche cachée et d'avoir autant de neurones dans cette couche que dans la couche d'entrée[2]. Enfin, un seul neurone constitue la couche de sortie. Des événements de bruit de fond et de signal sont présentés au réseau de façon à l'entraîner. Toutefois, seule une partie des échantillons est utilisée dans la phase d'apprentissage (appelés *échantillons d'entraînement*). Une autre partie de ces échantillons, *les échantillons de test*, permet de tester et de contrôler le *sur-entraînement*, c'est-à-dire de vérifier que les performances du réseau évoluent identiquement en fonction du nombre d'époques pour les lots d'entraînement et de test.

Les différents bruits de fond sont pondérés entre eux de façon à obtenir des proportions identiques par rapport au niveau de présélection[3]. Les événements du signal sont normalisés afin de posséder le même poids que ceux du bruit de fond total pendant l'apprentissage du réseau. Durant cet apprentissage, le réseau de neurones est entraîné pour avoir une valeur égale à 1 pour un événement de signal et une valeur de 0 pour un événement du bruit de fond.

Le programme utilisé est MLPFIT [45]. À chaque époque de l'apprentissage, MLPFIT donne l'écart entre la valeur de référence (0 ou 1) et la valeur du neurone de sortie (c'est-à-dire la fonction d'erreur définie dans l'équation (3.1)). La figure 3.3 montre un exemple de mesure de cette fonction d'erreur par rapport au nombre d'époques d'entraînement (pour le lot d'entraînement et de test). Dans cet exemple, le réseau a été entraîné avec 1500 époques. On constate sur cette figure que les fonctions d'erreur pour les deux lots évoluent de la même manière jusqu'à un nombre d'époques égal approximativement à 500. Notons que le fait que la fonction d'erreur pour le lot d'entraînement soit légèrement plus faible que celui du lot de test ne prouve pas qu'il y ait sur-entraînement. Au-delà de 500 époques, les performances du réseau se détériorent pour l'échantillon de test tandis qu'elles continuent à s'améliorer pour l'échantillon d'entraînement. On déduit de cette observation qu'il y a eu sur-entraînement. Pour éviter ce biais, il faut cesser l'apprentissage du réseau à une époque antérieure.

À la suite de cet apprentissage, les données réelles, les différents bruits de fond et le signal sont présentés au réseau de neurones. Le réseau fournit une réponse (valeur du neurone de sortie) qui est une approximation de la probabilité qu'un événement soit du type du signal. Dans MLPFIT, la valeur des neurones de la couche de sortie n'est pas comprise strictement dans l'intervalle [0,1] (comme on l'attendrait d'une probabilité). La raison provient du fait qu'aucune fonction sigmoïde n'est appliquée sur les neurones de sortie. Ce choix s'explique sachant que le programme MLPFIT est également utilisé pour l'ajustement de fonctions qui ne sont pas nécessairement comprises entre 0 et 1.

Les valeurs du neurone de sortie plus petites que 0 ou plus grandes que 1 donnent une idée de

[2]Il n'existe malheureusement pas de critères pour déterminer quelle est la structure optimale d'un réseau.

[3]La présélection constitue la première étape d'une analyse et permet d'éliminer la plupart des processus du modèle standard sans similitude avec le signal étudié.

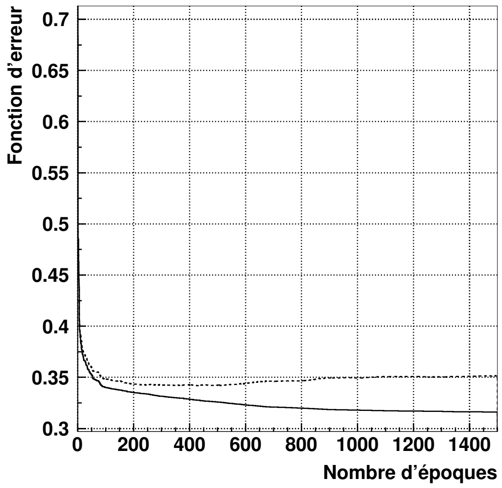


FIG. 3.3 – Exemple de fonction d'erreur par rapport au nombre d'époques. Le trait plein correspond à l'échantillon d'entraînement et le trait en pointillé à l'échantillon de test.

la qualité de l'approximation de la probabilité. Un événement donnant une réponse proche de 0 possède une grande probabilité d'être compatible avec un bruit de fond, tandis qu'une réponse proche de 1 caractérise un événement ayant de fortes similitudes avec le signal. La figure 3.4 présente un exemple de la réponse du réseau de neurones (cet exemple est seulement montré à titre d'illustration, pour un signal non détaillé dans ce chapitre).

La présence d'un signal dans les données se traduirait par un excès d'événements par rapport à la simulation Monte Carlo pour des valeurs de réponse du réseau proche de 1. Pour juger d'un éventuel excès, la méthode consiste à effectuer une coupure sur la sortie du réseau et à faire varier cette coupure entre 0 et 1. Pour chaque valeur de la coupure (ce qui correspond à une efficacité sur le signal), il est possible de comparer le nombre de données sélectionnées et le nombre d'événements du bruit de fond (la figure 3.5 illustre cette comparaison pour le signal utilisé plus haut).

3.2 Dérivation de limites

Après avoir choisi un point de fonctionnement (traité dans la section suivante), le réseau de neurones fournit un nombre d'événements observés dans les données, N_{obs}, et un nombre d'événements attendus dans le bruit de fond, N_F. Supposons tout d'abord que l'accord entre le nombre d'événements dans les données et dans la simulation soit correct (c'est-à-dire que le nombre de données n'excède pas de plus d'un écart type le nombre attendu pour le bruit de fond). Cet accord permet de conclure qu'aucun signal n'a été détecté. Cela peut signifier soit l'inexistence de ce signal, soit un très petit nombre d'événements de signal, soit une fluctuation statistique de ce nombre vers des plus petites valeurs. Pour mettre une limite sur ce nombre, on fait l'hypothèse que celui-ci est présent dans les données. Le nombre d'événements étant faible, nous allons utiliser la loi de Poisson.

La probabilité d'observer N_{obs} événements de données quand on attend N_F événements de

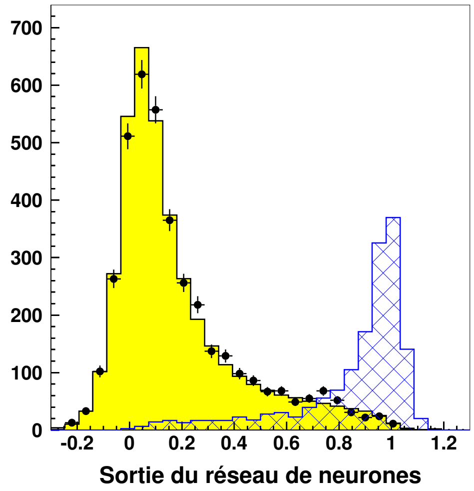


FIG. 3.4 – Exemple de réponse du réseau de neurones pour les données (points), le bruit de fond total (histogramme plein) et un signal (histogramme quadrillé).

bruit de fond est :

$$\mathcal{P} = \frac{e^{-N_F} {N_F}^{N_{obs}}}{N_{obs}!}.$$

De même, la probabilité d'observer N_{obs} événements de données quand $N_F + N_S$ événements sont attendus est de (où N_S est le nombre d'événements de signal) :

$$\mathcal{P} = \frac{e^{-(N_F+N_S)}(N_F + N_S)^{N_{obs}}}{N_{obs}!}.$$

La probabilité pour que N_S événements de signal soient présents dans les données peut donc s'écrire :

$$\mathcal{P}(N_F + N_S, n \leq N_{obs}) = \sum_{n=0}^{N_{obs}} \frac{e^{-(N_F+N_S)}(N_F + N_S)^n}{n!}.$$

Pour prendre en compte les fluctuations possibles des bruits de fond, on normalise cette probabilité par celle de n'observer que du bruit de fond, donnée par :

$$\mathcal{P}(N_F, n \leq N_{obs}) = \sum_{n=0}^{N_{obs}} \frac{e^{-N_F} {N_F}^n}{n!}.$$

Ainsi, on définit le niveau de confiance NC comme :

$$1 - NC = \frac{\mathcal{P}(N_F + N_S, n \leq N_{obs})}{\mathcal{P}(N_F, n \leq N_{obs})} \tag{3.2}$$

$$= \frac{\sum_{n=0}^{N_{obs}} \frac{e^{-(N_F+N_S)}(N_F+N_S)^n}{n!}}{\sum_{n=0}^{N_{obs}} \frac{e^{-N_F} {N_F}^n}{n!}}. \tag{3.3}$$

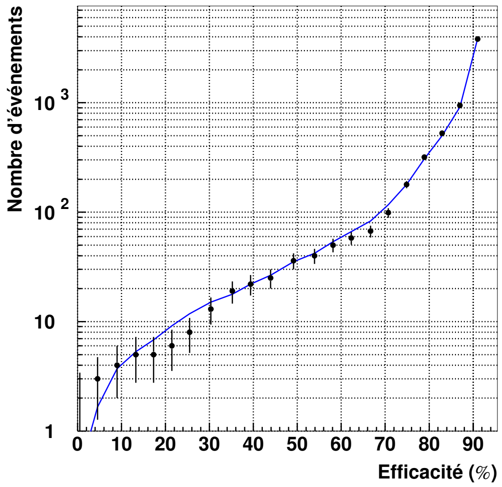


FIG. 3.5 – Exemple de nombre d'événements sélectionnés dans les données (points) et pour le bruit de fond total (ligne continue) en fonction de l'efficacité pour le signal.

Dans la suite, nous appellerons N_{95} le nombre d'événements de signal N_S tel que $1 - NC = 0{,}95$. La quantité N_{95} est donc le nombre d'événements de signal exclu à 95 % de niveau de confiance. En d'autre terme, cela signifie qu'il y a 5 % de chance qu'il y ait N_{95} événements de signal, mais que celui-ci ne soit pas observé dû à une fluctuation du nombre d'événements de fond. Pour une distribution gaussienne, cela correspond à une limite à 2σ (où σ est l'écart type).

Si les coupures sur la sortie du réseau de neurones montrent un excès de données par rapport aux prédictions du modèle standard, il faut non plus s'intéresser à une exclusion, mais à une éventuelle découverte. La méthode consiste à calculer la probabilité que l'excès de données soit dû à une fluctuation vers le haut du bruit de fond. Cette probabilité est égale à :

$$\mathcal{P}(N_F, n \geq N_{obs}) = \sum_{n=N_{obs}}^{\infty} \frac{e^{-N_F} {N_F}^n}{n!}.$$

Quand cette probabilité est inférieure à $2{,}7.10^{-3}$ (ce qui correspond à un excès à 3σ), on parle *d'observation* du signal. Quand elle est au plus égale à $5{,}7.10^{-7}$, on parle alors de *découverte* (c'est-à-dire une déviation de 5σ par rapport aux prédictions du modèle décrivant le bruit de fond).

3.3 Optimisation des coupures

La figure 3.5 montre le résultat de la coupure sur la sortie du réseau de neurones en fonction de l'efficacité sur le signal. Cette coupure varie entre 0 et 1 et *a priori* n'importe laquelle de ces valeurs peut être choisie pour poursuivre l'analyse. Le choix de la coupure correspond au *point de fonctionnement*.

Dans le cas où aucun excès n'est observé dans les données par rapport aux prédictions du modèle (ce qui est constaté avec la figure 3.5), le point de fonctionnement est déterminé en cherchant la coupure qui minimise la section efficace attendue exclue à 95 % de niveau de confiance.

Cette section efficace est définie comme :

$$\sigma_{95\ attendue} = \frac{N_{95\ attendu}}{\mathcal{L}.\varepsilon},$$

où $\mathcal{L}$ est la luminosité des données étudiées, ε l'efficacité de coupure sur le signal (qui prend en compte d'éventuels rapports de branchement) et $N_{95\ attendu}$ le nombre d'événements de signal attendu exclu à 95 % de niveau de confiance. Cette quantité $N_{95\ attendu}$ est définie comme l'exclusion que l'on attendrait d'un très grand nombre d'expériences dans lesquelles aucun signal ne serait présent. Dans la suite, cette quantité sera approchée par l'équation (3.2) où l'on pose $N_{obs} = N_F$ (c'est-à-dire un accord parfait entre données et simulation Monte Carlo). La probabilité de Poisson (équation (3.3)) ne peut cependant pas être utilisée puisque le nombre N_{obs} n'est plus nécessairement un entier dans le cas présent. Nous employons donc une probabilité bayesienne dans laquelle en particulier la somme est remplacée par une intégrale [46]. L'emploi de cette probabilité donne des résultats très proches de la probabilité de Poisson.

Ainsi, cette section efficace attendue exclue à 95 % de niveau de confiance est calculée pour chaque coupure. Le minimum donne la coupure pour laquelle on attend la meilleure exclusion pour le signal. La figure 3.6 montre un exemple d'un tel calcul. On observe un minimum dans l'évolution de la quantité $\sigma_{95\ attendue}$: celui-ci correspond donc au choix du point de fonctionnement. Quand plusieurs valeurs de la coupure donnent des grandeurs comparables, on choisit celle qui conduit au plus petit nombre d'événements sélectionnés.

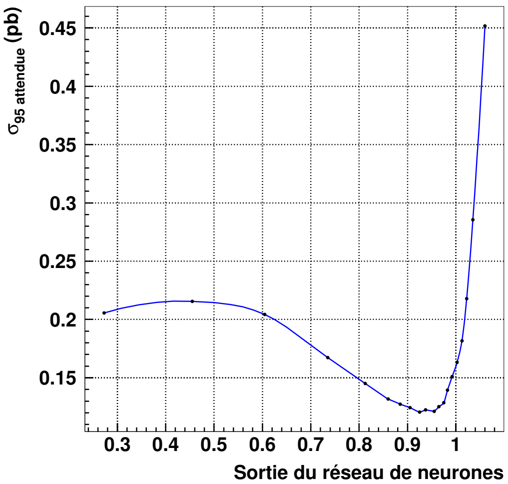


Fig. 3.6 – Évolution de la section efficace attendue exclue à 95 % de niveau de confiance, $\sigma_{95\ attendue}$, en fonction de la sortie du réseau de neurones. Les points représentent les valeurs réellement calculées.

Conclusion

La méthode des réseaux de neurones possède de nombreux avantages par rapport à une logique utilisant des coupures séquentielles. Tout d'abord, une seule coupure est nécessaire pour séparer au mieux les processus de bruits de fond et les signaux recherchés. Cette simplicité permet d'une part de comparer pas à pas l'accord entre les données et la simulation en faisant varier la valeur de la coupure, et d'autre part de trouver sans ambiguïté le meilleur point de fonctionnement. L'utilisation des réseaux de neurones va se révéler dans la suite une approche très performante pour la discrimination entre signaux et processus du modèle standard.

Deuxième partie

Recherche de signaux à grand nombre de jets

Chapitre 4

Phénoménologie des signaux à grand nombre de jets

Ce chapitre décrit la phénoménologie des signaux à grand nombre de jets, ce qui permettra d'orienter la recherche expérimentale dans les chapitres suivants. Nous présenterons tout d'abord le canal choisi pour l'étude des particules supersymétriques. Nous étudierons alors comment varie la section efficace de production de tels signaux, ainsi que les masses des différentes superparticules mises en jeu. Nous traiterons ensuite de la désintégration de ces particules supersymétriques et établirons que cette désintégration conduit à un état final contenant un grand nombre de jets. Finalement, le chapitre se conclura sur les limites actuelles posées sur les constantes de couplage λ'' étudiées dans cette partie.

4.1 Canal d'étude

4.1.1 Hypothèses de recherche

La présente étude se déroule dans le cadre du modèle mSUGRA. Comme il a été précisé dans la section 1.4.3, le jeu de paramètres supersymétriques est donc le suivant[1] :

$$M_2,\, m_0,\, A_0,\, \tan\beta,\, \mu.$$

Dans le cadre de la violation de la R-parité, 45 nouveaux paramètres sont à ajouter aux 5 précédents. Une étude phénoménologique ne peut pas être effectuée sans hypothèses simplificatrices permettant de réduire ce nombre de paramètres. Ainsi, dans cette partie, on considère que seuls les couplages λ''_{ijk} du superpotentiel (1.25) sont non nuls ou non négligeables, ce qui entraîne une violation du nombre baryonique. Cette hypothèse permet d'éviter la désintégration rapide du proton.

On suppose également qu'un couplage λ''_{ijk} est dominant devant tous les autres. Ceci se justifie par la hiérarchie des couplages de Yukawa observée dans le secteur des fermions dans le modèle standard. Le quark t possède en effet un couplage de Yukawa proche de 1, tandis que la particule la suivant immédiatement en masse, le quark b, a un couplage proche de 0,02 seulement. Une hiérarchie similaire est supposée pour les couplages de Yukawa provenant de la violation de la R-parité. Cet argument rejoint et complète l'argument précédent sur la désintégration du proton.

En résumé, les hypothèses effectuées dans cette partie sont les suivantes :

$$\lambda_{ijk} \simeq 0 \quad \text{et} \quad \lambda'_{ijk} \simeq 0 \quad \forall\, i,j,k\,;$$

[1]En ne supposant pas l'égalité des masses des bosons de Higgs et des sfermions à l'échelle d'unification.

$$\lambda''_{lmn} \neq 0 \text{ et } \lambda''_{ijk} \simeq 0 \quad \forall\, i \neq l \quad j \neq m,n \quad k \neq n,m.$$

4.1.2 Choix du canal

Ces hypothèses débouchent sur de nouvelles topologies dans les détecteurs : nous ne nous intéresserons qu'aux topologies accessibles au LEP.

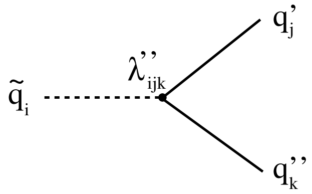


FIG. 4.1 – Couplage violant la R-parité dans l'hypothèse où seules les constantes de couplage λ'' sont non nulles ou non négligeables.

Le diagramme de la figure 4.1 illustre le vertex permis par le terme $U_i^c D_j^c D_k^c$ du superpotentiel. Dans le cadre d'une collision électron-positon, il ne peut pas y avoir de production de particules supersymétriques par l'intermédiaire d'une résonance via un couplage λ''. Il faut donc nécessairement produire les particules supersymétriques par le biais d'un couplage conservant la R-parité. Au LEP, les seules particules supersymétriques pouvant être créées par paire sont les sleptons, les squarks, les charginos ou les neutralinos. Les figures 4.2 et 4.3 illustrent les processus éventuellement observables au LEP. Remarquons que les charginos dans les diagrammes peuvent correspondre indifféremment au plus léger ou au plus lourd des deux charginos. Il en va de même pour les neutralinos : les quatre états propres de masse sont possibles de manière équivalente dans le diagramme.

Dans cette étude, on se focalisera uniquement sur la recherche de productions de paires de neutralinos et de charginos. Il sera toujours supposé, sauf mention contraire, qu'il s'agit du neutralino et du chargino le plus léger. Par convention, le chargino $\widetilde{\chi}_1^{\pm}$ possède la plus petite masse des deux charginos et le neutralino $\widetilde{\chi}_1^0$ la plus petite masse des quatre neutralinos. Ainsi, les deux processus suivants seront étudiés :

$$\begin{aligned} e^+e^- &\longrightarrow \widetilde{\chi}_1^+\widetilde{\chi}_1^- \\ e^+e^- &\longrightarrow \widetilde{\chi}_1^0\widetilde{\chi}_1^0 \end{aligned}$$

Le vertex de la figure 4.1 n'intervient qu'au niveau de la désintégration des charginos et des neutralinos. Avant de nous intéresser de plus près à cette désintégration dans le cadre de la R-parité violée, nous allons étudier d'une part la section efficace de production de paires de ces superparticules, et d'autre part la masse de ces particules.

4.2 Section efficace et masse

4.2.1 Étude de la section efficace de production

Comme on vient de le voir, le couplage λ'' n'a aucune influence sur la production des charginos et des neutralinos. Par conséquent, les sections efficaces de production sont strictement identiques au cas où la R-parité est conservée.

La section efficace va dépendre d'une part des masses et des couplages du chargino et du neutralino, et d'autre part des masses du sélectron et du sneutrino électron échangés en voie t.

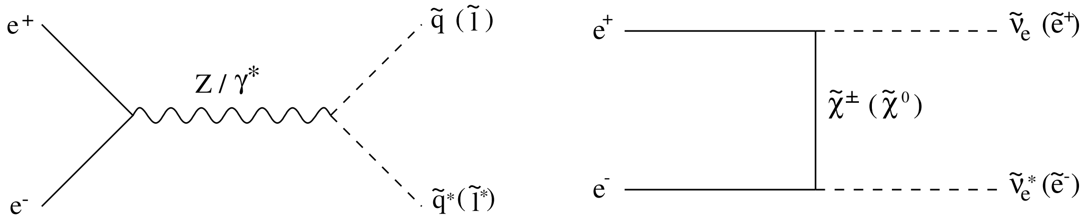


FIG. 4.2 – Productions de paires de sfermions au sein d'un collisionneur électron-positon.

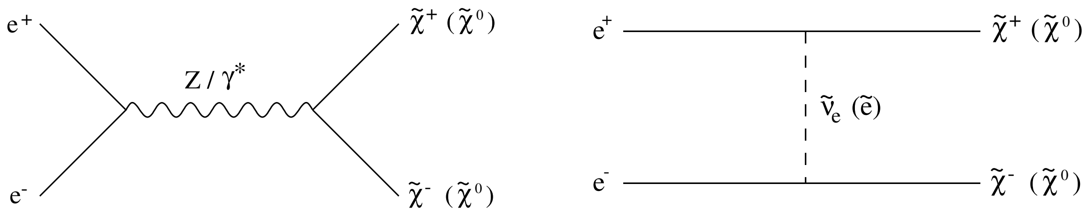


FIG. 4.3 – Productions de paires de charginos ou de neutralinos au sein d'un collisionneur électron-positon.

D'après les matrices de masse des charginos et des neutralinos (*cf.* section 1.3.5, page 40), on s'aperçoit que les masses dépendent des paramètres M_1 et M_2 (qui sont tous deux reliés par la relation (1.23) dans le modèle mSUGRA), ainsi que des paramètres $\tan\beta$ et μ. Les masses du sélectron et du sneutrino électron se déduisent de la masse commune des scalaires à l'échelle d'unification m_0 (grâce aux équations du groupe de renormalisation)[2]. En résumé, la section efficace de production des charginos et des neutralinos dépend de quatre paramètres :

$$M_2,\ m_0,\ \tan\beta,\ \mu.$$

Les diagrammes dans la voie s et dans la voie t (figure 4.3) interfèrent. Pour les grandes masses du sélectron ou du sneutrino, le diagramme de la voie s est prépondérant et il n'y a pratiquement pas d'effet résultant de l'interférence. Cela correspond à une grande valeur du paramètre m_0 (typiquement m_0 plus grand que 400 GeV/c^2). Au contraire, pour les faibles valeurs des masses du sélectron ou du sneutrino (c'est-à-dire pour les faibles m_0), les voies s et t interfèrent. Dans le cas du chargino, cette interférence est destructive, tandis que dans le cas du neutralino, l'interférence est constructive, augmentant la section efficace de production. Ces remarques seront de première importance pour orienter la recherche expérimentale de charginos et de neutralinos.

Choix des zones de paramètres supersymétriques

Afin d'étudier la section efficace dans l'espace des quatre paramètres, il nous faut choisir des zones qui nous permettront de juger de l'évolution de cette grandeur. Ces mêmes zones seront également utiles pour représenter les domaines d'exclusion si les résultats de la recherche de production de charginos ou de neutralinos sont négatives (voir chapitre 6).

L'étude qui va suivre montre que la section efficace varie très rapidement en fonction de μ et M_2 (voir par exemple la figure 4.5). En effet, ces deux quantités contrôlent la composition

[2]En principe, la masse de ces sfermions dépend également du paramètre A_0 (voir la matrice de masse des sfermions page 39). Toutefois, la masse de l'électron étant petite, cette dépendance est négligeable.

des charginos et des neutralinos en terme de jauginos et higgsinos, et le couplage au Z dépend beaucoup de cette composition (celle-ci sera détaillée plus loin). Au contraire, la section efficace varie plus lentement avec m_0 et $\tan\beta$. Ces constatations mènent au choix suivant : on représentera la section efficace dans un plan (μ, M_2) pour des valeurs fixées de m_0 et $\tan\beta$. La quantité μ variera de -200 à $+200$ GeV/c^2, tandis que M_2 variera de 0 à 400 GeV/c^2 (zone intéressante aux énergies du LEP). Deux valeurs seront choisies pour m_0 : m_0 valant 90 GeV/c^2 (valeur à laquelle les effets de l'interférence entre les voies s et t sont importants) et 300 GeV/c^2 (valeur à laquelle la voie s devient dominante devant la voie t). En ce qui concerne la grandeur $\tan\beta$, deux valeurs extrêmes seront choisies : 1,5 et 30 (ces valeurs sont seulement adoptées à titre illustratif). Il faut noter que $\tan\beta = 1{,}5$ semble exclu par les recherches des bosons de Higgs supersymétriques [18] (voir section 1.3.3). Cependant, on verra que cette exclusion ne peut pas être prise en compte dans le cas de la violation de la R-parité. Ce point sera discuté dans la section 6.7.2 du chapitre 6.

Au final, quatre zones sont ainsi définies :

$\mu \in [-200, +200]$ GeV/c^2, $M_2 \in [0, 400]$ GeV/c^2, $\tan\beta = 1{,}5$, $m_0 = 90$ GeV/c^2 ;
$\mu \in [-200, +200]$ GeV/c^2, $M_2 \in [0, 400]$ GeV/c^2, $\tan\beta = 1{,}5$, $m_0 = 300$ GeV/c^2 ;
$\mu \in [-200, +200]$ GeV/c^2, $M_2 \in [0, 400]$ GeV/c^2, $\tan\beta = 30$, $m_0 = 90$ GeV/c^2 ;
$\mu \in [-200, +200]$ GeV/c^2, $M_2 \in [0, 400]$ GeV/c^2, $\tan\beta = 30$, $m_0 = 300$ GeV/c^2.

Choix de la zone la plus pessimiste

Si aucun signal de production de charginos ou de neutralinos n'est trouvé dans les données, des limites seront mises sur la section efficace et sur les masses de ces particules. Ces limites devront être valables quels que soient les paramètres supersymétriques. Dans ce but, nous allons rechercher la zone des paramètres où la section efficace est la plus faible. Les limites seront ensuite calculées pour ce jeu de paramètres, ce qui assurera des limites valides dans le cadre du modèle mSUGRA.

Un balayage[3] est effectué dans le plan (μ, M_2) pour différentes valeurs de $\tan\beta$ et m_0 : la section efficace totale (somme des sections efficaces de création de paires de charginos et de neutralinos) est déterminée en chaque point. Pour chaque couple $(\tan\beta, m_0)$, la moyenne de cette section efficace totale est calculée sur le plan (μ, M_2). Les sections efficaces supérieures à 5 pb ne sont pas prise en compte dans cette moyenne (sachant qu'elles seront facilement exclues, puisque environ 3 000 événements issus de cette topologie seraient attendus de 1998 à 2000 au LEP). La figure 4.4 présente l'évolution de cette section efficace totale moyenne en fonction de $\tan\beta$ (figure de gauche) et de m_0 (figure de droite). Le tracé de gauche montre que la section efficace minimale est obtenue pour des grandes valeurs de m_0 (où l'interférence constructive entre les voies s et t pour le neutralino ne joue plus aucun rôle). Le tracé de droite nous apprend que la section efficace totale est la plus faible pour $\tan\beta = 1$, et ceci quelle que soit la valeur de m_0. Pour une valeur de m_0 supérieure à 500 GeV/c^2 (et $\tan\beta = 1$), la section efficace est pratiquement constante. Par conséquent, les limites ultérieures seront calculées pour des valeurs de $\tan\beta = 1$ et $m_0 = 500$ GeV/c^2. De plus, on verra que la zone intéressante pour poser des limites est située à des valeurs négatives de μ et à des petites valeurs de M_2. En résumé, la zone avec la plus faible section efficace moyenne est prise comme :

$$\mu \in [-200, 0] \text{ GeV}/c^2,\ M_2 \in [30, 150] \text{ GeV}/c^2,\ \tan\beta = 1,\ m_0 = 500 \text{ GeV}/c^2.$$

[3]Dans cette étude, le balayage est plus large : μ varie de -500 à $+500$ GeV/c^2 et M_2 de 0 à 1000 GeV/c^2 ; $\tan\beta = 0{,}5 ; 1 ; 1{,}5 ; 3 ; 6 ; 12 ; 30 ; 60$ et $m_0 = 40 ; 90 ; 150 ; 250 ; 400 ; 600 ; 800$ GeV/c^2. Notons que cette étude et les suivantes sont effectuées avec une énergie dans le centre de masse de 206 GeV. Les résultats qui vont suivre seront cependant valables quelle que soit l'énergie de collision au LEP

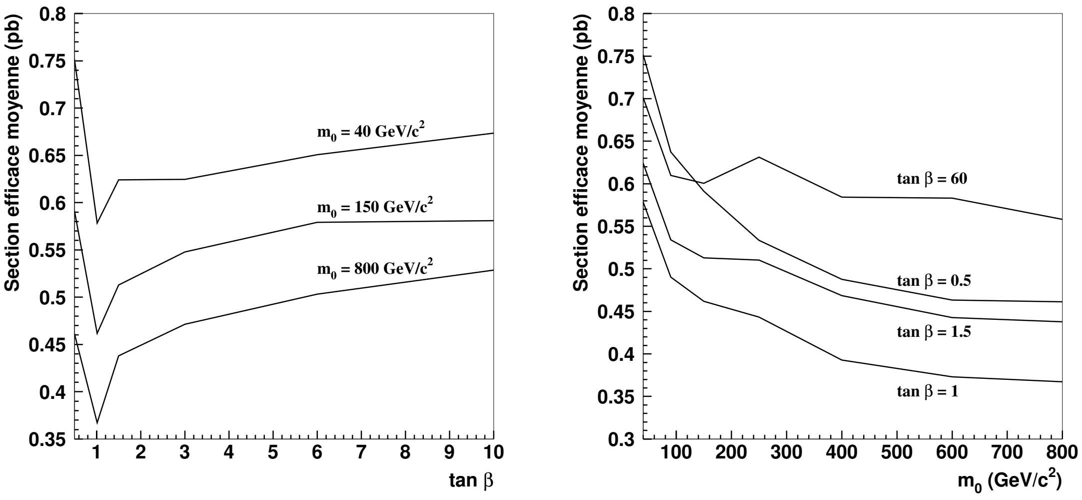


FIG. 4.4 – Tracé de la section efficace moyenne (somme des sections efficaces de création de paires de charginos et de neutralinos). À gauche : évolution en fonction de $\tan\beta$ pour différentes valeurs de m_0. À droite : évolution en fonction de m_0 pour différentes valeurs de $\tan\beta$.

Cette zone sera utilisée pour interpréter les résultats des recherches (limites sur les masses des superparticules) tandis que les quatre zones définies plus haut seront présentées seulement à titre illustratif.

Ordre de grandeur de la section efficace

La figure 4.5 illustre comment évolue la section efficace dans le plan (μ, M_2). Il s'agit ici, en exemple, de la section efficace de création de paires de charginos pour $\tan\beta = 1{,}5$ et $m_0 = 300$ GeV$/c^2$. La figure de gauche représente l'évolution de la section efficace (la hauteur de la courbe donne la valeur de la section efficace), ainsi que la projection dans le plan (μ, M_2) (haut de la figure). Plutôt qu'une courbe en trois dimensions, il est choisi d'utiliser la projection à deux dimensions de la section efficace (figure de droite) : les différents niveaux de gris correspondent à différents intervalles en valeur de section efficace.

Comme il est observé sur la figure, la section efficace de création de paires de charginos varie de 0 à 25 pb. De même, la section efficace de création de paires de neutralinos est comprise entre 0 et 6 pb, dépendant du point choisi dans l'espace des paramètres. Les sections efficaces élevées sont facilement exclues et n'apportent rien à la présente étude. Il sera observé en effet dans le chapitre 6 que l'analyse est sensible jusqu'à des valeurs de la section efficace de 0,1 pb. Ainsi, pour ne pas cacher les détails lors de la projection de la section efficace, une "coupe" du tracé de la courbe 4.5 (à gauche) est effectuée à la hauteur de 1 pb. Ce procédé permet d'étudier l'évolution de la section efficace pour les valeurs faibles (intéressantes pour l'analyse). Les figures 4.6, 4.7 et 4.8 représentent la projection de la section efficace (à gauche pour le neutralino et à droite pour le chargino). La dernière figure correspond à la zone des paramètres où la section efficace totale moyenne est la plus faible.

Ces figures montrent que la création de paires de charginos est très souvent le processus dominant : une recherche d'un tel signal est donc la voie la plus prometteuse dans le cadre de

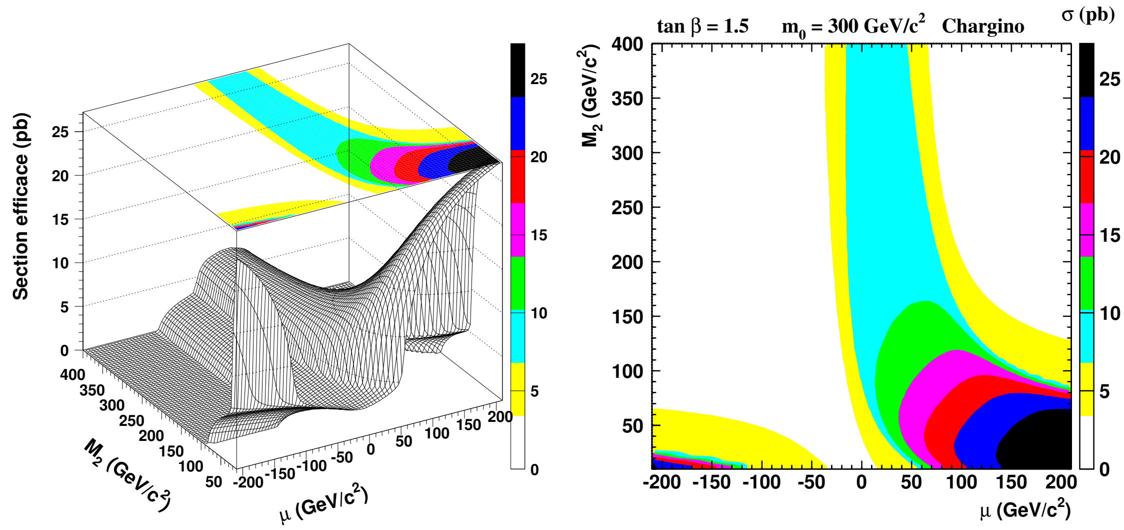


FIG. 4.5 – Évolution de la section efficace de création de paires de charginos dans le plan (μ, M_2) pour $\tan\beta = 1{,}5$ et $m_0 = 300$ GeV$/c^2$. À gauche : section efficace et sa projection. À droite : projection de la section efficace. Les différents niveaux de gris correspondent à des intervalles en section efficace (en pb).

l'extension minimale supersymétrique du modèle standard[4]. Cependant, ces figures indiquent que la création de paires de neutralinos est importante pour des faibles valeurs de m_0 (l'interférence entre les voies s et t étant constructive). Afin de quantifier l'importance du canal neutralino, les valeurs de la section efficace sont tracées sur la figure 4.9 quand la création de paires de neutralinos domine devant la création de paires de charginos. Ces zones seront utilisées ensuite dans le cadre de l'analyse pour augmenter la sensibilité à un signal supersymétrique.

4.2.2 Étude des masses

Les masses des charginos et des neutralinos varient en fonction des paramètres supersymétriques μ, M_2, et $\tan\beta$ (la valeur de m_0 - masse commune des scalaires - ne joue un rôle que par l'intermédiaire de diagrammes en boucle, et donne par conséquent une contribution négligeable). Ces masses dépendent de la composition des charginos et des neutralinos en états higgsinos, winos, zinos et photinos. Pour $|\mu| > |M_2| > M_Z$, la composante dominante du neutralino est l'état photino, et le chargino a pour composante principale un état wino. Dans ce cas, la masse du chargino est grossièrement égale au double de la masse du neutralino. À l'inverse, pour $|\mu| < |M_2|$, le neutralino et le chargino sont essentiellement constitués d'états higgsinos. Leur masse est alors proche de la valeur de $|\mu|$. Enfin, pour $|\mu| \simeq |M_2|$, les états de masse sont un mélange de toutes les composantes et aucune conclusion ne peut être tirée quant à la masse.

Lignes isomasses

La figure 4.10 illustre les lignes isomasses pour le chargino et pour le neutralino : deux zones de paramètres sont représentées sur la figure ($\tan\beta = 1{,}5$ et $\tan\beta = 30$). Les lignes isomasses comprises dans la zone la plus pessimiste seront utilisées pour interpréter les résultats

[4]Avec ou sans R-parité violée puisque les couplages λ'' ne jouent aucun rôle à la production.

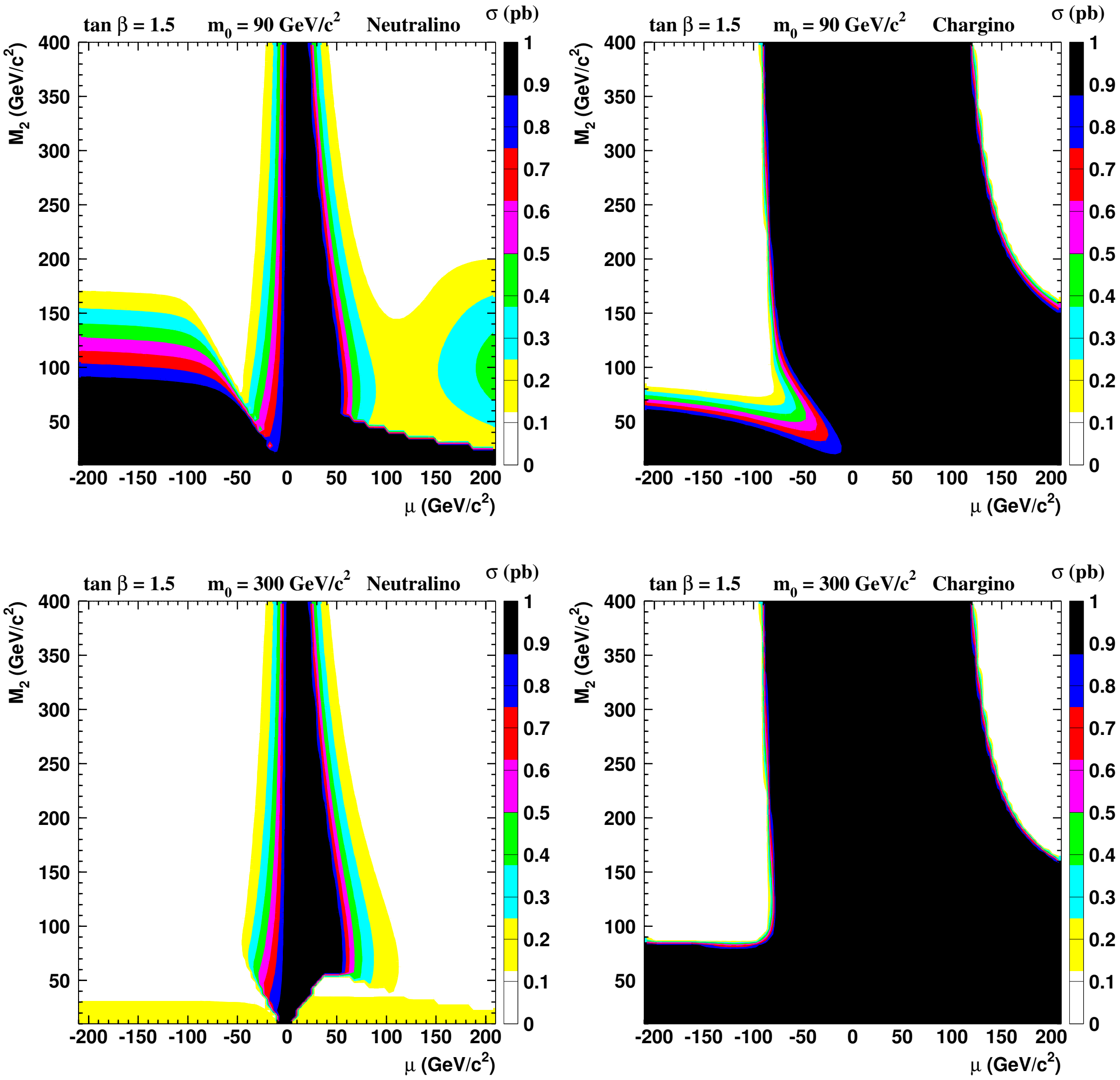


FIG. 4.6 – Section efficace de création de paires de neutralinos (à gauche) et de charginos (à droite) pour $\tan\beta = 1{,}5$ et $m_0 = 90$ GeV$/c^2$ (en haut) et pour $\tan\beta = 1{,}5$ et $m_0 = 300$ GeV$/c^2$ (en bas). Les zones en noires correspondent à des sections efficaces supérieures ou égales à 1 pb (voir texte).

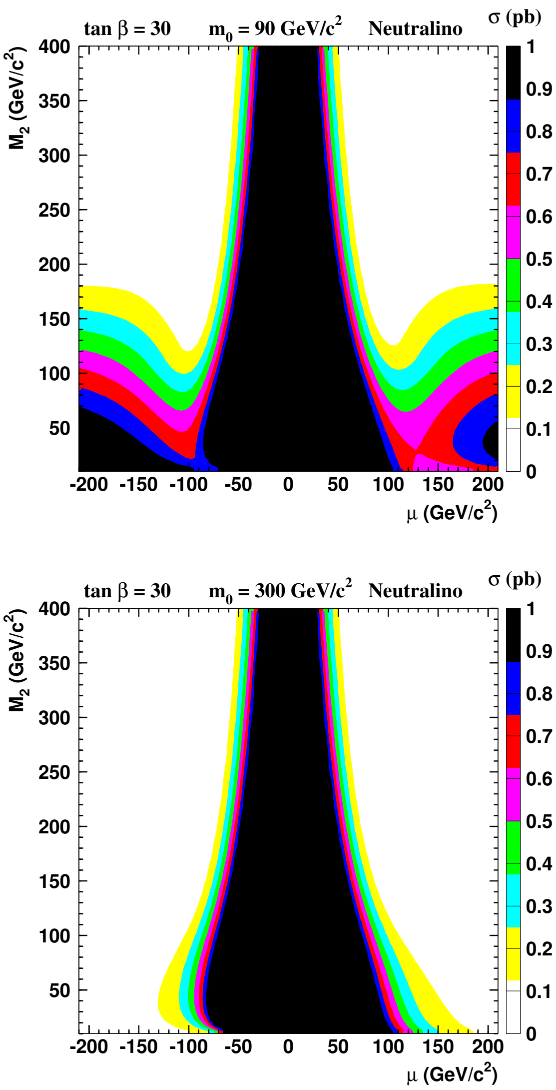


FIG. 4.7 – Section efficace de création de paires de neutralinos (à gauche) et de charginos (à droite) pour $\tan\beta = 30$ et $m_0 = 90$ GeV$/c^2$ (en haut) et pour $\tan\beta = 30$ et $m_0 = 300$ GeV$/c^2$ (en bas).

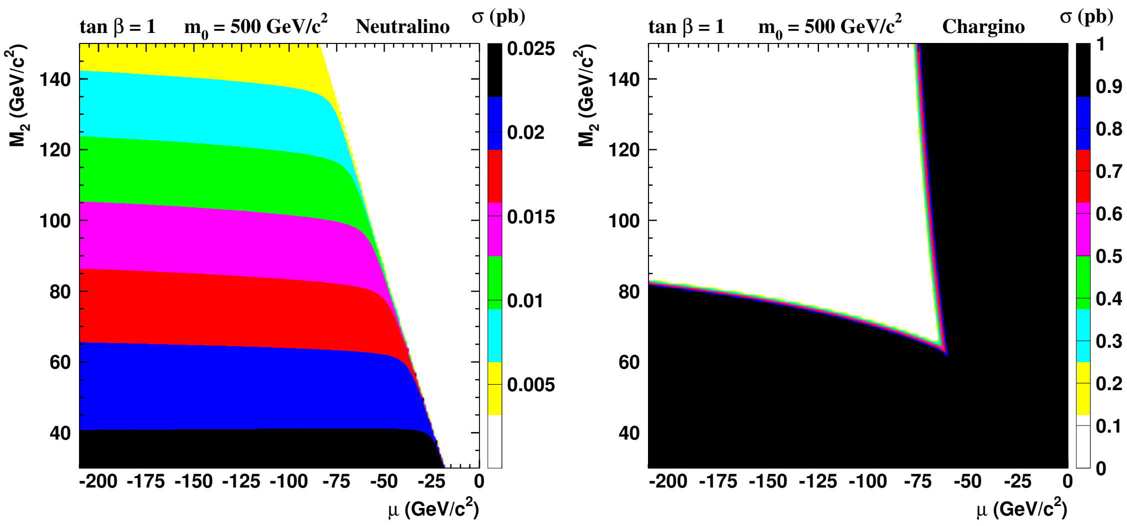


FIG. 4.8 – Section efficace de création de paires de neutralinos (à gauche) et de charginos (à droite) pour $\tan\beta = 1$ et $m_0 = 500$ GeV/c^2 (ce qui correspond à la zone la plus pessimiste). On remarque en particulier les très faibles valeurs de la section efficace de création de paires de neutralinos.

de l'analyse : dans le cas où il n'y a pas de présence de signal, ces lignes permettront de donner des limites sur la masse du neutralino et du chargino (voir chapitre 6).

Particule supersymétrique la plus légère (LSP)

Il est primordial pour la recherche de superparticules de savoir quelle est la particule supersymétrique la plus légère (ou LSP pour *Lightest Supersymmetric Particle*). En effet, la probabilité est importante que les particules supersymétriques se désintègrent en cascade jusqu'à la LSP (ensuite celle-ci se désintégrant en particules standard via un couplage violant la R-parité, voir plus loin). Dans le cadre du modèle mSUGRA, la LSP est très souvent le neutralino le plus léger. La figure 4.11 présente, pour $\tan\beta = 1{,}5$, le domaine dans lequelle le neutralino n'est pas la LSP (et dans ce cas la LSP est le chargino). Pour des grandes valeurs de $\tan\beta$, ces zones n'existent pas.

Section efficace et masse

La figure 4.12 représente la section efficace de production de paires en fonction de la masse du chargino (pour m_0 grand et quelle que soit la valeur des autres paramètres). On constate que la section efficace demeure très élevée sur un grand intervalle de masse. Cette section efficace devient faible pour des valeurs de la masse très proches de la limite cinématique (qui vaut ici 103 GeV/c^2 puisque l'étude est effectuée avec une énergie dans le centre de masse de 206 GeV). Ce résultat signifie que l'analyse sera sensible à des masses du chargino très proche de la limite cinématique (et ce pour une faible luminosité intégrée - typiquement 10 pb^{-1}). Il n'en va pas de même pour le neutralino : une luminosité importante est requise pour améliorer la sensibilité à la découverte ou à l'exclusion (dans tous les cas, la limite cinématique n'est jamais atteinte).

En résumé, le paramètre important pour la recherche de charginos est l'énergie dans le centre de masse, tandis qu'une luminosité importante est primordiale pour la recherche de neutralinos.

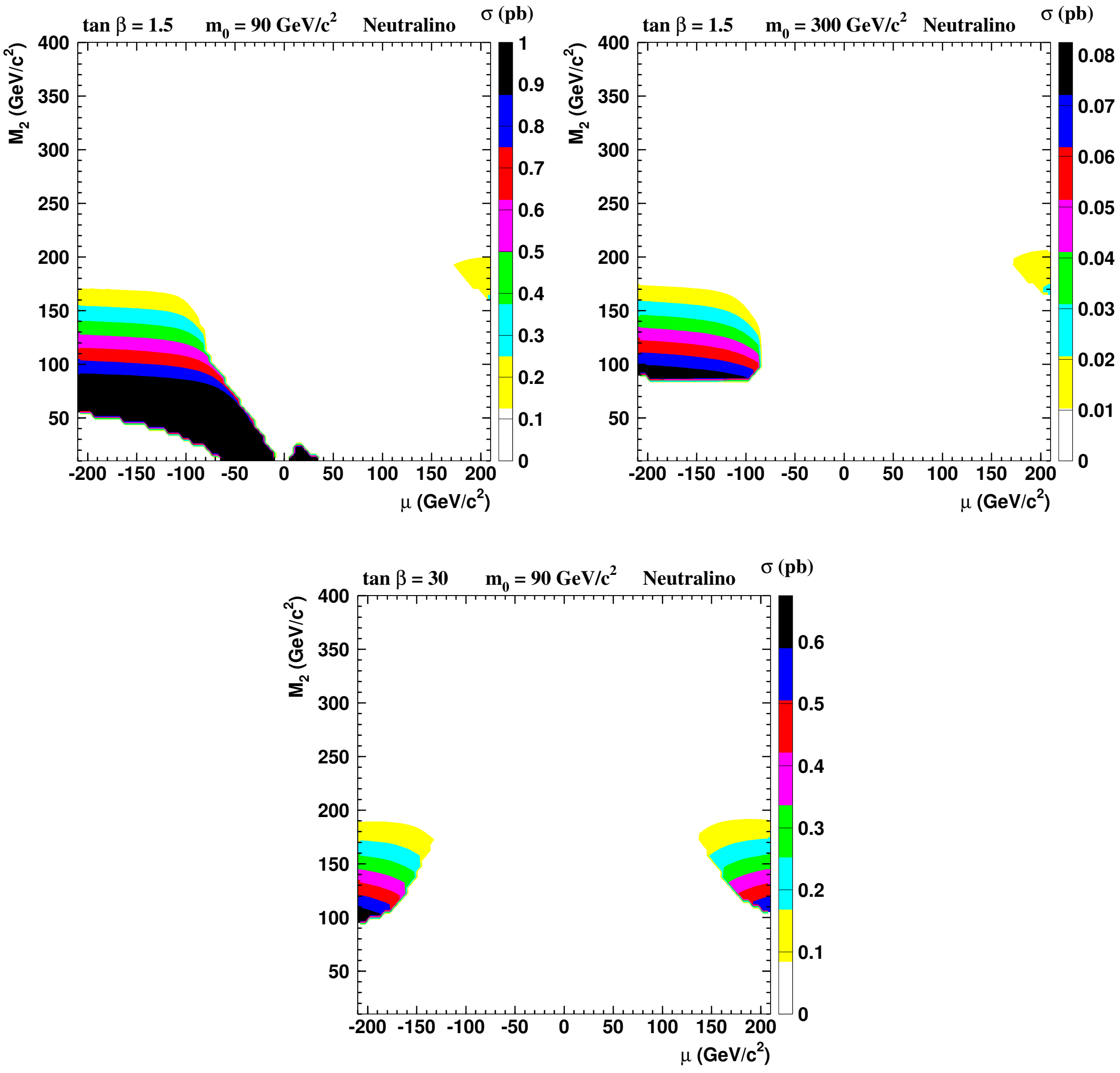


FIG. 4.9 – Section efficace de production de paires de neutralinos quand celle-ci est supérieure à la section efficace de production de paires de charginos. La zone pour $\tan\beta = 30$ et $m_0 = 300$ GeV$/c^2$ n'est pas représentée car la section efficace de production est toujours supérieure dans le cas du chargino.

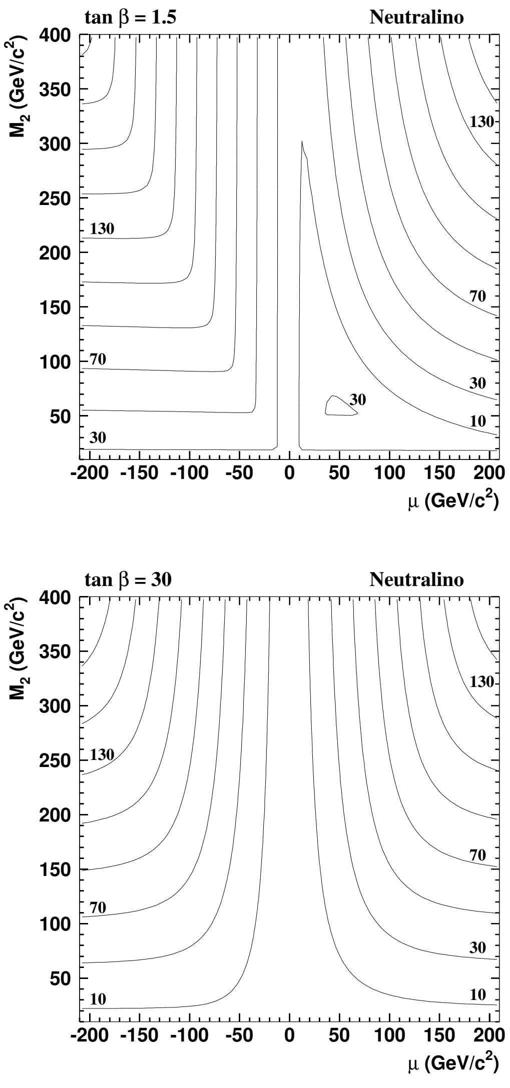


FIG. 4.10 – Lignes isomasses du neutralino (à gauche) et du chargino (à droite) pour $\tan\beta = 1{,}5$ (en haut) et $\tan\beta = 30$ (en bas). Les chiffres sur les courbes indiquent la valeur en GeV/c^2 de la masse.

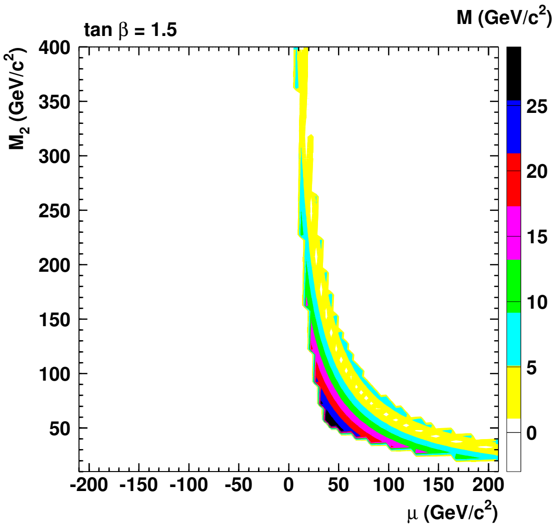


Fig. 4.11 – Zone de paramètres pour laquelle le chargino est la particule supersymétrique la plus légère (pour $\tan\beta = 1{,}5$). Les différents niveaux de gris correspondent à la masse du chargino.

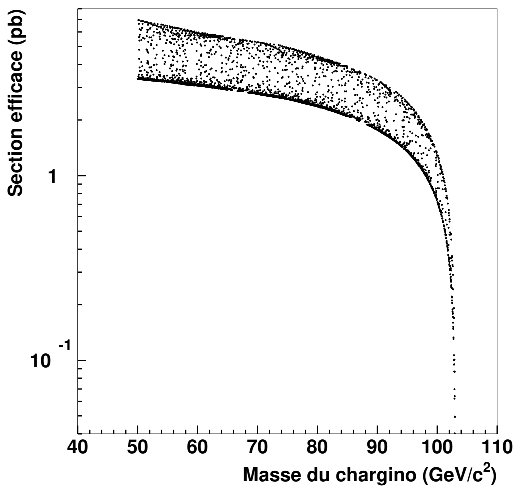


Fig. 4.12 – Évolution de la section efficace de création de paires de charginos en fonction de leur masse (pour une énergie de collision de 206 GeV).

4.2.3 Autres productions de paires

Dans cette section, on s'intéresse à la question suivante : existe-t-il d'autres diagrammes susceptibles d'augmenter la sensibilité à la découverte (ou à l'exclusion) de processus supersymétriques ? On peut par exemple penser à la production de paires du neutralino le plus léger et du second neutralino le plus léger, et se demander s'il existe des zones de paramètres supersymétriques où la section efficace correspondante est supérieure à celle des productions de paires étudiées jusqu'à présent.

Une étude détaillée montre que le signal $e^+e^- \longrightarrow \widetilde{\chi}_2^0\widetilde{\chi}_4^0$ peut améliorer la sensibilité des recherches. Considérons une analyse donnant des résultats de non-observation : dans ce cas, des limites sont établies sur la masse du chargino et du neutralino (en se plaçant dans la zone $\tan\beta = 1$ et $m_0 = 500$ GeV/c^2). La figure 4.13 (à gauche) représente ce que l'on attend du contour d'exclusion de la section efficace au LEP à 206 GeV (voir également figure 4.8). Les lignes isomasses du neutralino sont également tracées. On constate que la ligne d'isomasse de 38 GeV/c^2 est entièrement contenue dans la zone exclue : un neutralino de 38 GeV/c^2 serait donc exclu. Si la section efficace de production $\widetilde{\chi}_2^0\widetilde{\chi}_4^0$ est ajoutée (figure de droite), la ligne d'isomasse entièrement contenue dans la nouvelle zone exclue (en prenant en compte ce processus[5]) vaut 40 GeV/c^2.

Ainsi, un gain de 2 GeV/c^2 est attendu sur la limite de la masse du neutralino. Aucune recherche de production $\widetilde{\chi}_2^0\widetilde{\chi}_4^0$ n'a été effectuée dans cette thèse, ce qui ne permet malheureusement pas de profiter de cette amélioration sur la sensibilité de l'analyse : les seuls processus envisagés sont ceux impliquant le chargino et le neutralino le plus léger. Il faut noter que les autres processus aident dans très peu de cas (cas restreints à des zones de paramètres très localisées).

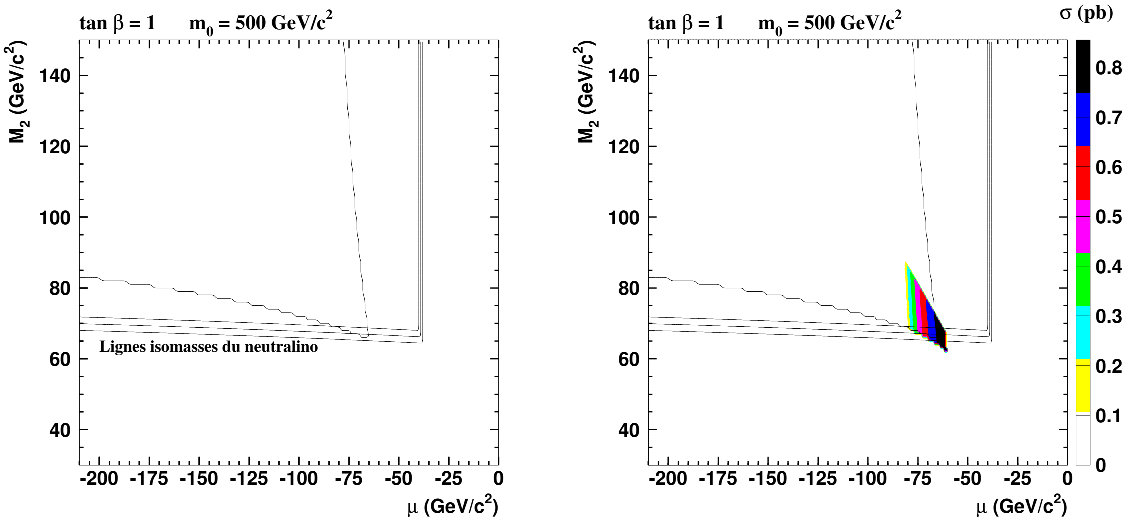


FIG. 4.13 – À gauche : contour d'exclusion attendu pour la section efficace totale dans le cas d'une non observation d'un signal. Les lignes isomasses du neutralino sont tracées et valent 38, 39 et 40 GeV/c^2 du bas vers le haut. La figure de droite représente en plus la section efficace du processus $e^+e^- \longrightarrow \widetilde{\chi}_2^0\widetilde{\chi}_4^0$ (chaque niveau de gris correspond à un intervalle de section efficace).

[5]Il est supposé ici qu'une section efficace de 0,1-0,2 pb pourrait être exclue.

4.3 Désintégration

4.3.1 Diagrammes de désintégration

La désintégration de la particule supersymétrique (le chargino ou le neutralino) va dépendre de l'identité de la LSP. Si la particule supersymétrique produite n'est pas la LSP et si la différence de masse entre cette particule et la LSP n'est pas trop faible[6], la superparticule va d'abord se désintégrer en cascade jusqu'à la LSP : on parle alors de désintégration *indirecte*. Au contraire, si la particule supersymétrique produite est la LSP, elle va se désintégrer sans cascade via un couplage violant la R-parité : cette désintégration est dite *directe*[7].

Désintégration directe

Aucun des couplages violant la R-parité ne permet à un chargino ou à un neutralino de se désintégrer directement en particules standard. Par conséquent, la désintégration de la superparticule va d'abord passer par une étape intermédiaire : celle-ci va se désintégrer en un squark virtuel et un quark. Le squark virtuel se désintègre ensuite via le couplage λ'' de la figure 4.1. Ainsi, la désintégration directe de la superparticule produite donne lieu à 3 quarks dans l'état final (figure 4.14).

Le diagramme total (production et désintégration) est représenté sur la figure 4.15. On constate que l'état final est constitué de 6 quarks : ces 6 quarks s'hadronisent et donnent lieu à 6 jets, qui constituent donc la signature expérimentale à rechercher au LEP.

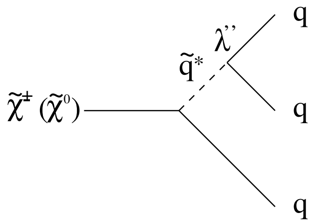


FIG. 4.14 – Désintégration directe d'un chargino ou d'un neutralino par l'intermédiaire d'un couplage λ''.

Désintégration indirecte

Dans le cas où la superparticule produite n'est pas la particule supersymétrique la plus légère, une désintégration en cascade va avoir lieu. Le diagramme de la figure 4.16 illustre cette désintégration indirecte (la cascade a lieu par l'intermédiaire d'un boson W virtuel).

La superparticule résultante (qui est la LSP) va ensuite se désintégrer directement (*cf.* discussion plus haut), tandis que le boson W va donner deux quarks (67,8 % des cas) ou un lepton et son neutrino associé (32,2 % des cas). L'état final est montré sur la figure 4.17.

La composition de cet état final va dépendre de la désintégration des deux bosons W, et se décrit comme suit :

- 10 jets dans 46 % des cas ;

[6] L'espace de phase entre la particule mère et la particule fille ne doit pas être trop petit, ce qui est le cas quand leur différence de masse est supérieure à quelques GeV/c^2.

[7] Les deux dénominations constituent un abus de langage. Par exemple, plutôt que de parler de "désintégration directe", il serait plus juste de parler de "désintégration directe vers un couplage avec violation de la R-parité".

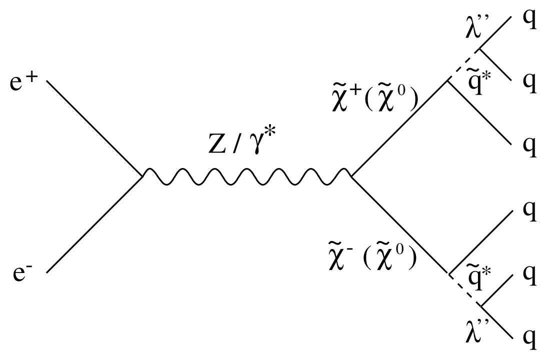


FIG. 4.15 – Production et désintégration d'un chargino ou d'un neutralino dans le cas où la superparticule produite est la LSP.

- 8 jets, 1 lepton[8] et 1 neutrino[9] dans 43,6 % des cas ;
- 6 jets, 2 leptons et 2 neutrinos dans 10,4 % des cas.

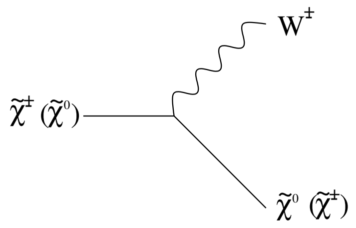


FIG. 4.16 – Désintégration indirecte d'un chargino ou d'un neutralino.

4.3.2 Désintégration du chargino en 6 jets

Est-il possible que le chargino, s'il n'est pas la particule supersymétrique la plus légère, se désintègre en 6 jets ?

Dans les différentes zones de paramètres étudiées, il a été vérifié que la désintégration d'un chargino avait toujours lieu de façon indirecte (si le neutralino est plus léger, ce qui est pratiquement toujours le cas comme vu plus haut). La figure 4.18 représente la zone où le chargino se désintègre en 6 jets (pour $\tan\beta = 1{,}5$). Par comparaison avec la figure 4.11, on remarque que ces zones correspondent toujours au cas où le chargino est la LSP.

En conclusion, dans le cadre du modèle mSUGRA, le chargino (s'il n'est pas la LSP) se désintègre de façon indirecte (6 à 10 jets)[10], et le neutralino se désintègre de façon directe en 6 jets. Cette règle est inversée dans les cas rares où la LSP est le chargino. Ces deux éventualités seront prises en compte dans les études ultérieures (chapitre 6).

4.3.3 Saveur des quarks dans l'état final

Pour connaître la saveur des quarks dans l'état final, il est nécessaire d'étudier le lagrangien (1.26), page 46, du chapitre 1. À partir de ce lagrangien, il est facile de déterminer les

[8]Ici, le mot lepton désigne seulement les particules chargées : l'électron, le muon et le tau.

[9]Le neutrino s'échappe du détecteur sans laisser de trace et se particularise par de *l'énergie manquante*.

[10]Les cas où désintégration directe et indirecte cohabitent sont très rares.

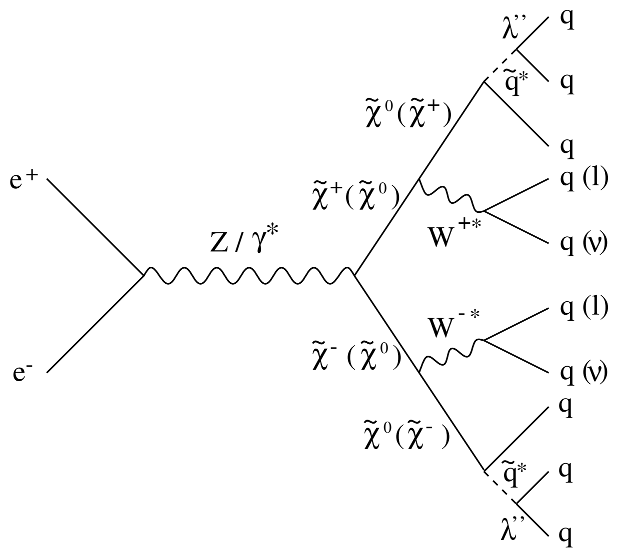


FIG. 4.17 – Production et désintégration de charginos ou de neutralinos dans le cas où la superparticule produite n'est pas la LSP.

désintégrations possibles des squarks via un couplage λ''_{ijk} :

$$\begin{array}{lcl} \tilde{d}_k & \longrightarrow & \bar{u}_i \bar{d}_j \ ; \\ \tilde{d}_j & \longrightarrow & \bar{u}_i \bar{d}_k \ ; \\ \tilde{u}_i & \longrightarrow & \bar{d}_j \bar{d}_k \ ; \end{array}$$

où u et d indiquent respectivement une des saveurs des quarks du type haut et bas. Ainsi, dans le cas d'une désintégration directe d'un chargino, un squark de type haut (respectivement bas) est produit associé à un quark de type bas (respectivement haut) (voir figure 4.14). La désintégration d'un chargino donne donc :

$$\begin{array}{lcl} \tilde{\chi}^+ & \longrightarrow & u_i d_j u_k, u_i u_j d_k, \bar{d}_i \bar{d}_j \bar{d}_k. \\ \tilde{\chi}^- & \longrightarrow & \bar{u}_i \bar{d}_j \bar{u}_k, \bar{u}_i \bar{u}_j \bar{d}_k, d_i d_j d_k. \end{array} \tag{4.1}$$

Dans le cas de la désintégration directe d'un neutralino, un squark de type haut (bas) est produit associé à un quark de type haut (bas) :

$$\tilde{\chi}^0 \longrightarrow u_i d_j d_k, \bar{u}_i \bar{d}_j \bar{d}_k. \tag{4.2}$$

On remarque que plusieurs états finals sont possibles pour une même constante λ''_{ijk}.

Il a été vu dans la section précédente que, au sein du modèle mSUGRA, les désintégrations (4.1) étaient pratiquement inexistantes. Ainsi, si seules les désintégrations (4.2) sont prises en compte, les constantes λ''_{3jk} (c'est-à-dire λ''_{312}, λ''_{313}, λ''_{323}) sont hors d'atteinte expérimentalement puisqu'elles impliquent deux quarks t dans l'état final d'une collision au LEP (sachant que $m_t = 174{,}3$ GeV$/c^2$). Par conséquent, seulement 6 couplages sur 9 sont accessibles de façon cinématique.

Sur 6 de ces couplages restants, 4 couplages mettent en jeu un quark b dans la désintégration (ce qui correspond à deux quarks b dans l'état final). La méthode de l'étiquetage des quarks b (traitée dans la section ultérieure 7.5.1 du chapitre 7) pourrait donc être utilisée pour augmenter

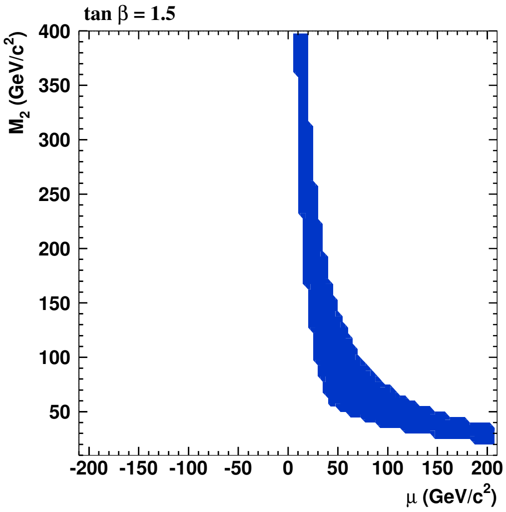


FIG. 4.18 – Zone de paramètres pour laquelle le chargino se désintègre de façon directe (pour $\tan\beta = 1{,}5$). Cette zone correspond exactement au domaine où le chargino est la particule supersymétrique la plus légère (*cf.* figure 4.11).

la sensibilité à un éventuel signal. Cependant, pour garder une validité générale à l'analyse, aucune hypothèse n'est effectuée sur la saveur des quarks dans l'état final. L'analyse sera donc valable pour toutes les constantes de couplage λ''_{ijk} avec $i \neq 3$.

4.3.4 Longueur de vol

La désintégration de la particule supersymétrique la plus légère dépend des constantes de couplage λ'' ainsi que de la masse du squark. La longueur de vol (en centimètre) peut être exprimée comme suit :

$$L(\text{cm}) = 0{,}1(\beta\gamma)\left(\frac{m_{\tilde{q}}}{100\ \text{GeV}/c^2}\right)^4\left(\frac{1\ \text{GeV}/c^2}{m_{\tilde{\chi}}}\right)^5\frac{1}{\lambda''^2}.$$

La longueur de vol varie en particulier avec la valeur de la constante mise en jeu : pour des grandes valeurs de λ'', la longueur de vol est faible, tandis que pour des petites valeurs, la durée de vie de la superparticule peut être longue (grande longueur de vol).

Plusieurs cas peuvent ainsi être distingués :

- la longueur de vol de la LSP est inférieure à 1 cm : la désintégration a lieu très proche du vertex primaire ;
- la longueur de vol de la LSP est comprise entre 1 cm et 1-2 m : la LSP se désintègre dans le détecteur et un vertex déplacé est observable[11] ;
- la longueur de vol de la LSP est supérieure à 3 m : la LSP n'est pas détectée, et les recherches avec R-parité conservée s'appliquent sans modification.

La figure 4.19 représente la longueur de vol en centimètre (dans le laboratoire) dans le cas d'une désintégration directe d'un neutralino quand la valeur du couplage λ'' est fixée à 0,1. La

[11] Pour pouvoir observer un tel vertex déplacé, la LSP doit se désintégrer avant les calorimètres.

longueur de vol varie de plusieurs mètres à quelques dixièmes de nanomètres. En comparant avec la figure 4.10, on constate en particulier que les grandes longueurs de vol correspondent aux faibles valeurs de masse du neutralino.

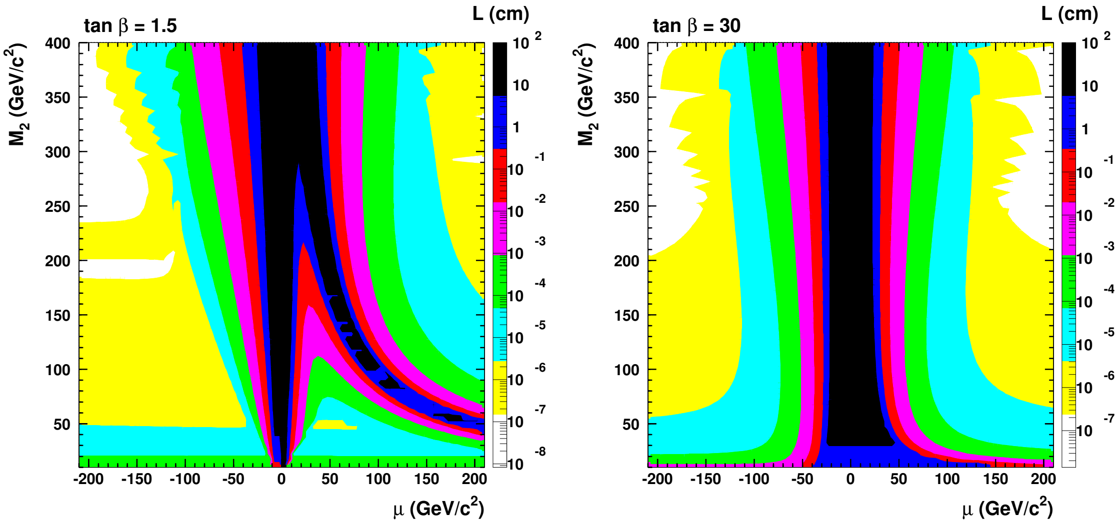


FIG. 4.19 – Longueur de vol du neutralino en centimètre (dans le référentiel du laboratoire) dans le cas d'une désintégration directe pour une valeur $\lambda'' = 0{,}1$. Deux valeurs différentes de $\tan\beta$ sont représentées.

La recherche faite dans le cadre de cette thèse suppose que la LSP se désintègre proche du vertex primaire : ces recherches ne s'appliquent plus dès que la longueur de vol est supérieure à environ 1 cm. Les courbes de gauche de la figure 4.20 illustrent les valeurs inférieures des constantes λ'' pour lesquelles ce travail est valide (en fonction de la masse de la LSP, et pour différentes valeurs de la masse du squark). Par exemple, pour une masse de squark de 100 GeV/c^2, cette étude est sensible à des constantes de l'ordre de 3.10^{-3} (respectivement 1.10^{-4}) pour une masse de la LSP de 10 GeV/c^2 (respectivement 30 GeV/c^2). Au-dessous de ces valeurs (à la masse de la LSP donnée), l'analyse ne s'appliquera plus et il faudra faire appel à une analyse avec vertex déplacé (valeurs intermédiaires des couplages λ'') ou à une analyse avec R-parité conservée (très faibles valeurs des couplages λ''). Les deux courbes sur la figure 4.20 (à droite) représentent ces différents domaines pour une masse du squark de 100 GeV/c^2.

4.4 Limites sur les couplages λ''

Les recherches effectuées dans cette thèse ne permettront pas de donner une mesure (en cas de découverte) ou une exclusion sur les couplages λ''. En effet, ceux-ci n'interviennent pas dans la section efficace de production de paires, et ne jouent un rôle que dans la longueur de vol des particules supersymétriques[12]. Cependant, des limites sur les différents couplages λ''_{ijk} ont été établies à basse énergie. Cette section présente ces limites.

[12]En cas de découverte, il existe une exception favorable à une mesure de λ'' : si un vertex secondaire est observable pour ce genre de désintégration, alors il est possible de relier la longueur de vol au couplage λ'' (en fonction des paramètres M_2, m_0, $\tan\beta$, et μ).

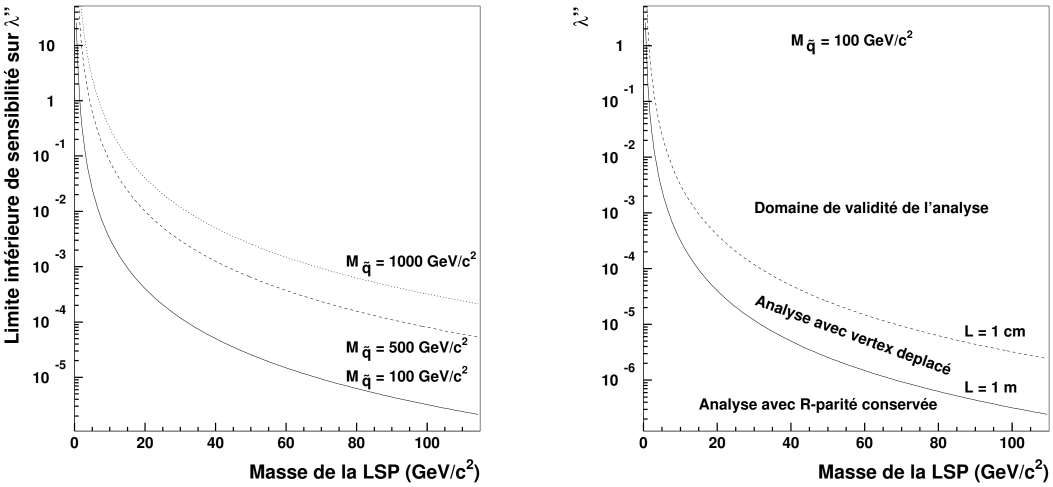


FIG. 4.20 – À gauche : évolution de la limite inférieure en sensibilité sur les couplages λ'' en fonction de la masse de la LSP et pour différentes valeurs de la masse du squark. Cette limite en sensibilité correspond à une longueur de vol de la LSP de 1 cm. À droite : les différents domaines d'analyse pour une masse du squark de 100 GeV$/c^2$.

En premier lieu, il est intéressant de calculer la limite sur le produit $\lambda'\lambda''$ donnée par la contrainte sur la durée de vie du proton. La largeur de la désintégration de la figure 1.12 (page 47) peut être estimée à :

$$\Gamma(p \longrightarrow e^+\pi^0) \approx \frac{\lambda'^2_{11k}}{4\pi}\frac{\lambda''^2_{11k}}{4\pi}\frac{M^5_{proton}}{m^4_{\tilde{d}_k}},$$

avec $k \neq 1$, et $m_{\tilde{d}_k}$ la masse du scalaire échangé (un squark *s-strange* ou *sbottom*). Or la limite expérimentale sur la durée de vie du proton est $\tau(p \longrightarrow e\pi) > 10^{32}$ années [29]. Ce résultat conduit à la limite supérieure sur le produit des constantes de couplage :

$$\lambda'_{11k}\,\lambda''_{11k} \lesssim 2.10^{-27}\left(\frac{m_{\tilde{d}_k}}{100\ \mathrm{GeV}/c^2}\right)^2.$$

Plus généralement, en utilisant toujours la limite sur la désintégration du proton, le produit des constantes de couplage $\lambda'\lambda''$ est borné par :

$$\lambda'\lambda'' < 10^{-9}.$$

Dans la suite des limites présentées, nous allons reprendre l'hypothèse qu'il n'existe qu'un seul couplage λ''_{ijk} non nul, et nous ne tiendrons pas compte du produit des constantes de couplage entre elles. Ces limites expérimentales sont obtenues de la manière suivante : connaissant la contribution théorique provenant de la R-parité (qui dépend de la grandeur de la constante de couplage λ''_{ijk} mise en jeu), on détermine la limite sur ce couplage à l'aide de l'écart entre la valeur attendue dans le cadre du modèle standard et la mesure expérimentale. Ces limites indirectes sont présentées dans le tableau 4.4.

Sur les 9 constantes de couplage, seulement 5 sont bornées supérieurement par des mesures expérimentales. Les limites sur les autres constantes sont obtenues en demandant que les cou-

Couplage	Limite	Processus donnant la limite
λ''_{112}	10^{-6}	Oscillations neutron-antineutron [30]
λ''_{113}	10^{-5}	Double désintégration des noyaux atomiques [30]
λ''_{123}	1,25	Perturbativité du couplage à 10^{16} GeV/c^2 [30]
λ''_{212}	1,25	Perturbativité du couplage à 10^{16} GeV/c^2 [30]
λ''_{213}	1,25	Perturbativité du couplage à 10^{16} GeV/c^2 [30]
λ''_{223}	1,25	Perturbativité du couplage à 10^{16} GeV/c^2 [30]
λ''_{312}	0,43	Largeur du Z [31]
λ''_{313}	0,43	Largeur du Z [31]
λ''_{322}	0,43	Largeur du Z [31]

TAB. 4.1 – Limites sur les constantes de couplage λ''. Ces limites sont calculées à 68 % de niveau de confiance, pour une masse du squark échangé de 100 GeV/c^2.

plages soient inférieurs à 1 à l'échelle de grande unification, et en utilisant les équations de renormalisation pour connaître leur valeur à l'échelle électrofaible.

Excepté pour λ''_{112} et λ''_{113}, les limites sur les constantes de couplage sont peu contraignantes, et ceci justifie d'autant plus leur recherche à haute énergie.

Conclusion

Dans cette deuxième partie de la thèse, on suppose donc qu'une constante de couplage λ''_{ijk} est dominante devant toutes les autres. De plus, il a été choisi d'étudier la production de paires de charginos et de neutralinos. La violation de la R-parité n'intervient alors qu'au niveau de la désintégration des superparticules produites. Nous avons vu que deux types de désintégration sont possibles : la désintégration directe où la superparticule se désintègre sans passer par une particule supersymétrique plus légère, et la désintégration indirecte où la superparticule se désintègre d'abord en une superparticule plus légère (sur couche de masse). Nous avons établi qu'une désintégration directe des charginos ou des neutralinos donnait lieu à une topologie contenant 6 jets dans l'état final, tandis qu'une désintégration indirecte conduisait à un état final constitué de 6 à 10 jets avec éventuellement des leptons et des neutrinos. La section efficace de ces processus dépend des quatre paramètres M_2, m_0, $\tan\beta$, et μ, et peut varier de quelques centièmes à plusieurs dizaines de picobarns. Le chargino peut être découvert ou exclu jusqu'à une valeur de sa masse proche de la limite cinématique, d'où l'importance de faire des recherches aux énergies les plus élevées possibles, tandis que la découverte ou l'exclusion d'un neutralino profite de l'accumulation de luminosité.

Chapitre 5

Désaccord dans les variables d'algorithme de jets : étude et correction

Ce chapitre traite des algorithmes de jets et des variables issues de ces algorithmes. Celles-ci offrent une caractérisation performante des événements à grand nombre de jets, ce qui permettra de discriminer contre la plupart des processus prévus par le modèle standard. La première section décrit les différents types d'algorithmes de jets, en insistant particulièrement sur l'algorithme de Cambridge qui a été utilisé durant cette thèse. Nous établirons ensuite qu'un désaccord entre les données réelles et les événements simulés est présent dans la distribution des variables d'algorithme de jets. Nous essaierons alors de comprendre l'origine de ce désaccord, en étudiant les différentes possibilités. Finalement, nous verrons comment corriger le désaccord observé de façon à prendre en compte l'effet systématique mis à jour.

5.1 Algorithme de jets

Les *algorithmes de jets* sont des outils indispensables dans la recherche de signaux à grand nombre de jets. Le principe de ces algorithmes est simple : il s'agit de remonter le processus de cascade hadronique en arrière dans le temps. Les particules de l'événement sont ainsi associées entre elles pour former des jets. Ces jets permettront alors de reconstruire la direction et l'énergie des partons initiaux. Bien entendu, une telle reconstruction ne sera jamais parfaite et restera entachée d'erreurs provenant aussi bien de la résolution du détecteur que de l'algorithme lui-même.

De plus, les algorithmes fournissent des variables qui vont permettre de caractériser le nombre de jets de l'événement. Ces variables vont être largement utilisées dans l'analyse décrite dans le chapitre suivant, et aideront à discriminer un signal à grand nombre de jets d'un processus issu du modèle standard.

5.1.1 Principes généraux

Tout d'abord, nous allons décrire les bases des algorithmes de jets. Par définition, un *objet* correspondra à une particule ou à un groupe de particules.

Les différents algorithmes que nous allons étudier sont tous basés sur une association deux à deux des objets. L'algorithme débute en considérant toutes les particules de l'événement.

Ensuite, une *distance* est calculée entre tous les objets : la quantité y^{ij} représentera la distance entre l'objet i et j (elle sera définie de façon à être sans dimension). Cette quantité possède dans tous les cas que nous verrons une dépendance en angle : plus l'angle entre les deux objets est petit, plus la distance est petite. Les deux objets les plus proches vis-à-vis de cette distance (c'est-à-dire dont la quantité y^{ij} est la plus petite) sont réunis pour former un seul objet. La quantité de mouvement et l'énergie de ce nouvel objet k sont définies comme :

$$p_k = p_i + p_j \ ; \qquad\qquad E_k = E_i + E_j.$$

Cette procédure est répétée jusqu'à ce qu'un certain critère soit vérifié.

De manière générale, les algorithmes de jets sont construits à partir de trois composantes :

- une distance entre les objets ;
- l'algorithme proprement dit, c'est-à-dire la méthode pour décider de l'association de deux objets ;
- la procédure de combinaison des deux objets en un seul[1].

Le critère mettant fin à l'algorithme dépend de la méthode appliquée. Il existe au moins trois façons d'utiliser les algorithmes de jets.

La première méthode est la suivante : les objets sont associés entre eux jusqu'à ce qu'il n'y ait plus aucune paire d'objets dont la distance soit plus petite qu'une valeur y_{cut} définie par l'utilisateur. Les objets restants sont alors appelés des jets. Cette méthode laisse le nombre de jets entièrement libre. Elle ne sera pas utilisée dans cette thèse.

En ce qui concerne la deuxième possibilité, l'association des objets s'arrête quand un nombre de jets déterminé par l'utilisateur est atteint. Ce procédé porte la dénomination “forcer un événement en n jets” et sera utilisé par la suite.

Enfin, la dernière option sera largement employée tout au long de cette thèse. On a vu qu'à chaque étape (par exemple à l'étape où n objets sont présents dans l'événement), on associait les objets dont la distance était la plus petite de toutes les distances calculables. Cette valeur minimale fait donc passer l'événement d'une configuration à n objets à une configuration à $n-1$ objets. Cette *valeur de transition*[2] de n à $n-1$ objets est donc définie comme[3] :

$$y_{n\ n-1} = \min_{i,j=1,n} (y^{ij}). \tag{5.1}$$

La procédure consiste donc à chaque étape à garder en mémoire la valeur de transition $y_{n\ n-1}$ et à continuer l'association des objets entre eux jusqu'à ce qu'il n'en reste plus qu'un. Ainsi, pour les analyses à grand nombre de jets, toutes les valeurs de transition $y_{n\ n-1}$ de $n = 10$ à $n = 2$ seront conservées.

La valeur de transition $y_{n\ n-1}$ est un indicateur qui aide à déterminer si un événement contient réellement n jets. Cette valeur témoigne de la stabilité en nombre de jets de l'événement. Considérons un exemple simple : la figure 5.1 représente à gauche un événement à 6 jets réels (par exemple le signal étudié dans cette thèse) et à droite un événement ne contenant que deux jets réels (similaire à un événement $e^+e^- \longrightarrow q\bar{q}$). L'étape du passage de 6 objets à 5 objets

[1] Le simple ajout des quadri-vecteurs énergie-impulsion est parfois remplacé par des procédés plus complexes [47].

[2] Appelée également dans la suite *variable d'algorithme de jets.*

[3] Par convention, les indices hauts sur la quantité y signalent qu'il s'agit d'une distance calculée entre deux objets de l'événement, tandis que les indices bas dénotent une distance de transition entre deux configurations différentes.

FIG. 5.1 – Représentation d'un événement à 6 jets (à gauche) et d'un événement à deux jets (à droite) pour une configuration à 6 objets. Les objets en traits tiretés sont ceux les plus proches vis-à-vis de la distance y_{65}.

est montré sur la figure pour les deux cas. Les objets en traits tiretés représentent ceux dont la distance y_{65} est la plus petite, ce qui signifie que lors de l'étape ultérieure ils seront associés pour former un seul et unique objet. Il est facile de voir sur la figure que la valeur de y_{65} est plus élevée pour l'événement possédant véritablement 6 jets (puisque la distance est d'autant plus grande que l'angle entre les deux objets est grand). La valeur de y_{65} aide donc à estimer s'il s'agit d'un événement à 6 jets réels : c'est un critère de stabilité pour le nombre de jets testé.

De manière générale, plus la valeur de transition $y_{n\ n-1}$ est élevée, plus il est probable que l'événement possède une configuration proche de n jets.

5.1.2 Description des différents algorithmes de jets

Depuis 1978 environ, de nombreux algorithmes de jets ont été proposés [47]. Les progrès dans la compréhension de la chromodynamique quantique ont permis d'améliorer les modes d'association des particules. Nous allons ici décrire les principaux algorithmes de jets utilisés par la communauté scientifique. Cette comparaison permet de constater l'évolution des méthodes et nous aidera dans le choix de l'algorithme le mieux adapté à la présente analyse.

Algorithme de JADE

La procédure pour associer les objets entre eux est exactement similaire à celle décrite plus haut. La distance[4] entre un objet i et un objet j est définie comme :

$$y^{ij} = \frac{2E_iE_j}{E^2_{visible}}(1 - \cos\theta_{ij}). \tag{5.2}$$

Les quantités E_i et E_j sont les énergies des objets considérés, θ_{ij} est l'angle entre ces deux objets et $E_{visible}$ correspond à l'énergie visible de l'événement.

La distance utilisée dans l'algorithme de JADE correspond à la masse invariante m_{ij} des deux objets quand les deux masses m_i et m_j sont considérées comme nulles (avec en plus une normalisation pour rendre cette distance sans unité) :

$$m^2_{ij} = m^2_i + m^2_j + 2(E_iE_j - |p_i|\,|p_j|\cos\theta_{ij}).$$

[4]Notons qu'il s'agit ici d'un abus de langage. En effet, au sens mathématique, une distance d vérifie trois conditions : $d(A,B) = 0 \Longleftrightarrow A = B$, $d(A,B) = d(B,A)$ et $d(A,B) \leq d(A,C) + d(C,B)$ (inégalité triangulaire), où A, B et C sont trois objets de même nature. Toutes les distances discutées dans cette partie ne respectent ni la première condition, ni la dernière condition.

Si les masses avaient été prises en compte dans le calcul de la distance, l'algorithme aurait alors eu tendance à associer les objets énergiques autour des objets peu énergiques. Dans un tel cas, la reconstruction des partons initiaux est mauvaise et ne correspond plus à la réalité. La distance choisie (5.2) permet d'éviter en grande partie ce biais.

Algorithme de Durham

L'algorithme de Durham est identique à celui de JADE. La seule différence réside dans la définition de la distance. Celle-ci correspond à la quantité de mouvement transversale :

$$y^{ij} = \frac{2\min(E_i^2, E_j^2)}{E_{visible}^2}(1 - \cos\theta_{ij}). \tag{5.3}$$

En effet, la quantité de mouvement transversale d'un objet i par rapport à la direction de l'objet j est égale à $p_\perp = p_i \sin\theta_{ij}$. Dans l'algorithme de Durham, il s'agit donc de la quantité de mouvement transversale de l'objet le moins énergique par rapport à la direction de l'objet le plus énergique (expression mise au carré). On s'aperçoit également ici encore que les masses sont considérées comme nulles (et donc $E_i \simeq p_i$). Notons de plus que la relation adoptée, $\sin^2\theta_{ij} \approx 2(1 - \cos\theta_{ij})$, n'est vraie que pour les petits angles.

Le choix de la distance (5.3) repose sur le rôle plus fondamental de la quantité de mouvement transversale dans l'évolution de la cascade hadronique. Le diagramme de la figure 5.2 illustre l'amélioration apportée par l'emploi de cette distance. Plaçons-nous tout d'abord dans le cas où l'algorithme de JADE est utilisé : les masses invariantes entre tous les objets sont alors calculées. La masse invariante minimale correspondra à celle des deux gluons réunis ensemble (on suppose en effet que les gluons rayonnés possèdent une petite énergie). Ces deux gluons vont alors être associés pour former un jet fantôme à grand angle des deux quarks, là où en réalité il n'existe aucune particule. L'algorithme de Durham ne possède pas ce défaut : sachant que l'expression (5.3) ne contient que l'énergie la plus faible, chaque gluon va être associé au quark qui l'a émis.

Cet exemple montre que les directions et les énergies des partons initiaux sont mieux reconstruites en utilisant la distance de Durham.

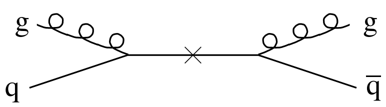


FIG. 5.2 – Diagramme où les deux quarks produits ont chacun rayonné un gluon peu énergique.

Algorithme de Durham ordonné en angle

Cet algorithme [48] n'est en fait qu'une étape vers l'algorithme de jets de Cambridge qui va être détaillé dans la suite.

La même distance que précédemment est utilisée, cependant l'algorithme ne reprend pas tout à fait le principe simple d'association des objets décrit dans la section 5.1.1. Cette procédure était en effet basée sur un seul ingrédient : une variable de test y^{ij}. Le présent algorithme considère une méthode d'association plus générale, et ajoute un deuxième ingrédient à la procédure. L'algorithme est basé sur :

- une variable d'ordonnancement v^{ij} ;

- une variable de test y^{ij} ;

Il est alors naturel, de façon à respecter les propriétés de la chromodynamique quantique, de choisir d'ordonner suivant l'angle relatif. La variable d'ordonnancement est donc définie comme suit :

$$v^{ij} = 2\,(1 - \cos\theta_{ij}).$$

Avec une valeur de y_{cut} donnée par l'utilisateur, l'algorithme complet est :

1 la paire d'objet ayant la plus petite valeur de la variable d'ordonnancement v^{ij} est choisie ;

2 on calcule la variable de test $y^{ij} = \frac{\min(E_i^2, E_j^2)}{E_{visible}^2}\, v^{ij}$:

- **a** si $y^{ij} < y_{cut}$: les deux objets sont associés ensemble (leurs quadri-vecteurs sont ajoutés) et forment ainsi un nouvel objet ; on revient alors à l'étape **1** ;
- **b** si $y^{ij} \geq y_{cut}$: une nouvelle paire d'objets avec la valeur de v^{ij} la plus proche de la précédente (et la plus petite possible) est considérée ; on retourne alors à l'étape **2** ; si aucune autre paire ne peut être trouvée, l'algorithme s'arrête.

Cette modification de l'algorithme de Durham a été introduite dans le but de résoudre un de ses défauts principaux. En effet, quand la quantité y_{cut} diminue[5], cet algorithme a tendance à former des jets entre des particules possédant une faible quantité de mouvement transversale. La figure 5.3 montre un exemple où la reconstruction des jets par l'algorithme de Durham peut être fausse. Dans cette figure, on considère que l'un des quarks a émis deux gluons peu énergiques et que le gluon le moins énergique a été rayonné à grand angle par rapport au quark. L'algorithme de Durham, du fait de la définition de sa distance, commence d'abord par traiter la particule la moins énergique (ici le gluon g_1). Ce gluon est alors associé avec la particule la plus proche vis-à-vis de la quantité de mouvement transversale : les deux gluons g_1 et g_2 sont regroupés ensemble. Pour des petites valeurs de y_{cut}, tous deux formeront alors un jet à part entière. Ainsi, plutôt que d'associer les gluons avec le quark qui les a émis, l'algorithme de Durham risque dans certaines configurations de former des jets avec des gluons rayonnés. À grandes valeurs de y_{cut}, ceci ne pose pas de problème puisque l'événement est reconnu comme un événement à deux jets. Cependant, si l'on veut étudier la structure interne de ces jets (en diminuant la valeur de y_{cut}), l'algorithme va alors donner une image incorrecte des gluons rayonnés.

Cette difficulté est résolue si l'on utilise l'algorithme de Durham ordonné en angle. En effet, la procédure commence tout d'abord par traiter les particules les plus proches en angle : dans le cas de la figure 5.3, il s'agira de l'antiquark et du gluon g_2. Ces deux particules sont alors associées ensemble et forment un nouvel objet. Si le paramètre y_{cut} n'est pas trop petit, l'algorithme associe ensuite ce nouvel objet avec le gluon g_1. Pour une valeur petite de y_{cut}, ce nouvel objet ainsi que le gluon g_1 constitueront tous deux des jets à part entière. Cet algorithme respecte donc mieux la sous-structure des jets de l'événement.

Algorithme de Cambridge

L'algorithme de Cambridge [48] utilise le principe de base de l'algorithme de Durham ordonné en angle tout en ajoutant une modification supplémentaire. Cette modification consiste à introduire la notion de *gel des jets peu énergiques* (*soft-freezing* en anglais). La distance utilisée

[5]Plus la valeur de y_{cut} est petite et plus nombreux sont les jets à la dernière étape de l'association. Une valeur de y_{cut} de 0 donnerait autant de “jets” qu'il y a de particules dans l'événement, tandis qu'une valeur de 1 conduirait à un seul “jet” dans l'événement.

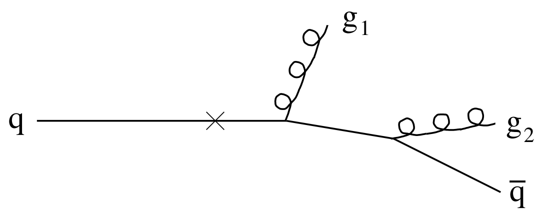


FIG. 5.3 – Diagramme où l'un des deux quarks produits a rayonné deux gluons peu énergiques (on suppose que le gluon g_1 est moins énergique que le gluon g_2).

demeure inchangée par rapport à celle définie pour l'algorithme de Durham. À partir d'une valeur de y_{cut} fournie par l'utilisateur, l'algorithme de Cambridge se décrit comme suit :

1 toutes les particules de l'événement sont stockées dans un tableau ; ce tableau représente la liste des objets autorisés à participer à la séquence d'association ;

2 la paire d'objets ayant la plus petite valeur de la variable d'ordonnancement $v^{ij} = 2\,(1 - \cos\theta_{ij})$ est choisie (les deux objets doivent encore être présents dans le tableau) ;

3 la variable de test $y^{ij} = \frac{\min(E_i^2, E_j^2)}{E_{visible}^2}\, v^{ij}$ est calculée :

- **a** si $y^{ij} < y_{cut}$: les objets i et j sont retirés du tableau et sont associés ensemble pour former un nouvel objet (leurs quadri-vecteurs sont ajoutés) ; ce nouvel objet est ajouté dans le tableau ;
- **b** si $y^{ij} \geq y_{cut}$: l'objet de plus faible énergie est considéré comme un jet et est retiré du tableau, l'objet de plus grande énergie reste dans le tableau ;

4 si le tableau ne contient plus qu'un seul objet, celui-ci est considéré comme un jet et l'algorithme s'arrête ; dans le cas contraire, l'algorithme retourne à l'étape **2**.

La condition **3b** correspond à la spécificité apportée par l'algorithme de Cambridge. Le fait de retirer les jets de plus petite énergie du tableau des objets participant à la procédure d'association permet d'éviter que ces jets attirent des particules ne leur appartenant pas. Cette propriété peut être vérifiée sur la figure 5.4. Supposons, pour une certaine valeur de y_{cut}, d'une part que l'antiquark $\bar{q}_2$ et le gluon g_2 soient associés en un seul objet, et d'autre part que le gluon g_1 soit considéré comme un jet à part entière. Supposons également que le quark q_1 ait rayonné deux gluons g_3 et g_4 (voir la figure). L'utilisation d'un algorithme comme Durham (ou sa version modifiée vue précédemment) peut alors conduire à l'association erronée des gluons g_4 et g_1 dans l'hypothèse où le gluon g_4 est proche en angle avec le gluon g_1. Dans le cas de l'algorithme de Cambridge, une telle erreur n'est plus possible. En effet, dès que le gluon g_1 est considéré comme un jet à part entière (pour une valeur donnée de y_{cut}), celui-ci, étant moins énergique que l'objet $\bar{q}_2$-g_2, est retiré de la séquence d'association. Ce procédé empêche un mauvais regroupement entre les gluons g_4 et g_1.

L'algorithme de Cambridge permet donc d'éviter que les jets les moins énergiques attirent des particules pendant la procédure d'association des particules. Cette propriété peut être vérifiée grâce à la simulation. La figure 5.5 représente un événement en deux quarks, où l'un des quarks rayonne un gluon. On constate sur cette figure que, après avoir forcé l'événement en trois jets, l'algorithme de Durham n'est pas en mesure de retrouver la direction et l'énergie correctes du

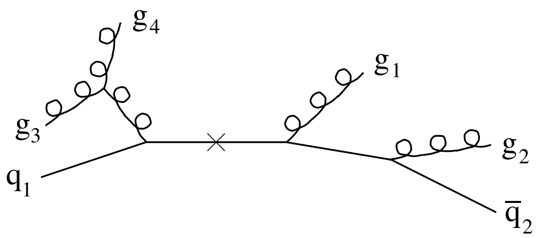


FIG. 5.4 – Diagramme avec plusieurs gluons rayonnés par les quarks.

quark et du gluon situés dans la même hémisphère. Certaines des particules sont associées avec le gluon, lui donnant une énergie reconstruite supérieure à celle du quark. L'algorithme de Durham n'est donc pas en mesure, dans cet exemple précis, de déterminer la structure interne du jet formé par le quark et le gluon. Au contraire, on observe sur la figure que l'algorithme de Cambridge reconstruit presque parfaitement la direction et l'énergie des partons initiaux. La sous-structure du jet formé par le quark et le gluon est beaucoup mieux respectée.

En conclusion, l'algorithme de Cambridge est adapté à des études d'événements contenant des jets peu énergiques et colinéaires.

Choix de l'algorithme de jets

Dans le chapitre 4, nous avons vu que les signaux recherchés contiennent de 6 à 10 jets dans l'état final. L'énergie de ces jets dépend de la masse des superparticules mises en jeu et va varier de quelques GeV à quelques dizaines de GeV : on s'attend donc à ce que l'état final contienne des jets peu énergiques. L'étude effectuée plus haut montre que c'est l'algorithme de Cambridge qui est le mieux adapté pour traiter ce type d'événements. En particulier, cet algorithme, grâce au gel des jets peu énergiques, permet d'éviter que ceux-ci attirent des particules ne leur appartenant pas : la reconstruction des partons primaires sera donc d'autant plus proche de la configuration réelle.

C'est donc l'algorithme de Cambridge qui sera utilisé dans toute la suite.

5.1.3 Particularités de l'algorithme de Cambridge

Généralités

Comme il a été vu, l'algorithme de Cambridge donne un rôle distinct à la variable de test et à la variable d'ordonnancement (contrairement aux autres algorithmes où ces deux notions sont confondues). Cette propriété entraîne un comportement inhabituel de l'algorithme de jets [49]. La manière dont sont associées les particules dépend de la valeur de y_{cut}. En effet, la valeur de y_{cut} n'est pas utilisée seulement pour interrompre la séquence d'association, mais également pour l'influencer. L'algorithme joint les paires dont la valeur de v^{ij} est la plus petite parmi toutes celles dont $y^{ij} < y_{cut}$. Ainsi, changer la valeur de y_{cut} modifie la façon dont sont joints les objets.

La première conséquence de cette remarque est la suivante : le nombre de jets ne varie pas de façon monotone avec la valeur de y_{cut}. Cette particularité est montrée sur la figure 5.6 (à gauche) pour le signal recherché (il s'agit d'un événement avec désintégration indirecte - *cf.* chapitre 4). On observe en effet que le nombre de jets passe de 9 à 8 puis de 8 à 9, puis à nouveau de 9 à 8. Il existe donc deux configurations à 9 jets et deux à 8 jets. Les deux configurations à 9 jets sont distinctes l'une de l'autre (même chose pour les deux configurations à 8 jets) : les jets ne sont pas constitués des mêmes particules, et leurs quadri-vecteurs énergie-impulsion sont

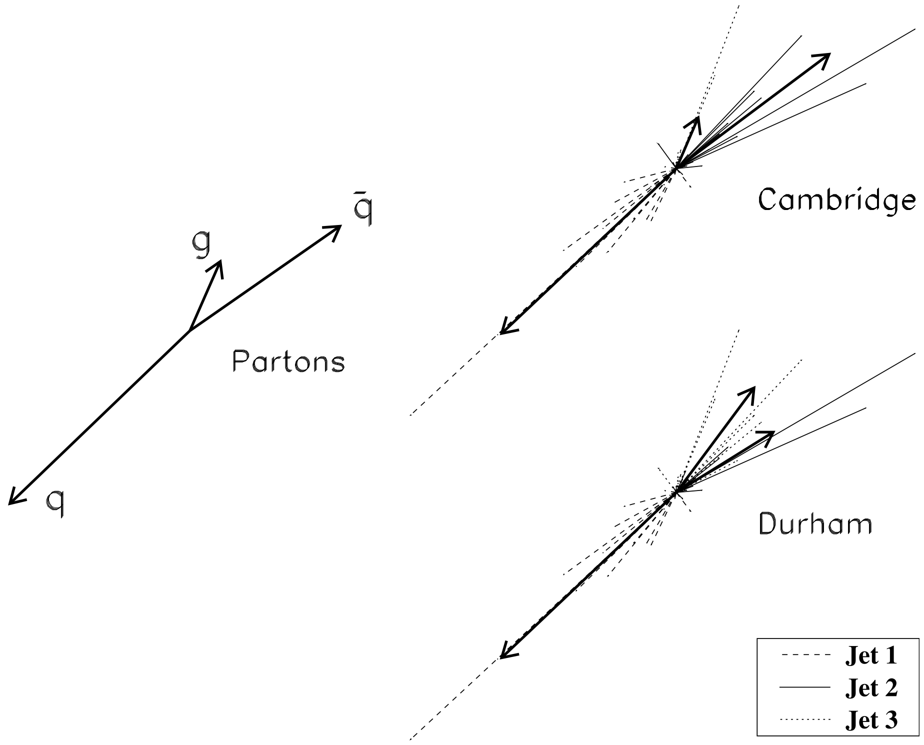


FIG. 5.5 – Comparaison entre l'algorithme de Cambridge et de Durham pour un événement $q\bar{q}g$ simulé à $\sqrt{s} = 91$ GeV. Dans ces figures, la direction des flèches indique la quantité de mouvement de la particule tandis que la longueur est proportionnelle à leur énergie. À gauche : diagramme au niveau des partons. À droite : diagramme au niveau de la reconstruction des jets (en haut pour l'algorithme de Cambridge et en bas pour Durham). L'association des particules avec les jets est indiquée sur la légende. Cette figure est extraite de la référence [49].

donc différents. Cette particularité est également visible sur la figure de droite où l'on voit que deux configurations consécutives différentes conduisent au même nombre de jets (les deux points consécutifs, situés à $y_{cut} \simeq 10^{-1,79}$ et $y_{cut} \simeq 10^{-1,82}$, possèdent tous deux quatre jets).

Ainsi, il existe des cas où forcer un événement en un nombre de jets fixé peut conduire à plusieurs possibilités. Il a été montré [49] que la configuration qui correspondait à la plus petite valeur de y_{cut} constituait le meilleur choix (c'est-à-dire que les jets reproduisaient mieux la configuration réelle des partons).

La figure 5.6 (à droite) illustre la deuxième particularité de l'algorithme de Cambridge. Il existe des cas où aucune valeur de y_{cut} n'est en mesure de donner une configuration à un nombre de jets donné. Dans l'exemple montré, on constate qu'aucune configuration à 8 jets n'est trouvée. Par conséquent, il n'est pas toujours possible de forcer un événement dans un nombre de jets voulu.

Les courbes de la figure 5.7 montrent, en fonction du nombre de jets dans l'état final, la fraction d'événements, d'une part où il n'existe pas de configuration avec le nombre de jets

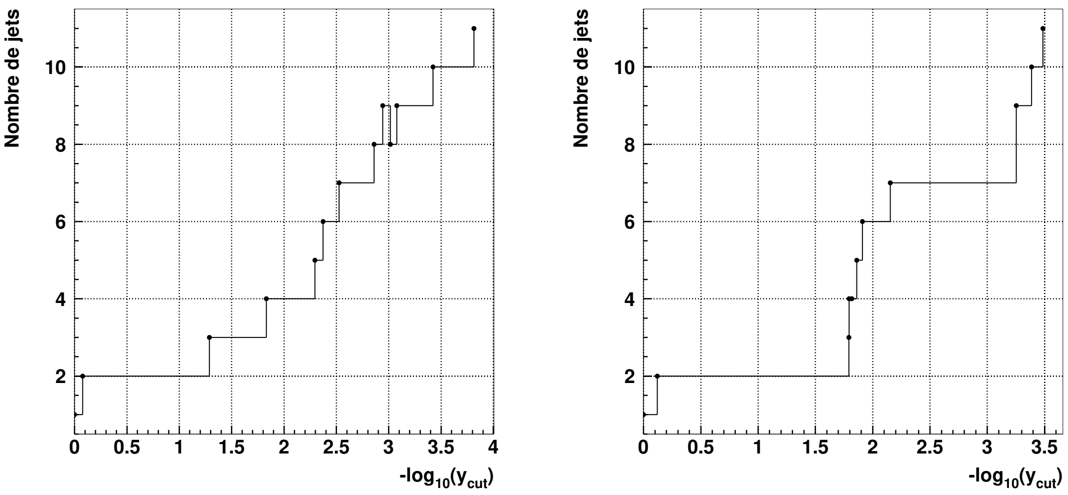


FIG. 5.6 – Évolutions du nombre de jets en fonction de la quantité $-log_{10}(y_{cut})$ pour deux exemples d'événements issus d'une désintégration indirecte de charginos. Les points représentent les valeurs de transition.

donné, d'autre part où il existe plusieurs configurations possibles. La figure de gauche est issue d'un lot d'événements de signal avec désintégration directe (6 jets dans l'état final) et celle de droite d'un lot d'événements avec désintégration indirecte (6 à 10 jets dans l'état final). On constate dans tous les cas que cette fraction est inférieure à 4 % des événements dans la région à grand nombre de jets qui nous intéresse. Plus le nombre de jets augmente, et plus il existe à la fois des configurations multiples et des configurations impossibles pour le nombre donné de jets. Il est cependant remarquable d'observer un minimum pour ces deux types de configuration à la valeur du nombre de jets correspondant à la simulation. Par exemple, on voit sur la figure de gauche qu'il existe une et une seule configuration à 6 jets dans 99,4 % des cas, valeur qui est de loin la plus grande comparée aux autres configurations. De même, de façon moins prononcée, la figure de droite présente un minimum pour les configurations de 6 à 10 jets (ce qui correspond bien à l'état final d'un signal avec désintégration indirecte). Ces observations montrent que l'algorithme de Cambridge soulève moins d'ambiguïtés pour les configurations qui correspondent au nombre réel de jets.

Dans la suite de cette thèse, il sera parfois nécessaire de forcer un signal avec désintégration directe en 6 jets (pour la reconstruction de masse). Dans les rares cas où il n'existe pas une telle configuration, il est fait appel à l'algorithme de Durham pour forcer l'événement dans le nombre de jets désiré.

Valeurs de transition

Du fait des particularités énoncées, les valeurs de transition demandent une attention spéciale pour être calculées. La procédure pour trouver ces valeurs de transition, décrite dans la section 5.1.1, ne peut pas être utilisée pour l'algorithme de Cambridge. Dans un algorithme de jets comme JADE ou Durham, il existe toujours des valeurs qui permettent de passer d'un événement à n jets à un événement à $n-1$ jets. Dans l'algorithme de Cambridge, ce n'est pas toujours vrai, et la valeur de transition recherchée est donc plus généralement y_{nm} : celle-ci fait

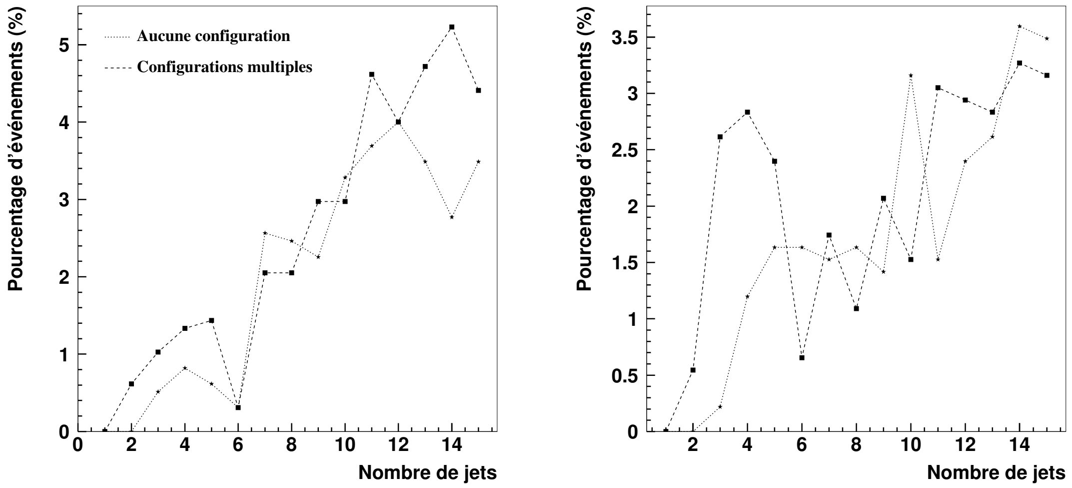


FIG. 5.7 – Pourcentage d'événements pour lesquels il n'est pas possible de trouver une configuration à n jets (trait pointillé) et pour lesquels il existe plus d'une configuration à n jets (trait tireté). Les événements utilisés proviennent pour la figure de gauche de la simulation d'un signal avec désintégration directe et pour la figure de droite d'un signal avec désintégration indirecte.

passer d'une configuration à n jets à une configuration à m jets, où n et m ne sont pas forcément consécutifs.

Ces valeurs de transition vont être utilisées de nombreuses fois dans la suite de cette thèse, et constitueront en particulier des variables discriminantes efficaces entre le signal et les processus issus du modèle standard. L'algorithme, proposé dans la référence [49], rend possible la détermination de ces valeurs de transition. La procédure d'association est effectuée pour une certaine valeur de y_{cut}, appelée ici y_{init} : pendant cette procédure, on calcule la valeur maximale de y^{ij} entre deux objets i et j avec par définition y^{ij} plus petit que y_{init} ; cette valeur est appelée y^{ij}_{max}. Il est alors observé que pour toutes valeurs de y_{cut} comprises entre y^{ij}_{max} et y_{init}, la procédure d'association des objets est identique. Au contraire, si y_{cut} est plus petit que y^{ij}_{max}, la procédure d'association peut alors être modifiée (car dans ce cas, on a toujours au moins une fois $y^{ij} \geq y_{cut}$). Par conséquent, y^{ij}_{max} correspond à la définition d'une valeur de transition puisque cette quantité constitue la transition entre deux configurations différentes.

L'algorithme, qui est basé sur ces constatations, est défini comme suit :

1 on pose $y_{init} = 1$ (configuration à un objet).

2 L'algorithme de Cambridge est appliqué avec $y_{cut} = y_{init}$.

3 La valeur maximale y^{ij}_{max} est déterminée : cette valeur correspond à une valeur de transition et est gardée en mémoire. Le nombre de jets et leurs quadri-vecteurs énergie-impulsion sont également conservés.

4 L'algorithme s'arrête si :

- **a** le nombre de jets est égal au nombre maximal d'objets défini par l'utilisateur ;
- **b** le nombre de jets requis par l'utilisateur est atteint ;
- **c** la limite donnée par la valeur du y_{cut} fournie par l'utilisateur est atteinte.

5 On pose $y_{init} = y^{ij}_{max}$ et l'algorithme retourne à l'étape **2**.

Dans la recherche de signaux de charginos ou de neutralinos, on utilisera plus particulièrement la condition **4a** pour stopper l'algorithme. Pour obtenir toutes les valeurs de transition intéressantes pour l'analyse, le nombre maximal d'objets sera fixé à 10. Cela signifie que cet algorithme prendra 10 fois plus de temps qu'un algorithme classique comme JADE ou Durham (puisque l'étape **2** est répétée autant de fois qu'il y a d'objets désirés).

De plus, il faut préciser que dans le cadre de cette thèse, quand cet algorithme n'est pas en mesure de donner une valeur de transition particulière (c'est-à-dire quand une configuration ne peut être trouvée), l'algorithme de Durham est appelé pour le calcul de la valeur de transition manquante.

5.2 Désaccord dans les variables d'algorithme de jets

5.2.1 À haute énergie

Les valeurs de transition $y_{n\ n-1}$ sont des variables essentielles dans l'analyse à grand nombre de jets. Dès que n est supérieur ou égal à 6, celles-ci vont permettre une discrimination efficace contre les processus du modèle standard. Jusqu'à ce jour, ces variables n'ont été réellement étudiées que pour un petit nombre de jets. La discussion qui va suivre s'intéresse donc à un domaine relativement nouveau.

De façon à montrer des comparaisons entre les données et la simulation, la présélection décrite dans le chapitre suivant, section 6.3, est utilisée. Cette présélection consiste à garder des événements dont les caractéristiques générales sont proches du signal recherché (événements hadroniques avec peu d'énergie manquante). Les événements présélectionnés sont ainsi constitués des processus $e^+e^- \longrightarrow q\bar{q}$ et des processus à quatre fermions $e^+e^- \longrightarrow W^+W^-/ZZ$. Les figures 5.8 et 5.9 montrent une comparaison entre les données et la simulation des processus issus du modèle standard pour les variables $-\log_{10}(y_{n\ n-1})$ avec n compris entre 2 et 9. La partie haute des distributions présente la comparaison directe entre les données et la simulation, tandis que le partie basse montre leur différence. Cette partie basse permet en particulier de juger de l'accord observé.

La comparaison entre les données et la simulation est correcte pour des valeurs de transition caractéristiques d'un petit nombre de jets. Au contraire, un léger désaccord est observé pour toutes les distributions $-\log_{10}(y_{n\ n-1})$ dès que $n \geq 6$. Ce désaccord est en particulier mis en évidence dans la partie basse des croquis. Il consiste en un excès de données dans la région des grandes valeurs de transition (c'est-à-dire pour des petites valeurs sur les figures puisque celles-ci représentent l'opposé du logarithme de $y_{n\ n-1}$). Nous avons vu au début de ce chapitre que des grandes valeurs de transition correspondaient à un nombre important de jets (pour n grand). Cet excès dans la région à grand nombre de jets est compensé par un déficit pour des valeurs de transition intermédiaires. Cette forme du désaccord est observée pour les quantités $-\log_{10}(y_{65})$ à $-\log_{10}(y_{10\ 9})$. La figure 5.10 quantifie l'excès dans la région à grand nombre de jets. On constate que le désaccord est d'une centaine d'événements. Notons que ce désaccord reste présent quelque soit l'algorithme de jets utilisé.

De plus, il est possible d'étudier ces quantités pour les énergies plus faibles. Les figures 5.11 et 5.12 représentent les distributions pour des énergies de 189 GeV et de 192-202 GeV et montrent que la même anomalie est observée.

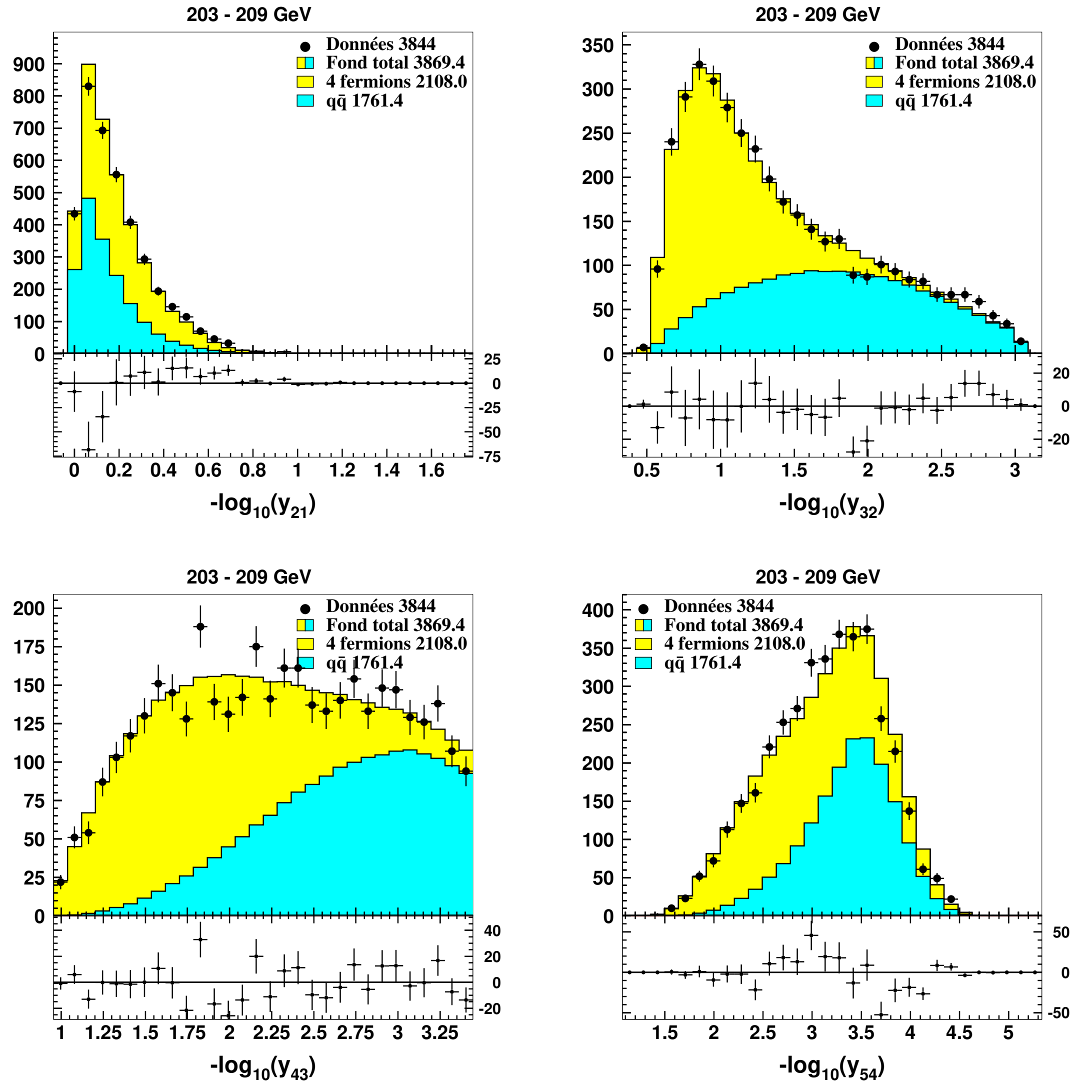


FIG. 5.8 – Comparaisons entre les données (points) et la simulation Monte Carlo (histogrammes pleins) pour des valeurs de transition $-\log_{10}(y_{21})$, $-\log_{10}(y_{32})$, $-\log_{10}(y_{43})$ et $-\log_{10}(y_{54})$ (de 203 à 209 GeV). La partie haute illustre la comparaison directe. La composition des bruits de fond est indiquée par les différents niveaux de gris détaillés dans la légende. La partie basse présente la différence entre les données et la simulation.

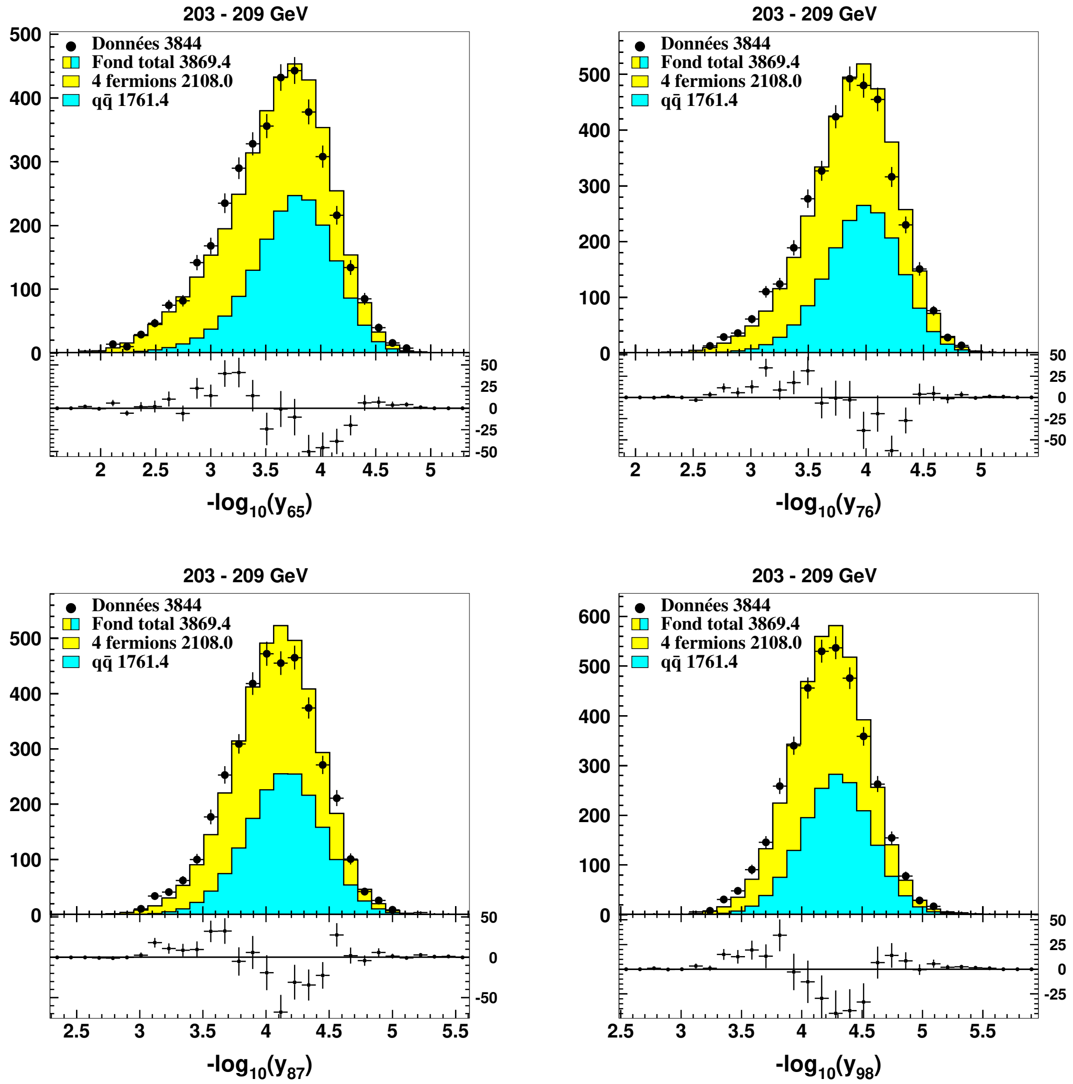


FIG. 5.9 – Comparaisons entre les données et la simulation Monte Carlo pour des valeurs de transition $-\log_{10}(y_{65})$, $-\log_{10}(y_{76})$, $-\log_{10}(y_{87})$ et $-\log_{10}(y_{98})$ (de 203 à 209 GeV). La partie haute illustre la comparaison directe et la partie basse montre la différence entre les données et la simulation.

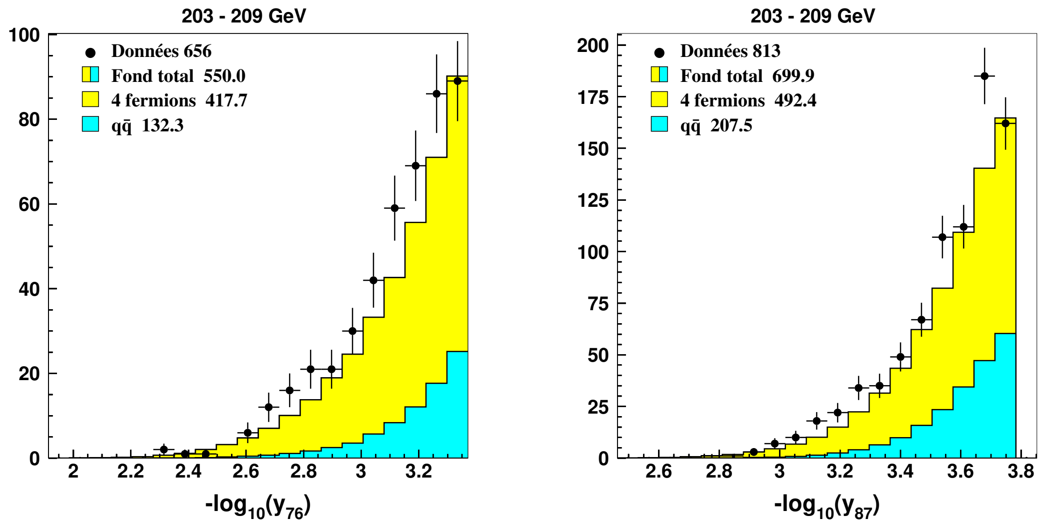


FIG. 5.10 – Comparaisons entre les données et la simulation Monte Carlo pour des valeurs de transition $-\log_{10}(y_{76})$ et $-\log_{10}(y_{87})$ après une coupure sur ces valeurs mettant en évidence la région à grand nombre de jets (de 203 à 209 GeV).

Comme nous l'avons dit, l'excès concerne les grandes valeurs de transition, c'est-à-dire la région à grand nombre de jets. Pour illustrer cette observation, nous allons utiliser les signaux avec désintégration indirecte dont les caractéristiques sont leur grand nombre de jets (de 6 à 10). Comme il sera vu dans le chapitre suivant, tous les signaux dont la différence de masses entre le chargino et le neutralino est supérieure à 10 GeV/c^2 sont cumulés les uns avec les autres. La figure 5.13 montre deux exemples de valeurs de transition pour ce signal cumulé comparées aux données et à la simulation. On remarque que, comme discuté dans la section 5.1.1, les valeurs de y_{76} et y_{87} sont plus grandes pour les événements du signal que pour les processus du modèle standard. Ces figures confirment donc l'excellente discrimination qu'offrent les variables d'algorithme de jets. Pour montrer que l'excès observé concerne la région à grand nombre de jets (ce qui est par ailleurs visible sur la figure 5.13), un réseau de neurones est utilisé (voir chapitre 3). Ce réseau est constitué de 8 neurones dans la couche d'entrée, 8 neurones dans la couche cachée et d'un neurone dans la couche de sortie. Les 8 variables $-\log_{10}(y_{32})$ à $-\log_{10}(y_{10\ 9})$ sont placées en entrée de ce réseau. Le réseau est alors entraîné avec les différents bruits de fond ($q\bar{q}$ et quatre fermions), ainsi qu'avec les signaux cumulés. Après l'apprentissage, les données et la simulation sont présentées au réseau qui donne une réponse comprise entre 0 et 1 (0 pour un événement similaire à un bruit de fond et 1 pour un événement ayant les caractéristiques du signal). Une coupure est ensuite effectuée pas à pas sur la sortie de ce réseau. Le nombre d'événements restants en fonction de la valeur de cette coupure est montré sur la figure 5.14. Les coupures élevées sur la sortie du réseau de neurones sélectionnent des événements avec des caractéristiques proches du signal, c'est-à-dire à grand nombre de jets. Un excès est clairement observable sur la figure. Notons que cette analyse ne permet pas de conclure sur l'origine de cet excès : présence d'un signal ou imperfection de la simulation. En effet, seules les variables $-\log_{10}(y_{n\ n-1})$ ont été mises dans ce réseau. Nous verrons dans le chapitre suivant une analyse plus complète pour ce signal.

En conclusion, un désaccord est observé à haute énergie pour les valeurs de transition. Ce

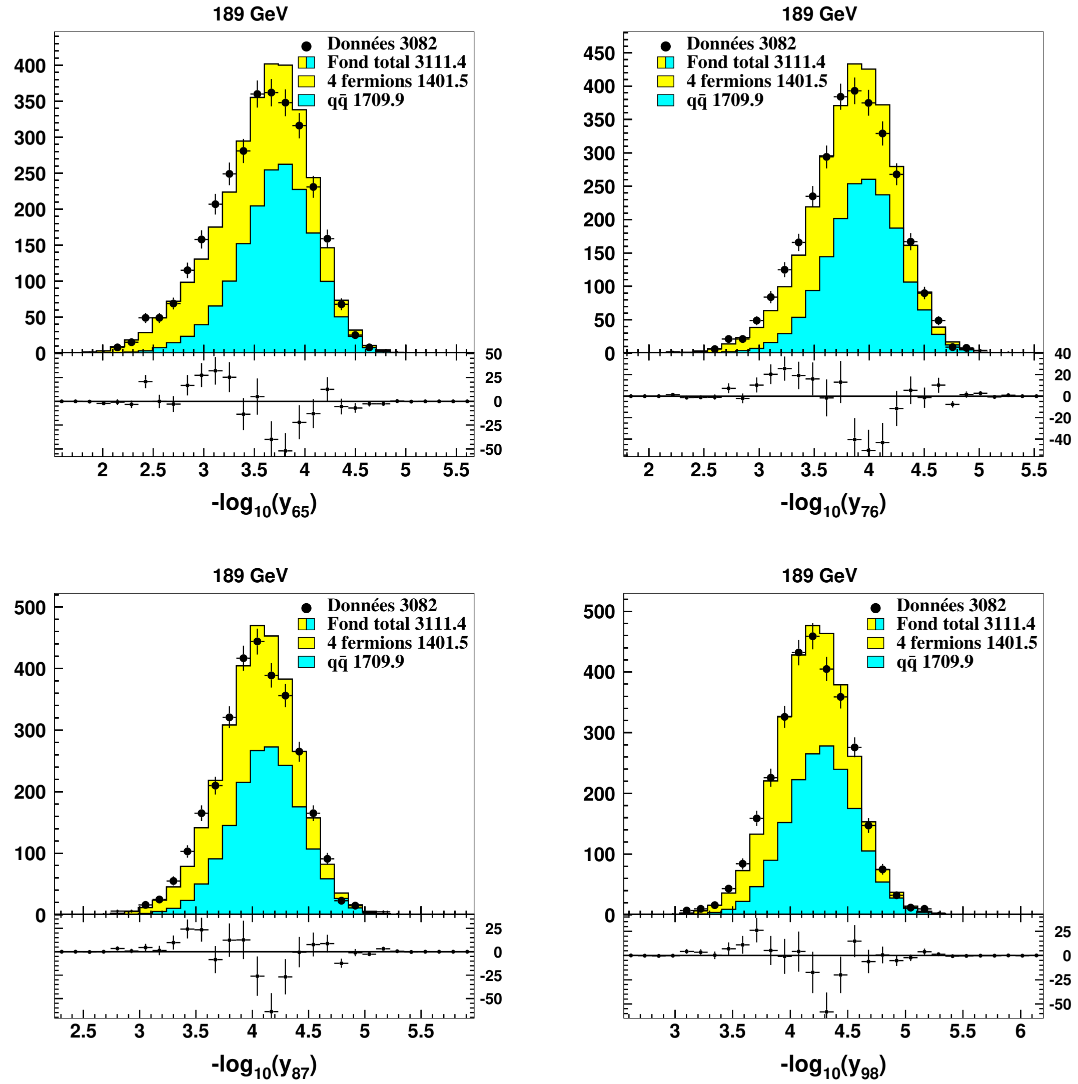


FIG. 5.11 – Comparaisons entre les données et la simulation Monte Carlo à 189 GeV pour des valeurs de transition $-\log_{10}(y_{65})$, $-\log_{10}(y_{76})$, $-\log_{10}(y_{87})$ et $-\log_{10}(y_{98})$. La partie haute illustre la comparaison directe et la partie basse montre la différence entre les données et la simulation.

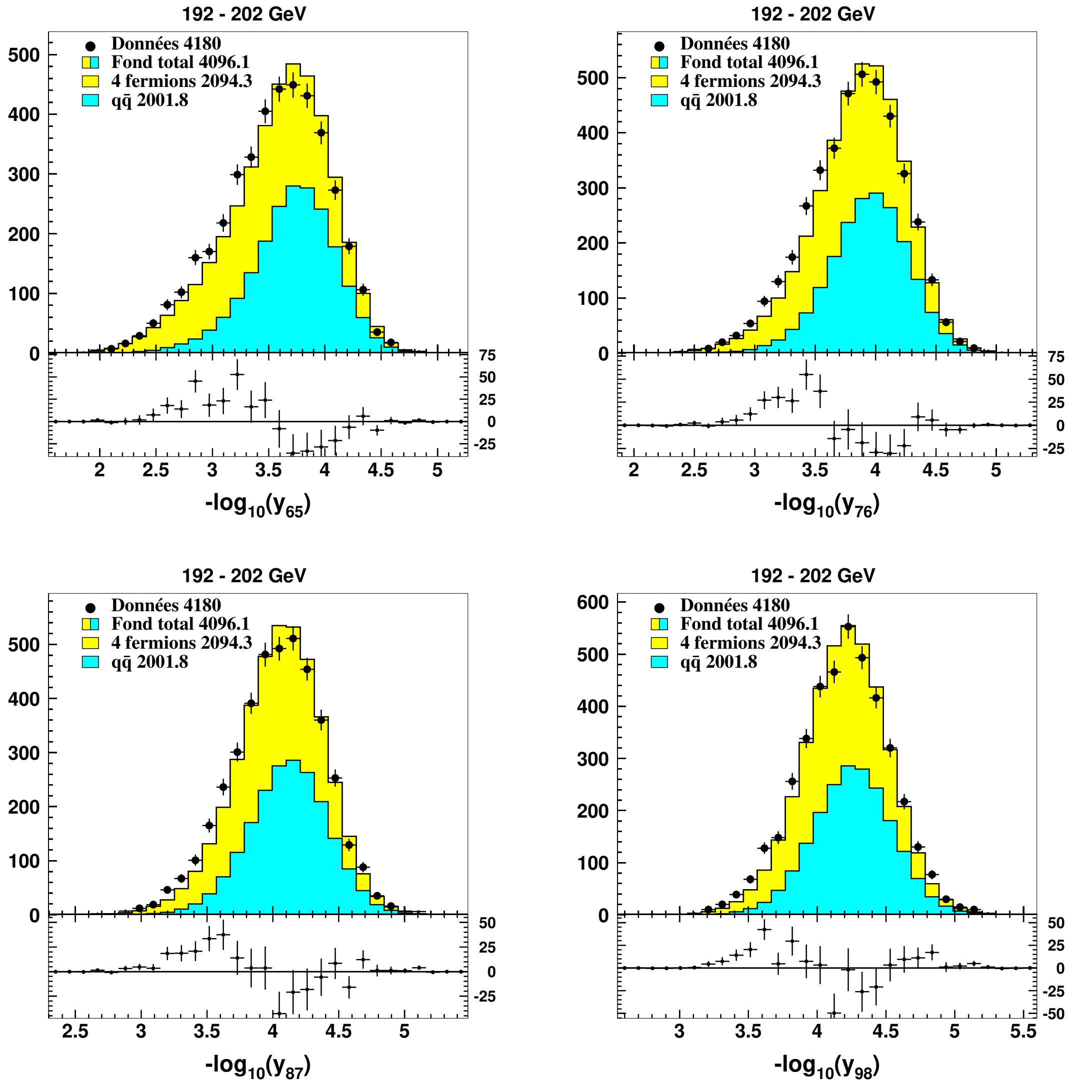


Fig. 5.12 – Comparaisons entre les données et la simulation Monte Carlo à 192-202 GeV pour des valeurs de transition $-\log_{10}(y_{65})$, $-\log_{10}(y_{76})$, $-\log_{10}(y_{87})$ et $-\log_{10}(y_{98})$. La partie haute illustre la comparaison directe et la partie basse montre la différence entre les données et la simulation.

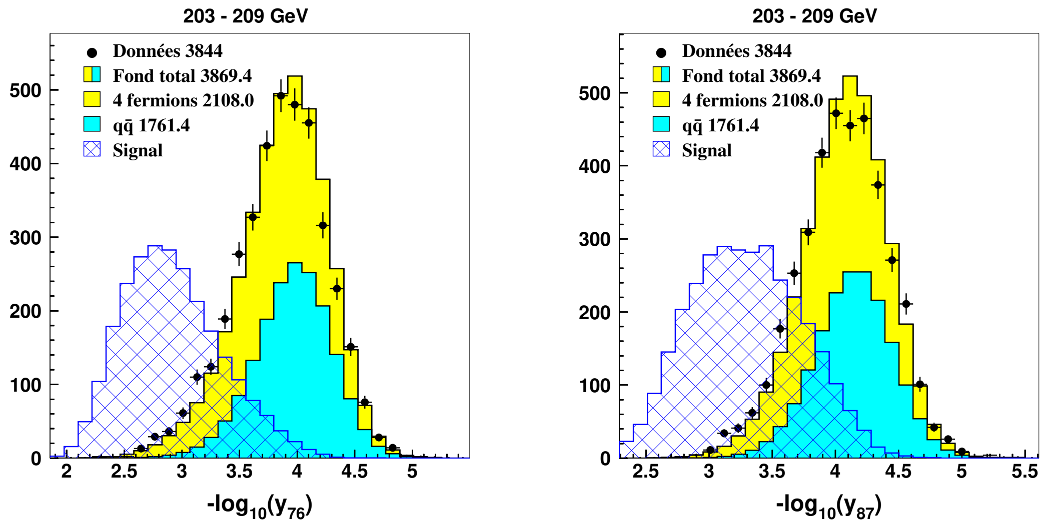


FIG. 5.13 – Comparaisons entre les données, la simulation Monte Carlo à 203-209 GeV pour des valeurs de transition $-\log_{10}(y_{76})$ et $-\log_{10}(y_{87})$. Un cumul des différents signaux avec désintégration indirecte est également représenté sur les distributions (avec une normalisation arbitraire).

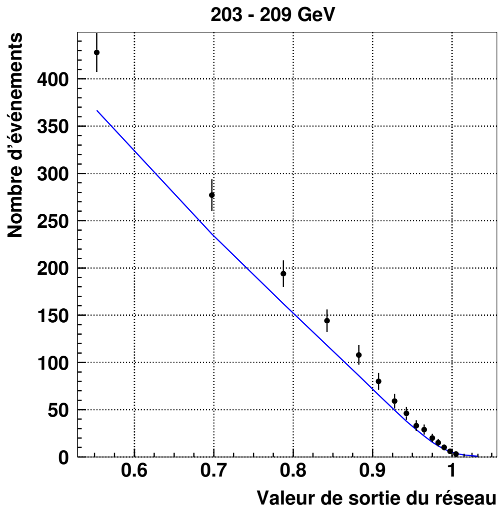


FIG. 5.14 – Nombre d'événements dans les données de 203 à 209 GeV (points) et pour la simulation (ligne continue) en fonction de la valeur de la coupure sur la sortie du réseau. Il s'agit d'un signal avec désintégration indirecte pour des grandes différences de masse entre le chargino et le neutralino. Le réseau comporte les variables $-\log_{10}(y_{32})$ à $-\log_{10}(y_{10\ 9})$.

désaccord consiste en un excès dans la région à grand nombre de jets compensé par un déficit dans la région à nombre de jets plus faible. De plus, une analyse avec un réseau de neurones a permis de quantifier l'excédent de données dans la région à grand nombre de jets.

5.2.2 Au pic du Z

Chaque année, le LEP fonctionne pendant quelques jours à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV (au pic du Z), ce qui permet d'étalonner avec précision les différents sous-détecteurs. Nous allons utiliser ces données pour étudier le désaccord décrit dans la section précédente. Les données à cette énergie ont en effet été longuement étudiées (de 1989 à 1995) et aucun signal supersymétrique n'a été détecté.

Le bruit de fond à une énergie de 91 GeV est essentiellement constitué des processus $q\bar{q}$. Une présélection similaire à celle effectuée à haute énergie est mise en œuvre. La comparaison entre données et simulation est montrée sur la figure 5.16 pour les variables $-\log_{10}(y_{54})$ à $-\log_{10}(y_{87})$. On constate que le même type de désaccord est observé à cette énergie. En particulier, la très grande statistique permet de mettre en évidence la forme du désaccord similaire à celle constatée à haute énergie. Il existe cependant une différence importante : l'anomalie est présente pour la variable $-\log_{10}(y_{54})$ à 91 GeV alors qu'elle était pratiquement absente dans le cas des hautes énergies (figure 5.8). La raison en est simple : contrairement aux hautes énergies, seuls des processus possédant deux quarks sont présents à 91 GeV, et les petites valeurs de $-\log_{10}(y_{54})$ (c'est-à-dire les grandes valeurs de y_{54}) caractérisent une région à grand nombre de jets par rapport à ces deux quarks initiaux. À plus haute énergie, des événements avec quatre quarks interviennent et le désaccord perd donc de son ampleur.

Par ailleurs, il est possible d'utiliser le réseau de neurones défini dans la section précédente pour étudier cet excès. Ce réseau sélectionne en effet des événements à grand nombre de jets. Les données et la simulation à 91 GeV sont donc placées en entrée du réseau : la figure 5.15 présente le résultat. Un excès du même type qu'à haute énergie est clairement observé sur la figure.

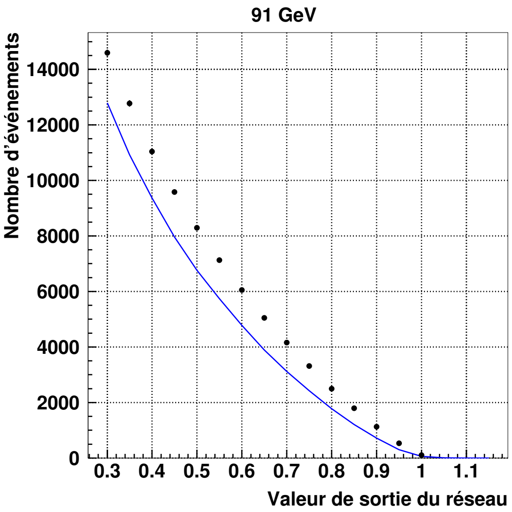


FIG. 5.15 – Nombre d'événements dans les données à 91 GeV (points) et pour la simulation (ligne continue) en fonction de la valeur de coupure sur la sortie du réseau de neurones (grossièrement comprise entre 0 et 1). Le réseau comporte les variables $-\log_{10}(y_{32})$ à $-\log_{10}(y_{10\ 9})$.

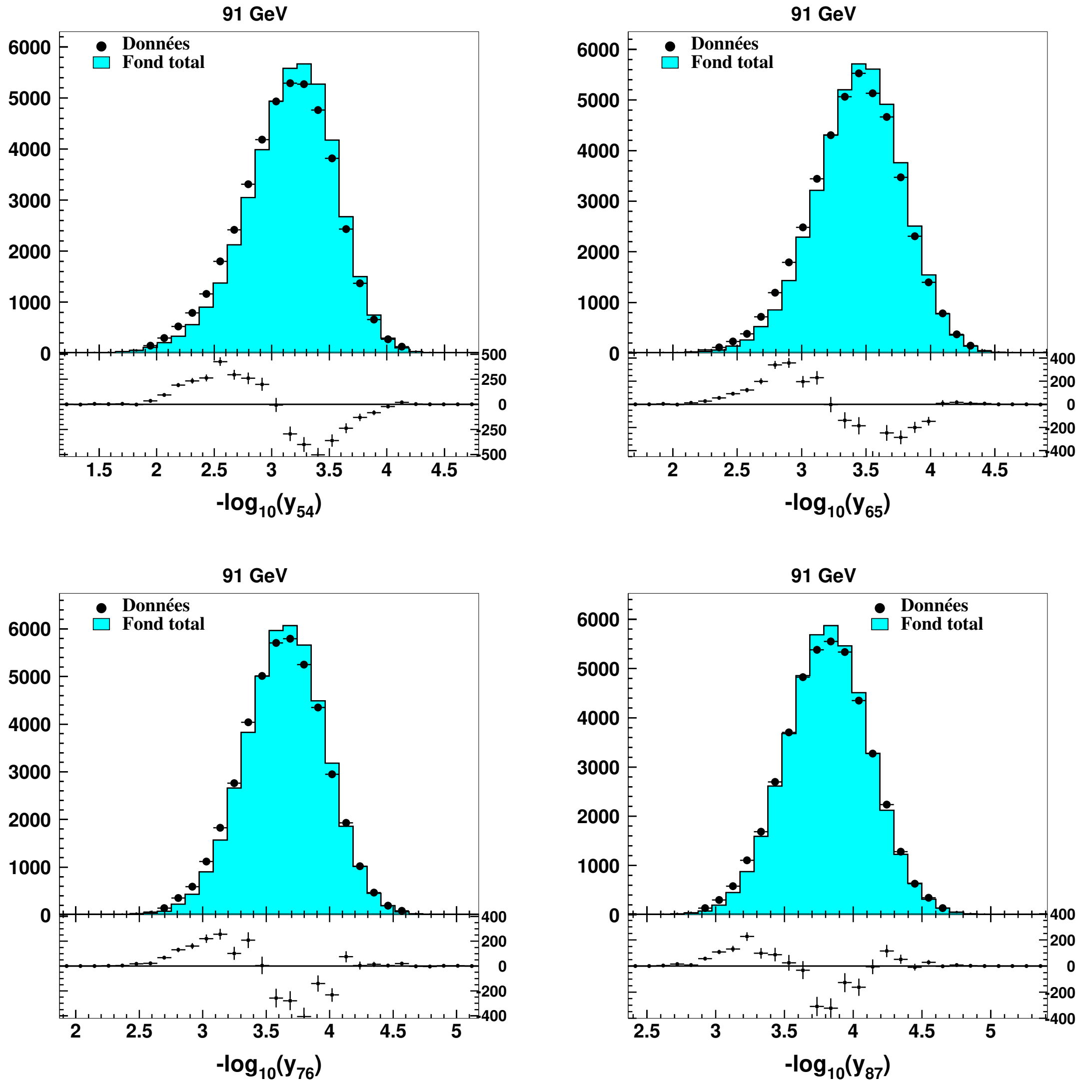


FIG. 5.16 – Comparaisons entre les données au pic du Z (points) et la simulation Monte Carlo (histogramme plein) pour des valeurs de transition $-\log_{10}(y_{54})$, $-\log_{10}(y_{65})$, $-\log_{10}(y_{76})$ et $-\log_{10}(y_{87})$. La partie haute illustre la comparaison directe et la partie basse montre la différence entre les données et la simulation.

5.3 Origine du désaccord

5.3.1 Signal supersymétrique

Ce désaccord est constaté dans la région à grand nombre de jets. Un signal avec désintégration indirecte (de 6 à 10 jets) est donc concerné par ce désaccord. Une question se pose alors : est-ce que cette anomalie pourrait être la signature d'un événement supersymétrique à grand nombre de jets ?

La réponse est négative : ce désaccord ne provient pas d'un signal supersymétrique. Plusieurs arguments montrent en effet que l'anomalie n'est pas liée à un signal.

Tout d'abord, le désaccord observé consiste non pas en un excès isolé, mais en un excès *compensé* par un déficit. Pour un signal supersymétrique, on attendrait évidemment un excès dans la région à grand nombre de jets, mais aucun déficit ne trouverait d'explication. Le désaccord consiste plutôt en un décalage entre les données et la simulation.

D'autre part, on a vu que l'excès était présent dans les données à 91 GeV. Or, une analyse reposant sur la mesure de la largeur du Z (voir page 194 pour une description de cette analyse) a montré clairement qu'aucun chargino ni neutralino n'était présent à cette énergie. Cette analyse n'utilisant pas les valeurs de transition, elle est totalement indépendante des désaccords étudiés dans ce chapitre. L'anomalie à 91 GeV ne peut en aucun cas être imputable à un quelconque signal supersymétrique. La distribution des valeurs de transition pour les énergies de 203 à 209 GeV et à 91 GeV (figures 5.9 et 5.16), ainsi que la sortie du réseau de neurones (figures 5.14 et 5.15) montrent que le désaccord à haute énergie est très similaire à celui observé à 91 GeV. L'anomalie doit donc provenir d'une seule et même origine pour ces deux énergies, ce qui indique qu'un signal supersymétrique ne peut pas en être la cause.

Supposons cependant un instant que l'excès observé sur la sortie du réseau de neurones à haute énergie (figure 5.14) ait pour origine un tel signal. Le désaccord, qui est par exemple de 277 événements de données observés pour 236 événements attendus à une efficacité sur le signal de 69 %, devrait donc être explicable par le signal avec désintégration indirecte. La figure 5.17 présente la contribution d'un tel signal à haute énergie. La section efficace du signal est normalisée de façon à ce que celui-ci corresponde à l'excès à grande efficacité. On note que ce signal entraînerait un désaccord beaucoup plus important à faible et moyenne efficacité (c'est-à-dire pour des valeurs de sortie du réseau proches de 1). Là encore, l'explication de l'excès par un signal ne résiste pas à l'examen attentif.

Enfin, un dernier argument repose sur l'analyse des désintégrations indirectes effectuée dans le chapitre suivant. La figure 6.31, page 185, illustre le résultat de l'analyse en utilisant des variables supplémentaires par rapport aux valeurs de transition. Sur cette figure, on note tout d'abord la présence d'un excès à grande efficacité. Au contraire, pour une pureté élevée, l'accord devient correct, ce qui ne pourrait pas s'expliquer en présence d'un signal.

En conclusion, l'anomalie observée n'est pas due à un signal supersymétrique. Une autre explication doit donc être trouvée pour comprendre l'origine de cet effet systématique. De nombreuses études ont été effectuées dans le cadre de cette thèse pour expliquer le désaccord. Il a en particulier été vu qu'aucun effet de détecteur n'était à mettre en cause. Il était donc nécessaire de se tourner vers des problèmes de simulation Monte Carlo. La section suivante étudie la simulation des processus contenant des quarks. On va en effet s'apercevoir que ces processus décrivent imparfaitement la région à grand nombre de jets.

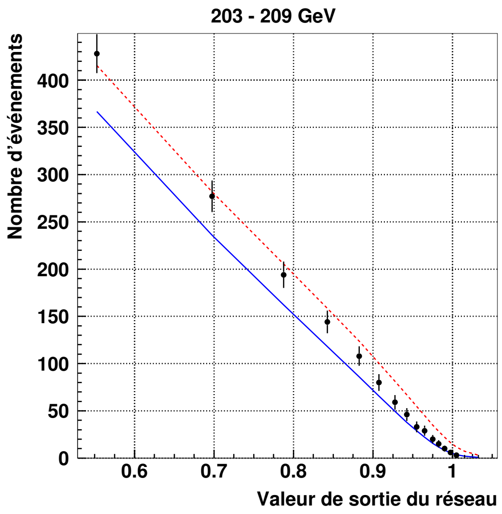


FIG. 5.17 – Nombre d'événements dans les données à 203-209 GeV (points) et pour la simulation (ligne continue) en fonction de la valeur de coupure sur le réseau de neurones. Le réseau comporte les variables $-\log_{10}(y_{32})$ à $-\log_{10}(y_{10\ 9})$. La contribution d'un signal expliquant l'excès à grande efficacité est montrée en trait pointillé (ce signal aurait une section efficace de 0,3 pb).

5.3.2 Génération d'événements hadroniques

La simulation des processus hadroniques est constituée de quatre phases. Celles-ci sont présentées sur la figure 5.18. Cette figure correspond à la simulation des processus $q\bar{q}$, mais elle est en fait générale à tout processus faisant intervenir des quarks. Les quatre phases de la génération d'un événement hadronique se résument à :

- génération des partons primaires (phase I) ;
- description perturbative de l'émission de gluons par les quarks (phase II) ;
- description non perturbative de l'hadronisation des quarks et des gluons (phase III) ;
- désintégrations des hadrons instables (phase IV).

La première phase concerne le traitement de la partie électrofaible des diagrammes. Dans le cadre de cette thèse, elle est prise en charge par le programme PYTHIA [37] dans le cas de processus $q\bar{q}$ et par EXCALIBUR [36] dans le cas d'événements à quatre fermions (0, 2 ou 4 quarks sont générés suivant la désintégration du boson initial).

La deuxième phase décrit l'émission de gluons par les quarks générés dans la phase précédente. Les gluons rayonnés peuvent ensuite éventuellement se séparer en deux gluons ou en deux quarks. La description de ces processus repose sur des calculs perturbatifs. En effet, juste après la collision, les quarks sont très proches les uns des autres, et le potentiel de l'interaction forte n'est pas très élevé. Les quarks se comportent comme des particules libres, et un calcul perturbatif est donc possible. Cette phase sera détaillée plus précisément dans la suite.

La phase III est une description non perturbative de l'évolution des quarks et des gluons. Ceux-ci s'éloignent en effet les uns des autres, et le potentiel de l'interaction augmente. Les quarks et les gluons interagissent alors fortement entre eux. Ces particules s'assemblent avec les paires quarks-antiquarks créées à partir du vide quantique pour construire des objets neutres en couleur (les hadrons), c'est-à-dire soit des doublets (les mésons), soit des triplets de couleur (les

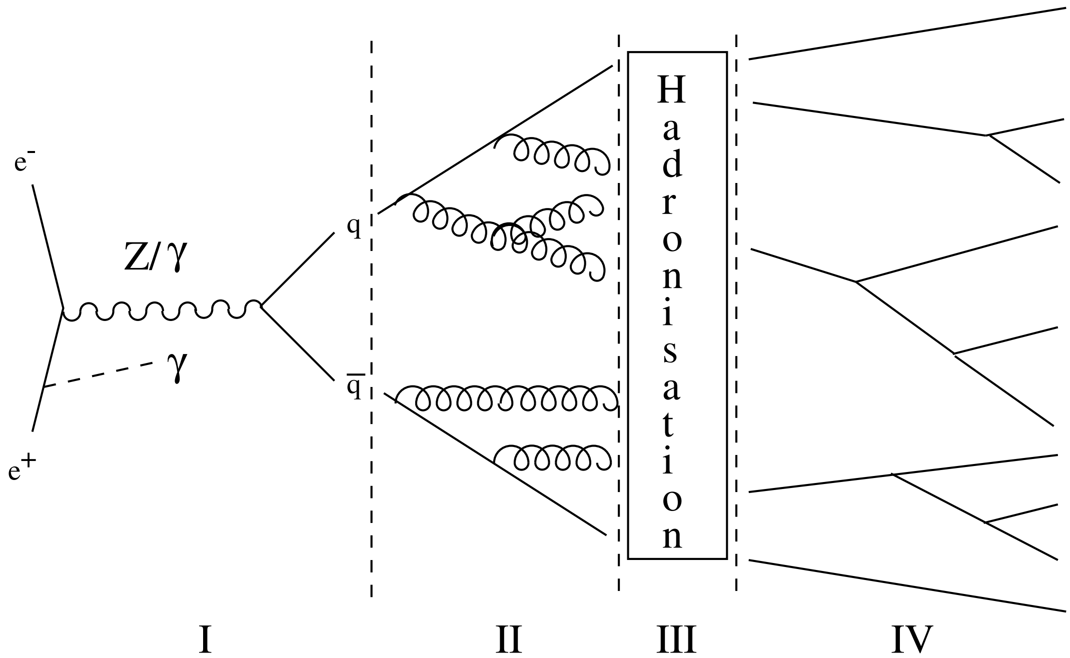


FIG. 5.18 – Les différentes phases de la simulation d'un processus $q\bar{q}$.

baryons). Ce processus est appelé hadronisation et est décrit par un modèle phénoménologique. Plusieurs descriptions existent, mais celle qui a été utilisée dans ce travail repose sur le modèle des cordes [50]. Ce modèle, incorporé dans le programme JETSET, est utilisé par les générateurs PYTHIA et EXCALIBUR, et se décrit comme suit. Un flux de couleur est créé entre la paire de quarks produits : ce flux peut être vu comme un tube ou une corde joignant les deux quarks. Ceux-ci s'éloignant l'un de l'autre, le potentiel de la corde augmente jusqu'à ce que la corde se brise, donnant lieu à une nouvelle paire de quarks (ce qui peut s'interpréter comme une création à partir du vide quantique). Ce processus est répété jusqu'à ce que la corde n'ait plus assez d'énergie pour créer une autre paire de quarks. Les hadrons sont alors formés à partir des quarks de l'état final.

Finalement, la quatrième phase de la génération des événements hadroniques correspond à la désintégration des hadrons instables créés dans la phase précédente.

5.3.3 Les différents modèles du rayonnement de gluons

Les processus composant le bruit de fond à l'analyse à grand nombre de jets sont constitués des événements à deux quarks ($q\bar{q}$) et des événements à quatre quarks (W^+W^- et ZZ). Ainsi, dans la région à grand nombre de jets (supérieur à 5) où est observée le désaccord, les jets supplémentaires sont des jets *issus des gluons* (ou des quarks produits par les gluons). Ces gluons et ces quarks seront reconnus comme des jets isolés si leur quantité de mouvement transversale par rapport au quark primaire est importante. Pour qu'un événement du bruit de fond soit situé dans la région à grand nombre de jets, il faut que celui-ci contienne un ou plusieurs gluons émis à grande quantité de mouvement transversale. On constate donc l'importance du modèle décrivant l'émission des gluons par les quarks, et en particulier leur prédiction concernant les gluons à large quantité de mouvement transversale : c'est donc la phase II qui va être la plus sensible au nombre de jets simulés. Ces modèles sont présentés ci-dessous [51].

Calcul des éléments de matrice

Nous avons vu que l'émission de gluons était décrite de façon perturbative. En principe, il est donc possible d'effectuer des calculs exacts jusqu'à n'importe quel ordre de perturbation. Ces calculs sont basés sur les éléments de la matrice de l'interaction, c'est-à-dire sur l'utilisation des diagrammes de Feynman. Malheureusement, les calculs sont très difficiles. En effet, plus l'ordre des perturbations est grand, et plus les calculs sont longs et compliqués. En pratique, seules les expressions jusqu'au troisième ordre sont exploitées.

Par conséquent, les programmes actuels[6] n'incorporent le calcul que jusqu'au deuxième ordre (c'est-à-dire deux gluons rayonnés ou deux quarks issus d'un gluon). Ainsi, pour des processus $q\bar{q}$, seulement quatre jets peuvent être simulés (au niveau de la génération), tandis que des processus à quatre fermions ne peuvent contenir que 6 jets. En particulier, le processus $q\bar{q}gg$ à quatre jets est calculé sans aucune correction supplémentaire. Or, en raison de l'importance numérique de la constante de couplage fort, les corrections aux diagrammes à l'ordre de l'arbre ne peuvent pas être négligées. Ceci montre que l'utilisation de cette méthode n'est pas adaptée pour une description des événements à plus de quatre jets. Ce procédé de calcul ne sera pas utilisé dans la suite.

Modèle *parton shower*

Le calcul exact étant limité, des approximations doivent être utilisées pour décrire de façon plus complète l'émission de gluons. Il est connu que de nombreux gluons peu énergiques sont rayonnés par les quarks et jouent un rôle important dans la structure de l'événement. La méthode décrite ici est appelée *parton shower* [52] : cette méthode est basée sur les équations d'évolution d'Altarelli-Parisi, et permet d'écrire des probabilités d'émission pour chaque parton. L'approximation consiste à ne considérer que les logarithmes des termes de correction. Les corrections prises en compte découlent des processus suivants :

$$q \longrightarrow qg \ ; \ q \longrightarrow q\gamma \ ; \ g \longrightarrow gg \ ; \ g \longrightarrow q\bar{q}.$$

Un nombre arbitraire d'émission de nouveaux partons est possible et l'itération stoppe quand la masse invariante atteint une valeur prédéfinie. Les corrections résultant de ces processus sont ensuite sommées les unes avec les autres. Ainsi, un nombre de jets quelconque peut être atteint.

L'approximation faite par ce modèle est bonne quand la quantité de mouvement transversale des gluons émis est faible par rapport au parton initial. Le modèle est par conséquent parfaitement adapté à la détermination de la sous-structure des jets pour un événement avec deux ou quatre quarks initiaux. Malheureusement, l'approximation est moins bonne quand les gluons sont émis à grande quantité de mouvement transversale, c'est-à-dire dans la région à grand nombre de jets. En effet, les effets d'interférence (non pris en compte dans ce modèle) jouent un rôle important à grand angle d'émission.

De plus, ce modèle comporte une procédure employée pour améliorer l'approximation pour des faibles nombres de jets. Le calcul exact (grâce aux éléments de matrice) offre une très bonne description des événements à trois jets. À partir de ce constat, la procédure consiste à pondérer la section efficace donnée par le modèle *parton shower* pour le premier vertex de façon à avoir

[6] Comme par exemple le programme JETSET, qui possède une option permettant d'utiliser le calcul des éléments de matrice.

une valeur égale à la section efficace exacte du calcul des éléments de matrice. Cette pondération améliore grandement la description des événements à trois jets.

Le modèle *parton shower* est incorporé dans JETSET. Ce programme est employé aussi bien par PYTHIA[7] que par EXCALIBUR. C'est ce modèle qui est utilisé au sein de la collaboration DELPHI.

APACIC++

Pour des événements à petit nombre de jets (inférieur ou égal à quatre), on peut affirmer que le modèle *parton shower* donne une description correcte pour des petites quantités de mouvement transversale des gluons par rapport au quark, c'est-à-dire à petites valeurs de transition. Au contraire, dans la région à grandes valeurs de transition, c'est la description par la méthode des éléments de matrice qui est la mieux adaptée. Comme on l'a vu, cette méthode est cependant insuffisante pour les petits angles du fait des divergences dans les calculs et du peu de gluons réellement simulés.

Le problème réside donc dans la jonction entre ces deux modèles. Un nouveau générateur, APACIC++ [53], a vu le jour très récemment et a pour but de décrire l'émission de gluons en utilisant à la fois les éléments de matrice et le modèle *parton shower*. La production des jets est en fait gouvernée par les éléments de matrice, tandis que leur évolution ultérieure est traitée grâce à l'approximation *parton shower*. Ce modèle est cependant trop récent pour avoir été utilisé dans cette thèse.

Modèle de dipôle de couleur

L'idée de ce modèle [54] est de considérer non plus les quarks comme des émetteurs indépendants, mais comme des dipôles. Les quarks étant colorés, ces objets sont appelés *dipôles de couleur*. Ceux-ci sont constitués de deux quarks et sont en mesure de rayonner un gluon. À ce niveau, c'est le calcul exact donné par les éléments de matrice qui est utilisé, et aucune pondération n'est nécessaire. L'approximation consiste ensuite à traiter l'émission d'un gluon supplémentaire comme venant des deux nouveaux dipôles de couleur indépendants constitués par le quark et le premier gluon d'une part, et par l'antiquark et ce même gluon d'autre part. Cette procédure est répétée de manière itérative (ce qui constitue une approximation au calcul exact). La figure 5.19 montre les différents dipôles de couleur possibles.

Ce modèle offre ainsi une description différente du modèle *parton shower* et possède deux avantages importants. Tout d'abord, l'émission des gluons n'est plus indépendante, ce qui conduit à une prise en compte des interférences entre les diagrammes où le gluon est rayonné par l'un et l'autre quark. De plus, c'est le calcul exact qui est utilisé pour le premier gluon rayonné, et aucune correction supplémentaire n'est nécessaire pour les événements à trois jets. Ce modèle peut donc être susceptible de mieux décrire les multiplicités élevées de jets.

Cette description est incorporée dans le programme ARIADNE [55]. ARIADNE n'est pas un générateur complet : seule l'émission de gluons est traitée par ce programme. La génération des partons primaires ainsi que l'hadronisation doivent être traitées par des programmes complémentaires.

5.3.4 Utilisation d'ARIADNE

Au vu de la comparaison entre les différents modèles, il est intéressant d'utiliser le programme ARIADNE et d'étudier si celui-ci apporte des améliorations à l'anomalie observée. ARIADNE a été

[7] PYTHIA et JETSET forment dorénavant un seul et même programme.

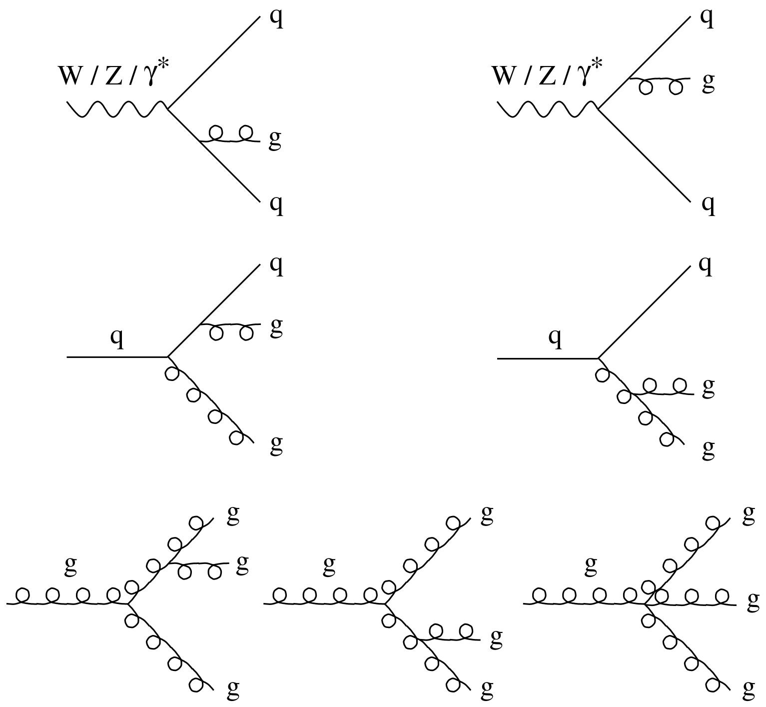


Fig. 5.19 – Les différents dipôles de couleur possibles : les dipôles qq (en haut), les dipôles qg (au milieu) et les dipôles gg (en bas).

rarement utilisé dans DELPHI, et peu d'échantillons sont disponibles. Un échantillon est cependant utilisable pour les processus $q\bar{q}$ à une énergie de 91 GeV. Pythia est employé pour la génération des partons primaires, Ariadne pour l'émission de gluons et Jetset pour l'hadronisation. Cet échantillon a été exploité pour cette étude et a été comparé aux résultats que donne l'utilisation de Jetset. La figure 5.20 présente ce que l'on obtient concernant les valeurs de transition pour Ariadne. Cette figure est à comparer avec la figure 5.16, page 129 (notons que les échelles de ces deux groupes de figure sont identiques). La comparaison montre que l'accord s'est nettement amélioré entre les données et la simulation. Cette constatation indique que *l'anomalie provient de la description du rayonnement de gluons*, puisque les seules différences entre les deux échantillons de simulation résident dans la modélisation de ce rayonnement. Le modèle de dipôle de couleur semble donc beaucoup mieux adapté à la description des événements à grand nombre de jets (tout en gardant un bon accord pour les faibles nombres de jets). Cette amélioration provient sans doute du fait que le calcul exact est utilisé pour le premier gluon rayonné et que les interférences sont mieux traitées pour les gluons à grandes quantités de mouvement transversales.

Cependant, la description n'est pas encore parfaite comme il peut être vu sur la figure. En particulier, un désaccord résiduel demeure toujours : les figures représentant la différence entre données et simulation montrent que la forme de ce désaccord est identique par rapport à l'utilisation de Jetset (même s'il est de moindre importance). La modélisation fournie par Ariadne possède donc également des limites.

Par ailleurs, il faut noter que des comparaisons ont été effectuées dans des travaux autres que cette thèse entre différents générateurs, en particulier en utilisant Ariadne. Ces études [51, 56], mêmes si elles ne s'intéressent qu'à des nombres de jets inférieurs ou égaux à quatre, arrivent à des résultats similaires. Ariadne, sans être parfait, décrit mieux les différents taux de jets.

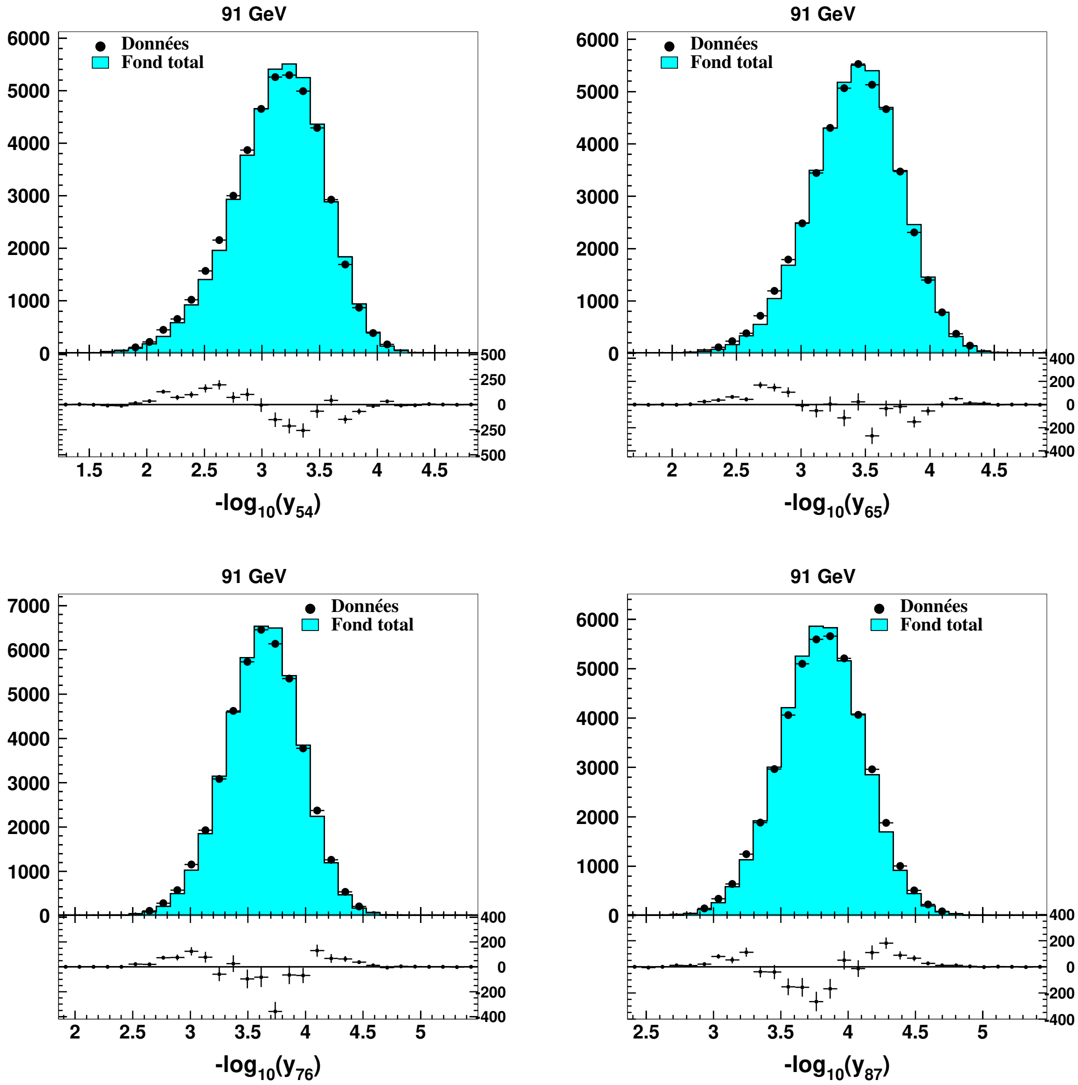


FIG. 5.20 – Quelques exemples de valeurs de transition quand le programme ARIADNE est employé pour décrire le rayonnement de gluons. Les points sont les données et l'histogramme correspond aux processus $q\bar{q}$.

Malheureusement, cette comparaison entre JETSET et ARIADNE n'est pas possible aux hautes énergies. En effet, ARIADNE a été écrit de façon à posséder une interface avec PYTHIA facile à mettre en œuvre. Cette interface entre les deux programmes a dû récemment être modifiée avec la nouvelle version de PYTHIA [56]. Au contraire, inclure ARIADNE dans EXCALIBUR n'a encore jamais été fait. Ce travail a été commencé dans le cadre de cette thèse, cependant trop tardivement pour produire un résultat qui puisse être inclus dans ces pages. Cette interface entre EXCALIBUR et ARIADNE devrait néanmoins voir le jour.

5.4 Correction du désaccord

Ainsi, la description de l'émission de gluons par ARIADNE n'est pas disponible pour les processus à quatre fermions. Ce programme ne peut pas être utilisé dans la suite. Il est cependant indispensable de corriger cet effet systématique pour poursuivre l'étude des événements à grand nombre de jets. Dans le cadre de cette thèse, il a été décidé de déterminer et d'employer une correction phénoménologique pour compenser la description imparfaite du rayonnement de gluon. La méthode consiste à utiliser des données à une énergie précise pour corriger la simulation. Cette correction est ensuite appliquée sans modification sur les simulations aux différentes énergies. Ce procédé permet de prendre en compte et de corriger la simulation imparfaite du Monte Carlo. Une question importante de cette méthode réside dans le choix de l'énergie adoptée pour déterminer la correction.

5.4.1 Énergie choisie pour la correction

Au pic du Z

Corriger la simulation grâce aux données collectées au pic du Z à 91 GeV semble le meilleur choix possible. En effet, ces données possèdent une statistique importante et sont très bien connues (en particulier il est certain qu'aucun signal à grand nombre de jets n'est présent à cette énergie). Malheureusement, l'exploitation de ces données s'est révélée impossible. La raison en est simple : au pic du Z, les processus $q\bar{q}$ sont largement dominants devant tous les autres processus. La composition des bruits de fond est par conséquent totalement différente de celle constatée à haute énergie. Or l'anomalie affecte aussi bien les événements $q\bar{q}$ que les événements à quatre fermions, et ceci de manière différente. En effet, les processus $q\bar{q}$ donneront un désaccord pour des événements à plus de quatre jets (c'est-à-dire à partir de y_{54}), puisque ceux-ci ne contiennent initialement que deux partons. Au contraire, les processus à quatre fermions peuvent atteindre un nombre de jets plus grand et l'anomalie concernant les rayonnements de gluons apparaîtra pour des événements à 6 ou 7 jets. Les deux bruits de fond sont donc de même importance pour trouver une correction. Il n'est par conséquent pas possible d'utiliser les données au pic du Z. Ceci est illustré par la comparaison des figures 5.9 et 5.16 qui montrent que, bien qu'étant qualitativement en accord, les effets à 91 GeV et aux hautes énergies sont quantitativement différents (une correction exploitant les données au pic du Z a effectivement été tentée, mais donnait comme attendu de très mauvais résultats).

À 189 GeV

Une correction phénoménologique n'étant pas possible au pic du Z, il est nécessaire d'utiliser les données à haute énergie. Une luminosité intégrée de 54 pb^{-1} a été collectée à 183 GeV en 1997. Le désaccord est évidemment observé à cette énergie, mais la détermination de la correction à partir de ces données souffre d'un manque de statistique. Ainsi, il a été décidé d'employer les données à 189 GeV (avec une luminosité de 158 pb^{-1}). La statistique est en effet importante et les deux bruits de fond principaux coexistent. Pour que la correction soit valable, il faut cependant avoir la certitude qu'aucun signal n'est présent à cette énergie.

Absence de signal à 189 GeV

Nous avons vu dans la section 5.3.1 que le désaccord n'avait pas le comportement attendu pour un signal. Il est toutefois nécessaire de vérifier qu'aucun signal n'est présent dans les données en plus de l'anomalie étudiée. Pour cela, nous allons employer l'analyse avec désintégration directe et indirecte décrite dans le chapitre suivant. Nous verrons que l'analyse avec désintégration directe est divisée en trois fenêtres de masses (petites masses, masses intermédiaires et grandes masses de la superparticule produite). L'analyse avec désintégration indirecte est séparée en deux fenêtres de masses (petites et grandes différences de masses entre le chargino et le neutralino). Les résultats de ces analyses sont montrés sur la figure 5.21 (désintégration directe) et sur la figure 5.22 (désintégration indirecte). Aucun excès significatif n'est constaté pour les désintégrations directes. Au contraire, pour les désintégrations indirectes, on observe un large excès de données par rapport à la simulation aux grandes efficacités. Cet excès est, on l'a vu, dû à l'anomalie des valeurs de transition. Pour des efficacités plus faibles (donc une meilleure pureté pour le signal), l'accord entre les données et la simulation Monte Carlo devient raisonnable, ce qui ne correspond pas à ce que l'on attendrait d'un signal. De plus, la figure 4.12, page 100, montre que la section efficace de création de paires de charginos est importante dans le modèle mSUGRA. Celle-ci est supérieure à 1 pb pour un large intervalle de masses. Cette section efficace chute quand la masse du chargino est proche de la limite cinématique. Si nous supposons que des charginos ont été produits à 189 GeV dans DELPHI, ceux-ci doivent posséder une masse proche de la limite cinématique, c'est-à-dire 94 GeV, de façon à avoir été créés en faible nombre. La section efficace de charginos de masse de 94 GeV est supérieure à 1 pb à 200 GeV et plus de 200 événements seraient donc attendus à cette énergie. Nous verrons dans le chapitre suivant qu'aucun excès de cette importance n'a été établi. L'absence d'une telle observation montre donc *a posteriori* qu'aucun signal n'est présent dans les données à 189 GeV. Ceci prouve que le désaccord ne provient pas d'un signal. De plus, cet argument montre qu'il est important de choisir la plus petite énergie possible.

En conclusion, aucun signal n'est vu dans les données à 189 GeV, et une correction à partir de ces données est donc justifiée.

5.4.2 Principe de la méthode

La méthode choisie consiste à ajuster la distribution de la simulation sur la distribution des données à 189 GeV. L'ajustement est effectué à l'aide d'une fonction. Celle-ci, une fois appliquée sur la simulation, donne une distribution proche de celle des données. Le problème peut être formulé de la façon suivante : soit $\mathcal{D}_{données}$ la distribution des données pour la variable $y_{n\ n-1}$ et $\mathcal{D}_{simulation}$ la distribution de la simulation totale pour la même variable. Le problème consiste à trouver la fonction f telle que :

$$f\left(\mathcal{D}_{simulation}\right) = \mathcal{D}_{données},$$

ou de manière équivalente :

$$f\left(y_{n\ n-1\ simulation}\right) = y_{n\ n-1\ données}. \tag{5.4}$$

Notons qu'il y a autant de fonctions f que de variables $y_{n\ n-1}$ à corriger.

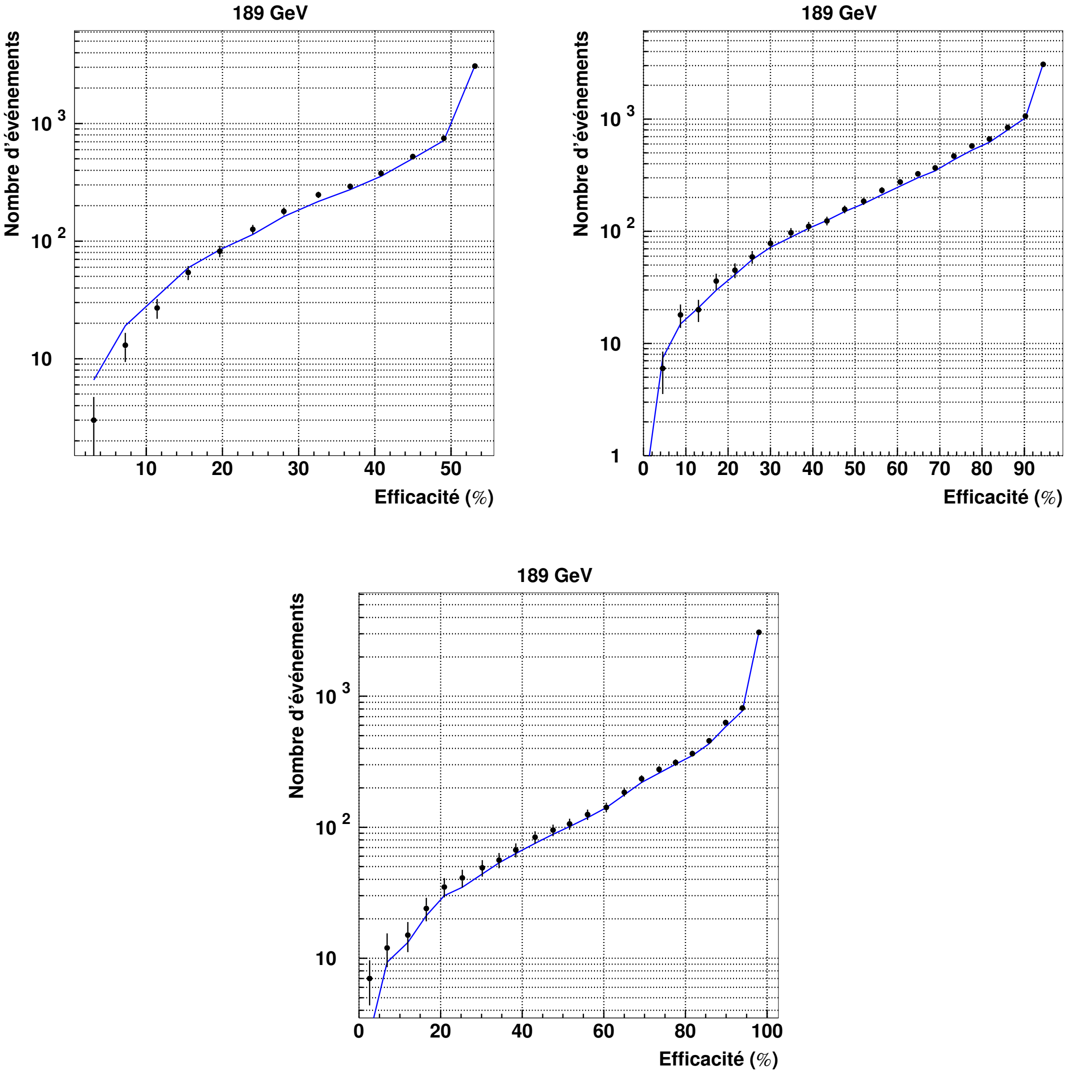


FIG. 5.21 – Nombre d'événements dans les données à 189 GeV (points) et pour la simulation (ligne continue) en fonction de l'efficacité sur le signal pour différentes valeurs de la coupure sur la sortie du réseau de neurones. Il s'agit des résultats de l'analyse avec désintégration directe. En haut à gauche : petites masses de la superparticule produite. En haut à droite : masses intermédiaires. En bas : grandes masses.

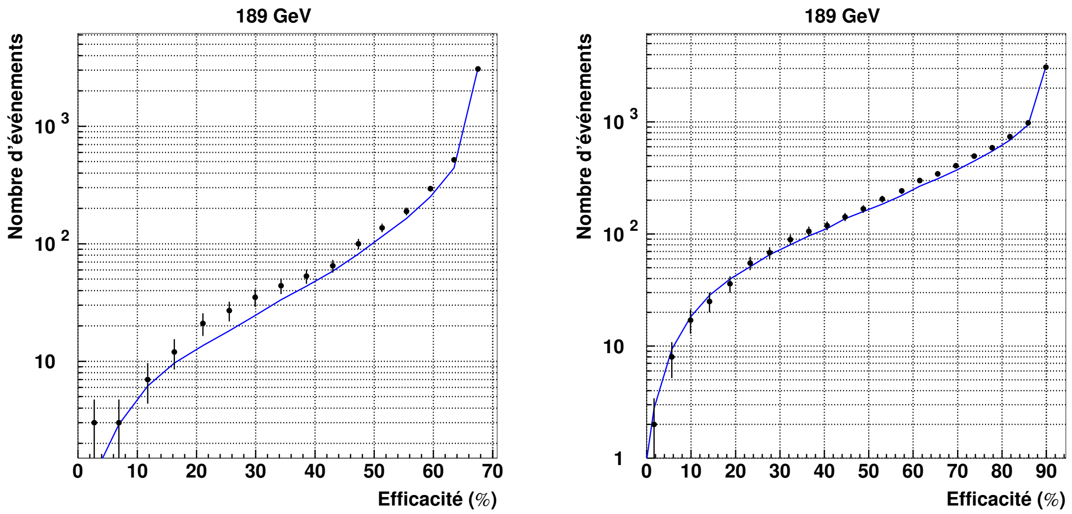


FIG. 5.22 – Nombre d'événements dans les données à 189 GeV (points) et pour la simulation (ligne continue) en fonction de l'efficacité sur le signal pour différentes valeurs de la coupure sur la sortie du réseau de neurones. Il s'agit des résultats de l'analyse avec désintégration indirecte. À gauche : grandes différences de masses entre le chargino et le neutralino. À droite : petites différences de masses.

Utilisation des fonctions cumulatives

Nous cherchons donc une fonction qui transforme la distribution de la simulation Monte Carlo en celle des données (et ceci pour chaque valeur de transition pour laquelle est observée le désaccord). Afin de déterminer cette transformation, nous employons tout d'abord les fonctions cumulatives de la distribution des données et de la simulation totale. Ces fonctions sont définies comme l'intégrale pas à pas des distributions. Dans la suite, la variable $-\log_{10}(y_{76})$ est choisi en exemple d'illustration de la méthode. La figure 5.23 montre les fonctions cumulatives de la distribution des données et de la simulation pour cette variable. Ces deux fonctions évoluent entre 0 et 100 %.

La méthode consiste ensuite à tracer les valeurs de la fonction cumulative pour les données par rapport à celle de la simulation. Autrement dit, pour chaque valeur de l'intégrale (entre 0 et 100 %), on lit les valeurs de transition sur les fonctions cumulatives (pour les données et pour la simulation), ce qui correspond à un point de la figure 5.24. Ce procédé est répété par itération pour des valeurs de l'intégrale (c'est-à-dire l'ordonnée des fonctions cumulatives) de 0 à 100 %. Le résultat est donc un ensemble de points, montré sur la figure 5.24 (à gauche). La diagonale correspond au cas où la simulation et les données auraient des distributions identiques. L'écart observé entre la diagonale et les points caractérise l'anomalie étudiée.

Ajustement par un polynôme

Les points de la figure 5.24 représentent une fonction définie comme $f\left(y_{n\ n-1\ simulation}\right) = y_{n\ n-1\ données}$. Cette fonction est exactement celle recherchée (*cf.* équation (5.4)). Il suffit de déterminer la fonction passant par les points pour avoir une réponse au problème étudié. Évidemment, seule une approximation de cette fonction est possible : nous utilisons un polynôme du quatrième degré pour approcher cette fonction. Le nombre de degrés du polynôme est motivé par

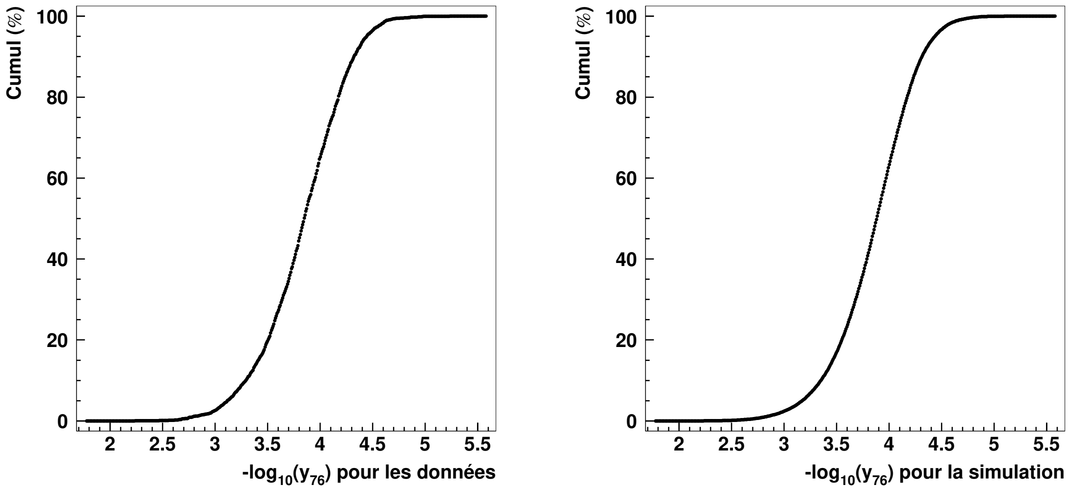


FIG. 5.23 – Fonctions cumulatives de la distribution des données (à gauche) et de la simulation totale (à droite) à 189 GeV pour $-\log_{10}(y_{76})$.

les variations observées sur la figure 5.24 et pour les autres valeurs de transition : un polynôme de degré inférieur serait moins performant pour reproduire la fonction recherchée. La figure de droite illustre l'ajustement des points par un polynôme de degré quatre (toujours pour l'exemple $-\log_{10}(y_{76})$). Il suffit ensuite d'appliquer cette fonction sur la distribution de la simulation pour obtenir la distribution corrigée. La figure 5.25 présente le résultat dans le plan $-\log_{10}(y_{76})$ pour les données en fonction de $-\log_{10}(y_{76})$ pour la simulation après correction. En comparant avec la figure 5.24, on constate l'amélioration apportée par la correction (puisque les points sont proches de la diagonale).

La procédure, qui a été montrée pour $-\log_{10}(y_{76})$ seulement, est à répéter pour chaque valeur de transition que l'on désire corriger.

5.4.3 Résultats

Nous avons vu que seules les valeurs de transition caractéristiques des grands nombres de jets comportaient un désaccord. Ainsi, seules les variables $-\log_{10}(y_{n\ n-1})$ avec $n \geq 6$ seront corrigées. La procédure décrite dans la section précédente est donc appliquée de $-\log_{10}(y_{65})$ à $-\log_{10}(y_{10\ 9})$ (ce qui mène à la détermination de cinq polynômes différents).

Correction à 189 GeV

Le résultat de cette correction pour chaque variable est montré sur la figure 5.26. Cette figure est à comparer avec la figure 5.11, page 125. Comme anticipé, une nette amélioration est constatée. L'accord global est correct pour toutes les distributions. Pour quantifier cet accord, la probabilité de Kolmogorov est employée. Cette probabilité est uniformément répartie entre 0 et 1 quand les deux distributions testées sont très similaires (elle est égale à 1 pour des distributions strictement identiques). Pour deux distributions présentant des différences, la probabilité prend des très petites valeurs (les valeurs sont d'autant plus faibles que la différence entre les deux distributions est grande). Une probabilité de Kolmogorov est donc calculée entre la distribution

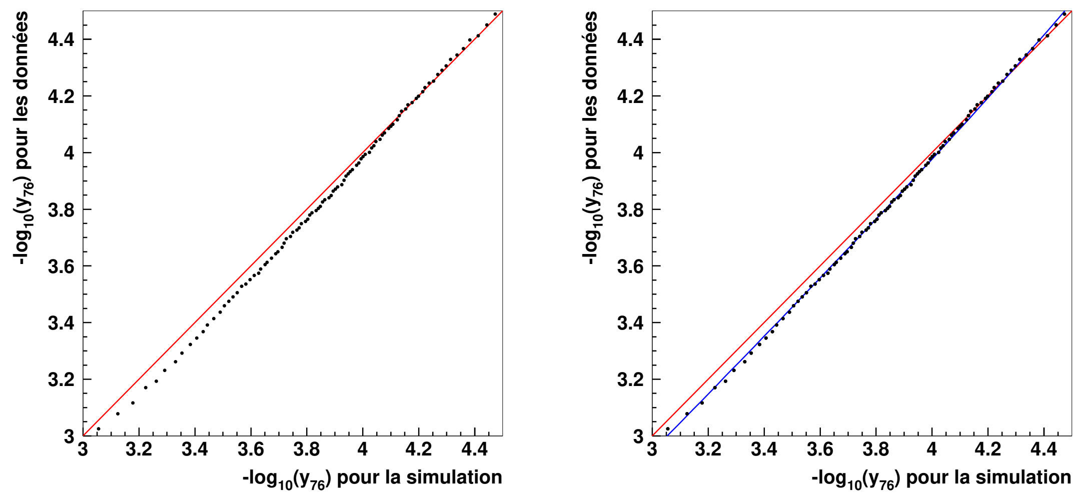


FIG. 5.24 – Les points représentent la valeur de transition $-\log_{10}(y_{76})$ pour les données en fonction de la valeur $-\log_{10}(y_{76})$ pour le Monte Carlo. La diagonale représente le cas où l'accord serait parfait entre données et simulation. À droite, la courbe correspond à l'ajustement par un polynôme du quatrième degré sur ces points.

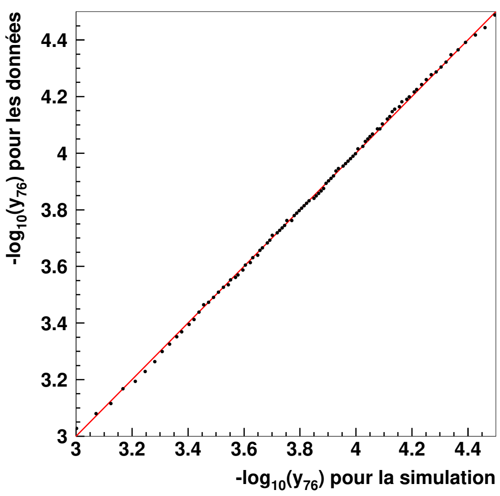


FIG. 5.25 – Les points représentent la valeur de transition $-\log_{10}(y_{76})$ pour les données en fonction de la valeur $-\log_{10}(y_{76})$ pour le Monte Carlo *après correction*.

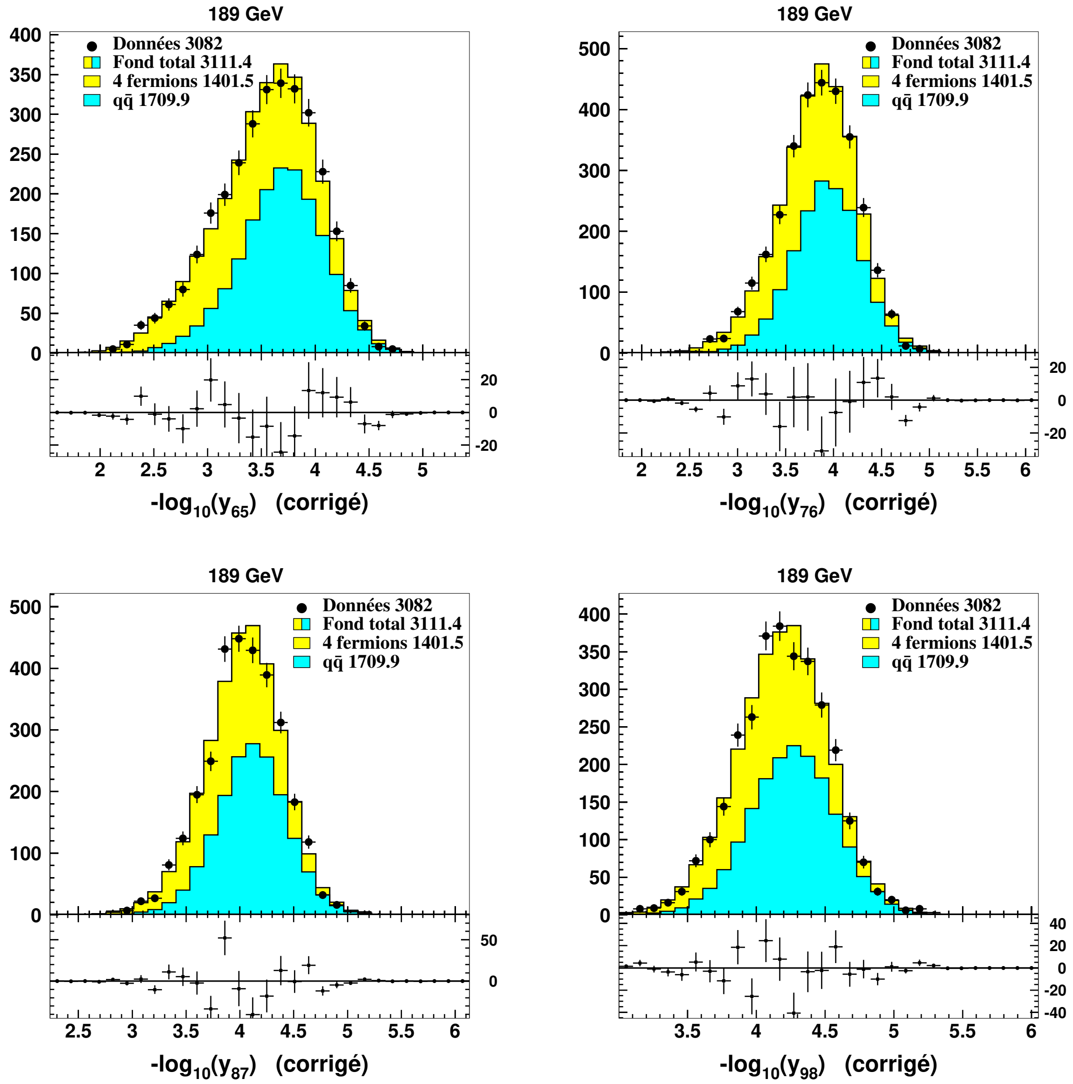


FIG. 5.26 – Comparaisons entre les données et la simulation Monte Carlo à 189 GeV pour des valeurs de transition $-\log_{10}(y_{65})$, $-\log_{10}(y_{76})$, $-\log_{10}(y_{87})$ et $-\log_{10}(y_{98})$ *après correction*. La partie haute illustre la comparaison directe et la partie basse montre la différence entre les données et la simulation.

des données et celle de la simulation (pour chaque valeur de transition, et dans les cas avec et sans correction). Le tableau 5.1 présente ces résultats. Ceux-ci confirment que la correction améliore de façon importante l'accord entre les données et la simulation totale.

Val. de trans.	y_{65}	y_{76}	y_{87}	y_{98}	$y_{10\ 9}$
$\mathcal{P}_{Kolm.}$ avant correction	7.10^{-5}	5.10^{-4}	2.10^{-3}	1.10^{-2}	0,12
$\mathcal{P}_{Kolm.}$ après correction	0,78	0,99	0,97	0,99	0,85

TAB. 5.1 – Probabilité de Kolmogorov calculée entre les distributions de données et de simulation Monte Carlo pour l'opposé du logarithme des valeurs de transition avant et après correction (à 189 GeV).

Correction aux autres énergies

La distance utilisée par l'algorithme de Cambridge (équation (5.3)) est normalisée par l'énergie visible dans l'événement. Cette distance est donc indépendante de l'énergie de collision, ce qui peut être vérifié sur les figures 5.9, 5.11 et 5.12. La correction déterminée à 189 GeV est appliquée sans aucune modification sur la simulation à plus haute énergie (192 à 209 GeV). En effet, on suppose que l'effet systématique dû à la description imparfaite du rayonnement de gluons n'évolue pas avec la montée en énergie. La correction est justifiée sachant qu'aucun signal n'a été détecté à 189 GeV.

La figure 5.27 montre quelques exemples de valeurs de transition après correction pour des énergies de 203-209 GeV. On voit également que la correction améliore l'accord entre les données et la simulation Monte Carlo, ce qui confirme que l'effet est identique pour les trois années (la correction est en effet aussi bonne pour l'année 1999). Les probabilités de Kolmogorov sont montrées dans le tableau 5.2.

Val. de trans.	y_{65}	y_{76}	y_{87}	y_{98}	$y_{10\ 9}$
$\mathcal{P}_{Kolm.}$ avant correction	7.10^{-5}	2.10^{-4}	7.10^{-4}	5.10^{-3}	0,33
$\mathcal{P}_{Kolm.}$ après correction	0,99	0,99	0,89	0,58	0,14

TAB. 5.2 – Probabilité de Kolmogorov calculée entre les distributions de données et de simulation Monte Carlo pour l'opposé du logarithme des valeurs de transition avant et après correction (à 203-209 GeV).

Cette correction appliquée à des énergies autres que 189 GeV possède néanmoins le défaut de ne pas prendre en compte la composition des bruits de fond qui évolue avec la montée en énergie. Cet effet systématique sera traité dans le chapitre suivant, et on montrera que celui-ci n'est pas très important.

La figure 5.17, page 131, montrait les résultats de la coupure sur le réseau de neurones quand on utilisait seulement les variables $-\log_{10}(y_{n\ n-1})$, $n = 3...10$, à 203-209 GeV. Un désaccord était clairement visible sur cette figure. La même analyse a été répétée, mais cette fois-ci en utilisant les variables $-\log_{10}(y_{n\ n-1})$ corrigées pour $n \geq 6$. La figure 5.28 présente le résultat : un bon accord est observé entre les données et la simulation totale. La contribution d'un signal avec désintégration indirecte est également montrée. La comparaison avec la figure 5.17 permet de constater que le pouvoir de discrimination avec ou sans la correction est comparable.

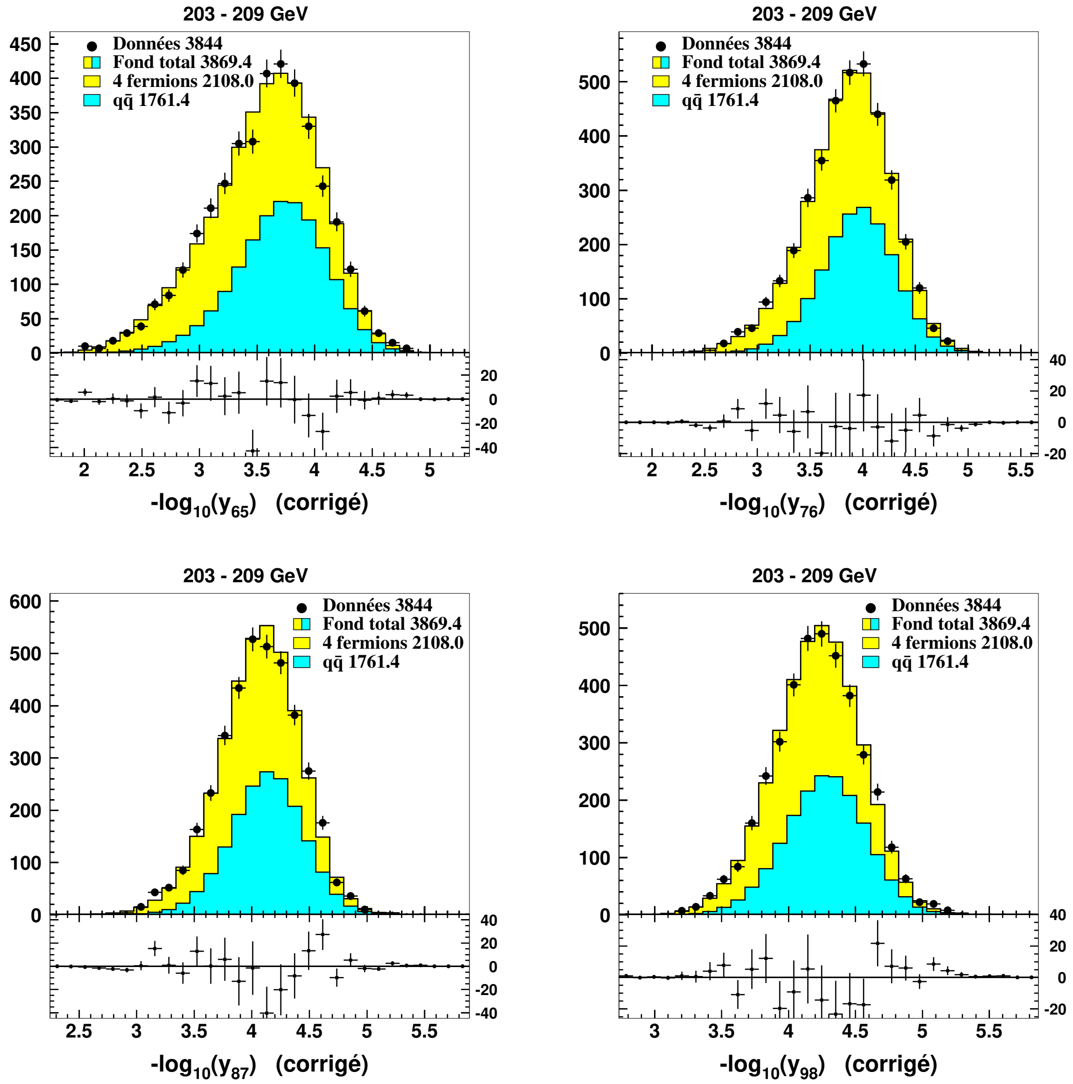


FIG. 5.27 – Comparaisons entre les données et la simulation Monte Carlo à 203-209 GeV pour des valeurs de transition $-\log_{10}(y_{65})$, $-\log_{10}(y_{76})$, $-\log_{10}(y_{87})$ et $-\log_{10}(y_{98})$ *après correction.* La partie haute illustre la comparaison directe et la partie basse montre la différence entre les données et la simulation.

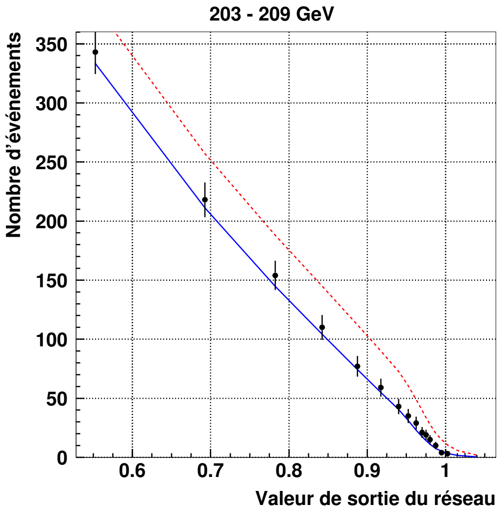


FIG. 5.28 – Nombre d'événements dans les données de 203 à 209 GeV (points) et pour la simulation *après correction* (ligne continue) en fonction de la valeur de la coupure sur la sortie du réseau de neurones. Le réseau comporte les variables $-\log_{10}(y_{32})$ à $-\log_{10}(y_{10\ 9})$. La contribution d'un signal avec désintégration indirecte (d'une section efficace de 0,3 pb) est également indiquée.

Conclusion

Nous avons vu ce qu'étaient les variables d'algorithme de jets et comment celles-ci pouvaient distinguer un événement à grand nombre de jets des processus du modèle standard. Ces variables seront largement utilisées pour les différentes analyses. C'est l'algorithme de Cambridge qui fournit les valeurs de transition des événements : cet algorithme permet en effet de mieux prendre en compte les jets peu énergiques qui sont présents dans les processus supersymétriques.

Ces valeurs de transition présentent un désaccord dans la région caractérisant un grand nombre de jets. Cette anomalie est observée à toutes les énergies, de 91 GeV à 209 GeV. Il a été montré que le désaccord ne provenait pas d'un signal supersymétrique : l'explication repose sur la description imparfaite du rayonnement de gluons dans les modèles. Les états finals à grand nombre de jets recherchés dans cette thèse sont en effet directement concernés par les problèmes de la chromodynamique quantique. Plusieurs modèles différents ont été comparés, et nous avons établi que le programme Ariadne offrait la meilleure description concernant les valeurs de transition.

Aucun échantillon utilisant Ariadne n'étant encore à ce jour disponible pour les processus à quatre fermions, une correction a été mise au point pour compenser la description imparfaite de l'émission de gluons. Cette correction consiste à ajuster la distribution de la simulation sur celle des données à 189 GeV. Seules les variables de $-\log_{10}(y_{65})$ à $-\log_{10}(y_{10\ 9})$ ont été corrigées. Ces variables seront utilisées dans toute la suite, aussi bien pour l'analyse avec désintégration directe qu'indirecte. Cependant, sachant que la correction a été déterminée à 189 GeV, cette énergie ne sera plus utilisée dans la suite pour les analyses. Seules les énergies de 192 GeV à 209 GeV seront mises à profit pour rechercher des productions de paires de charginos et de neutralinos.

Chapitre 6

Analyse

Ce chapitre présente la recherche expérimentale des signaux à grand nombre de jets. Nous traiterons de la génération et de la topologie dans un détecteur des événements supersymétriques. Connaissant les caractéristiques de ceux-ci, une présélection sera effectuée. Nous présenterons alors les analyses dans le canal avec désintégration directe puis avec désintégration indirecte, ainsi que les erreurs systématiques liées à ces analyses. Finalement, des domaines d'exclusion et des limites sur les masses des superparticules seront déduits des résultats de cette partie.

6.1 Génération des événements

Afin de rechercher des signaux à grand nombre de jets dans les données, une simulation des processus suivants a été effectuée :

$$\begin{aligned} e^+e^- &\longrightarrow \widetilde{\chi}_1^0\widetilde{\chi}_1^0 \ ; \\ e^+e^- &\longrightarrow \widetilde{\chi}_1^+\widetilde{\chi}_1^- . \end{aligned}$$

Les charginos et les neutralinos se désintègrent ensuite via un couplage λ''. Dans le cas de la production de paires de neutralinos, la désintégration est directe (*cf.* chapitre 4) et l'état final est composé de 6 quarks sans énergie manquante. Dans le cas de la production de paires de charginos, la désintégration est indirecte et l'état final contient de 6 à 10 quarks, ainsi qu'éventuellement des leptons et des neutrinos suivant la désintégration du boson W.

Le générateur utilisé est SUSYGEN, version 2.20 [57]. Le couplage choisi pour la génération des événements est λ''_{212}. Les désintégrations (4.1) et (4.2) (page 104) montrent que cette constante n'implique que des états finals avec des quarks légers. Il a été vu que certaines des constantes de couplage mettaient en jeu des quarks b, et donc que la méthode de l'étiquetage de ces quarks pourrait être utilisée pour améliorer la discrimination entre le signal et les processus standard. Cependant, un tel procédé possède le désavantage de faire perdre le caractère général de l'analyse. Dans ce travail, aucune supposition ne sera faite sur la saveur des quarks dans l'état final, et en particulier l'étiquetage des quarks b ne sera pas utilisé.

La génération des événements utilise une valeur $\lambda''_{212} = 0{,}1$, ce qui permet de s'assurer que la particule supersymétrique possède une longueur de vol inférieure au centimètre dès que sa masse est plus grande que 5 GeV/c^2. La simulation ne contient donc pas de vertex déplacé.

Le rayonnement de photons dans l'état initial et dans l'état final est pris en charge par le générateur SUSYGEN. Ce générateur possède cependant une limitation importante en ce qui concerne le rayonnement de gluons pour des états finals à trois quarks (ce qui est le cas dans notre étude : $\widetilde{\chi} \longrightarrow q_1 q_2 q_3$). L'émission de gluons et l'hadronisation sont gérées par le programme JETSET [37]. Malheureusement, celui-ci n'est pas en mesure de former des cordes à partir d'un vertex à trois couleurs. La solution qui a été retenue dans SUSYGEN consiste à considérer deux quarks du vertex comme un diquark et à former une corde pour le système quark-diquark. Ce subterfuge permet aux quarks de s'hadroniser, mais interdit tout rayonnement de gluons. La simulation ne contient donc aucun gluon dans l'état final. Seuls les partons primaires sont présents, ce qui conduit d'une part à une sur-estimation de la résolution sur la direction et sur l'énergie des quarks initiaux, et d'autre part à une sous-estimation du nombre de jets reconstruits.

Cette absence de rayonnement de gluons entraîne de nombreuses conséquences sur la présente étude, et doit être traitée avec attention. Il est nécessaire de distinguer deux cas : les conséquences sur le signal avec désintégration indirecte et sur le signal avec désintégration directe.

En ce qui concerne les désintégrations indirectes des superparticules, l'effet sera "dilué" sachant que le rayonnement de gluons est correctement traité pour les quarks issus des bosons W (dans le cas d'une désintégration hadronique). Ces événements possèdent ainsi une réelle signature à grand nombre de jets. Bien entendu, cette signature est un peu moins nette qu'un signal qui comporterait une simulation complète de l'émission des gluons. Nous verrons lors du traitement des erreurs systématiques que le signal généré par SUSYGEN fournit des résultats légèrement pessimistes et que l'efficacité de sélection augmenterait si un traitement correct était effectué.

Au contraire, pour les désintégrations directes, l'effet est maximal. Aucun gluon n'est présent dans l'état final, ce qui conduit à une sous-estimation importante des caractéristiques du signal. Par exemple, la multiplicité des traces du signal est en moyenne inférieure à celle des événements comportant deux quarks primaires (c'est-à-dire les processus $e^+e^- \longrightarrow q\bar{q}$). La signature caractéristique d'un grand nombre de jets est ainsi "faussée", et entraîne une mauvaise estimation de certaines des variables que nous allons utiliser dans la suite. En particulier, les valeurs de transition pour les grands nombres de jets donnent des valeurs éloignées de celles attendues pour un signal physiquement correct. Ainsi, pour avoir la certitude d'être sensible à un véritable signal, des modifications ont dû être apportées à la simulation des désintégrations directes. L'idée est d'incorporer le rayonnement de gluons par un moyen détourné. Comme nous l'avons déjà mentionné, JETSET n'est pas en mesure de former une corde entre trois quarks. Pour contourner cette difficulté, le principe consiste à réunir les quarks par paire et à former une corde de couleur entre ces quarks associés deux à deux. L'association est tout d'abord effectuée entre les quarks appartenant au même vertex ($q_1 - q_2$ et $q_5 - q_6$), puis pour les deux derniers quarks appartenant aux deux vertex différents ($q_3 - q_4$, voir la figure 6.1). Grâce à cette méthode, aucun diquark n'est créé, et le rayonnement de gluons est donc possible. Chacun des 6 quarks va émettre des gluons, ce qui permettra de "rétablir" une véritable signature à grand nombre de jets. Le défaut de cette méthode tient au fait que la corde formée entre les deux quarks q_3 et q_4 est non physique. La question pertinente est ainsi : quelle est la modélisation qui reproduit le mieux un signal à 6 jets ?

Dans cette thèse, nous affirmons que la méthode la plus correcte est celle qui utilise l'émission des gluons. Notons tout d'abord que les quarks sont considérés comme des émetteurs indépendants dans le modèle *parton shower* : les gluons sont émis avec un angle en azimut quelconque autour du quark (et donc ne créent pas une accumulation non physique de particules). L'erreur associée à cette méthode réside dans les particules qui sont créées lors de l'hadronisation entre les deux quarks q_3 et q_4. Ces particules, qui correspondent à l'habillage des quarks, sont de faible énergie et peuplent une région de l'espace qui devrait contenir peu de traces. Il est important de réaliser que l'erreur apportée par la corde formée entre q_3 et q_4 ne joue un rôle important que pour des masses faibles de la superparticule produite. En effet, pour des masses supérieures à environ 40 GeV/c^2, les 6 quarks sont séparés de façon régulière dans l'espace, et la formation

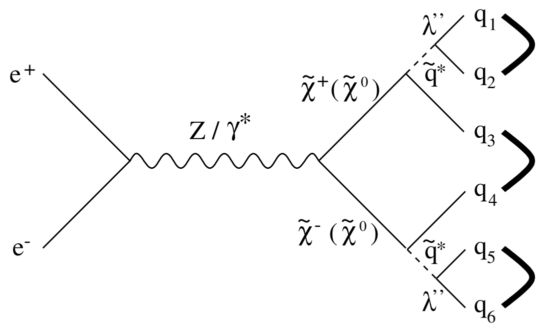


FIG. 6.1 – Schématisation des cordes formées entre les 6 quarks issus d'une désintégration directe. Les cordes sont représentées en trait épais.

de la corde entre q_3 et q_4 n'est susceptible d'apporter que des corrections peu importantes. Au contraire, pour des masses faibles, les groupes de trois quarks sont clairement séparés dans l'espace (*cf.* la discussion de la section suivante, ainsi que la figure 6.3). L'erreur apportée par les particules créées au moment de l'hadronisation doit donc être étudiée. Dans ce but, nous avons comparé une production de paires de neutralinos de masse de 20 GeV/c^2 avec ou sans utilisation de la méthode développée ici. Comme attendu, cette étude montre que la multiplicité totale est mieux décrite en incorporant le rayonnement de gluons (cette multiplicité vaut 39 en moyenne pour un signal sans gluons et 51 pour un signal avec gluons, tandis qu'elle est égale à 51 pour des événements $q\bar{q}$). Seulement un très faible nombre de traces est observé dans l'espace entre les deux superparticules. Ces particules supplémentaires ont toujours une quantité de mouvement inférieure à 1 GeV/c. Celles-ci ne vont donc jouer qu'un rôle mineur dans la topologie de l'événement. Cette discussion est illustrée par la figure 6.2 qui présente un même événement simulé avec et sans la modification apportée au programme SUSYGEN. Les figures de droite montrent la distribution dans l'espace de l'énergie déposée dans les calorimètres. En particulier, on constate dans la simulation avec rayonnement de gluons la présence de quelques traces supplémentaires peuplant la région entre les deux "pseudo-jets". Cette différence de topologie pour les faibles masses sera traitée avec soin dans la suite. Par exemple, la masse reconstruite des superparticules et les valeurs de transition caractérisant un grand nombre de jets ne seront pas utilisées pour l'analyse. Ces précautions permettront de s'assurer que ces recherches sont valides pour un signal physique.

En conclusion, nous utiliserons cette technique pour la simulation des événements avec désintégration directe. Ce moyen, qui n'est pas physiquement tout à fait correct, l'est cependant plus qu'une simulation sans rayonnement de gluons qui sous-estime le nombre réel de jets. Pour les désintégrations indirectes, les effets sont moins importants et vont dans le sens d'une amélioration de l'analyse (nous reviendrons sur ce point lors de l'étude des erreurs systématiques). En conséquence, cette procédure ne sera pas utilisée dans la simulation de ces événements.

La production de paires de neutralinos (dont la désintégration est directe pour les paramètres choisis) a été générée pour plusieurs masses de la particule (en y ajoutant le rayonnement de gluons). La masse simulée varie de 10 GeV/c^2 à la limite cinématique. Le tableau 6.1 résume les simulations effectuées pour chaque année. A chaque point correspond approximativement 1000 événements simulés.

Dans le cas de la désintégration indirecte du chargino, deux masses entrent en jeu : celle du chargino, ainsi que celle du neutralino (*cf.* diagramme 4.17 page 104). Les données collectées à

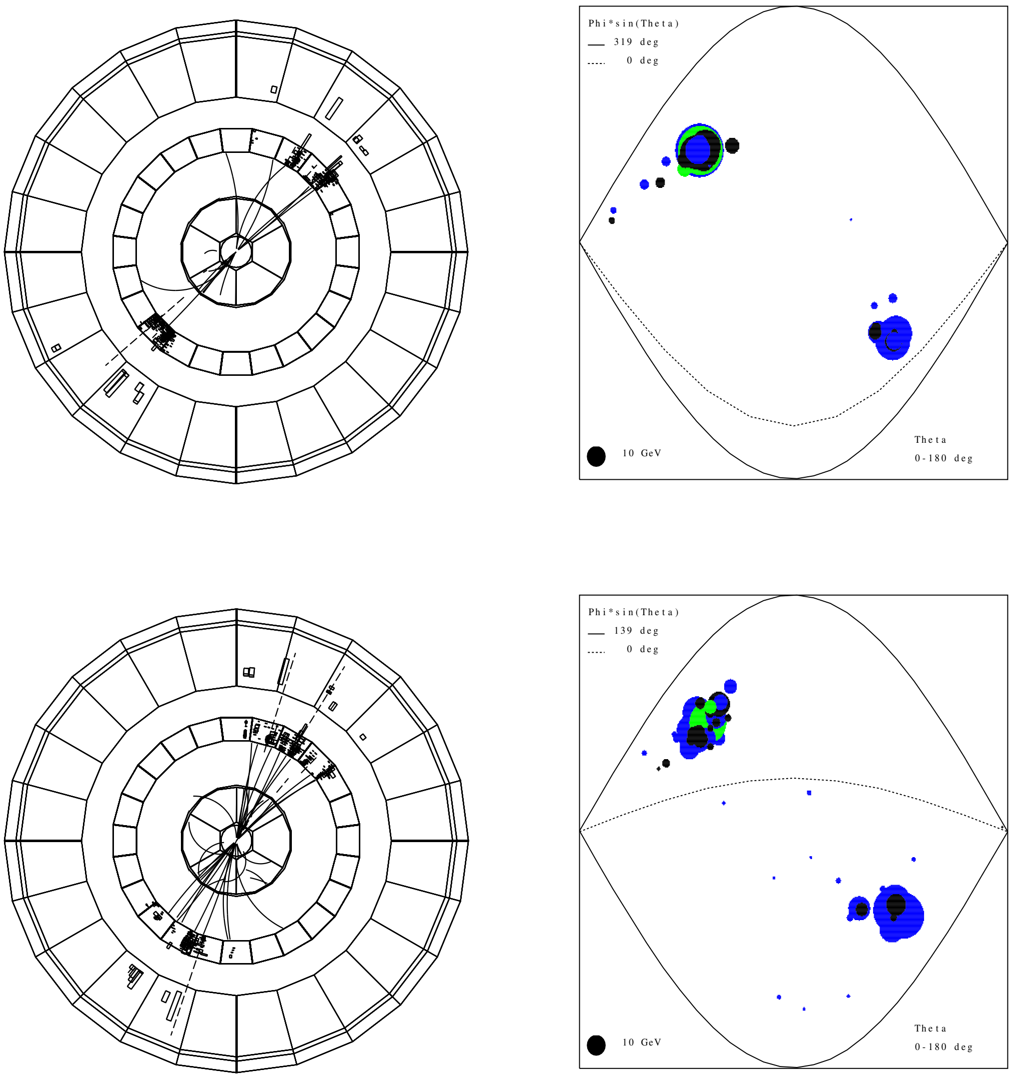


FIG. 6.2 – Événement à 6 jets simulé dans DELPHI sans l'utilisation de la méthode introduite dans cette thèse (figures du haut) et avec utilisation de la méthode (figures du bas). À l'exception du traitement des gluons, les deux événements sont strictement identiques. La masse du neutralino est de 20 GeV/c^2 et l'énergie de la collision est de 206 GeV. À gauche : vue transversale de DELPHI où les détecteurs montrés sont la TPC, le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique. Les rectangles correspondent à l'énergie déposée dans ces calorimètres. À droite : représentation de l'énergie déposée dans les calorimètres de DELPHI dans une projection de l'espace. L'axe horizontal correspond à l'angle θ et l'axe vertical à la quantité $\Phi \sin\theta$. La taille des cercles est proportionnelle à l'énergie des gerbes.

$M_{\widetilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c^2)	10	20	30	40	50	60	70	80	90	94,5	100	103
1998	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•		
1999	•	•	•	•	•	•	•	•	•		•	
2000	•	•	•	•	•	•	•	•	•		•	•

TAB. 6.1 – Simulation des signaux à 6 jets pour les années 1998 à 2000 en fonction de la masse du neutralino (en GeV/c^2). Les points représentent 1000 événements de simulation.

LEPI (de 1989 à 1995 à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV) ont montré que la masse du chargino était supérieure à 45 GeV/c^2 à 95 % de niveau de confiance (cette exclusion repose sur la mesure de la largeur du boson Z et sera étudiée plus loin). Il a été choisi de faire varier la masse simulée du chargino entre 50 GeV/c^2 et la limite cinématique. La masse du neutralino, produit de désintégration du chargino, varie jusqu'à des différences de masses entre les deux superparticules de 5 GeV/c^2. Le tableau 6.2 représente les points simulés (1000 événements par point) pour l'année 2000[1] (comme déjà précisé, aucun rayonnement de gluons n'a été incorporé dans la simulation).

$M_{\widetilde{\chi}_1}$	10	20	30	40	45	50	55	60	65	70	75	80	85	90	95	100
50	•	•	•	•	•											
60	•	•	•	•		•	•									
70	•	•	•	•		•		•	•							
80	•	•	•	•		•		•		•	•					
90			•	•		•		•		•		•	•			
100			•	•		•		•		•		•		•	•	
103			•	•		•		•		•		•		•		•

TAB. 6.2 – Simulation des signaux dans le cas d'une désintégration indirecte (année 2000). La masse du chargino varie verticalement, et la masse du neutralino varie horizontalement (en GeV/c^2). Les points représentent 1000 événements simulés.

Au total, pour les trois années étudiées et pour les deux canaux de production, plus de 170 lots de signaux différents ont été générés. L'énergie à laquelle les signaux ont été simulés est de 189 GeV en 1998, de 200 GeV en 1999 et de 206 GeV en 2000. Ces échantillons sont ensuite traités par le programme DELSIM (*cf.* chapitre 2) qui permet une simulation complète de la réponse du détecteur DELPHI. Enfin, DELANA, le programme de reconstruction de traces, est utilisé de la même manière que sur les données réelles.

6.2 Topologies

La recherche d'un signal à grand nombre de jets nécessite de bien connaître la topologie de l'événement. Celle-ci va dépendre essentiellement des masses des superparticules mises en jeu.

[1] Pour l'année 1998 et 1999, les mêmes points ont été simulés (jusqu'à une masse du chargino égale à la limite cinématique correspondante).

6.2.1 Événements avec désintégration directe

Dans le cas d'une production de paires suivie d'une désintégration directe, 6 jets sont attendus dans l'état final. La topologie dépend ici uniquement de la masse de la particule produite[2]. Au LEP, l'énergie de collision est voisine de 200 GeV. Ainsi, pour des masses faibles du neutralino (typiquement de l'ordre d'une dizaine de GeV/c^2), la quantité de mouvement des deux superparticules produites va être importante. Dans le référentiel du détecteur, les trois quarks issus de la désintégration des superparticules vont donc être, du fait de la poussée de Lorentz, contenus dans un cône réduit autour de la direction de celles-ci. Les trois jets vont ainsi être très proches les uns des autres. Au contraire, pour une masse plus lourde des superparticules (proche de la moitié de l'énergie dans le centre de masse), celles-ci vont être pratiquement produites au repos dans le détecteur et la désintégration en trois quarks sera donc distribuée de façon isotrope. La figure 6.3 résume ces propos.

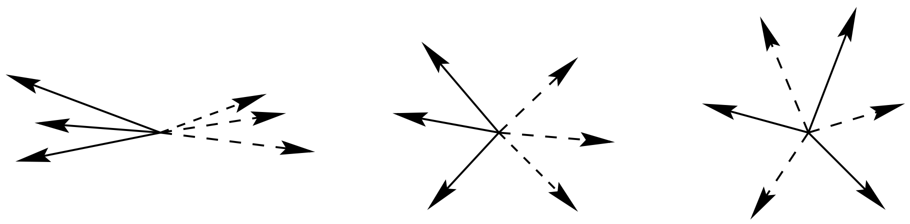


FIG. 6.3 – Les différentes topologies possibles lors d'une désintégration en 6 jets. Les jets dont les traits sont de type identique proviennent du même neutralino. À gauche : événement à 6 jets dans le détecteur quand la masse de la superparticule produite est petite. Au milieu : topologie pour une masse intermédiaire. À droite : topologie pour des masses proches de la limite cinématique.

Cette discussion est également illustrée par les figures 6.2 (section précédente) et 6.4. La première figure présente la signature d'un événement à 6 jets simulé avec une masse du neutralino de 20 GeV/c^2 (pour une énergie dans le centre de masse de 206 GeV). L'événement possède une forme oblongue, et sera facilement confondu avec un événement ne possédant que deux jets. À l'opposé, la figure suivante (figure 6.4) illustre le cas d'une masse de neutralino élevée (100 GeV/c^2). Les traces de l'événement sont distribuées de façon isotrope dans le détecteur.

6.2.2 Événements avec désintégration indirecte

Dans le cas d'une désintégration indirecte de la superparticule produite par paire, la topologie de l'événement dépend d'une part de la masse de la particule créée à la production, et d'autre part de la masse de la particule créée lors de la désintégration indirecte. Pour simplifier, plaçons-nous dans le cas où la particule produite, qui se désintègre ensuite indirectement, est le chargino (ce qui est pratiquement toujours vrai au sein du modèle mSUGRA, *cf.* chapitre 4). De la même manière que précédemment, l'événement sera oblong pour une masse du chargino petite, et isotrope pour une masse élevée (c'est-à-dire proche de la limite cinématique). Dans le cas présent, la masse du neutralino va également jouer un rôle. Il est en fait préférable de raisonner en terme de différence de masses entre le chargino et le neutralino :

$$\Delta M = M_{\widetilde{\chi}_1^\pm} - M_{\widetilde{\chi}_1^0}.$$

[2]Dans la suite, nous supposerons que cette particule est le neutralino. Tous les raisonnements resteront cependant entièrement valables pour une désintégration directe du chargino.

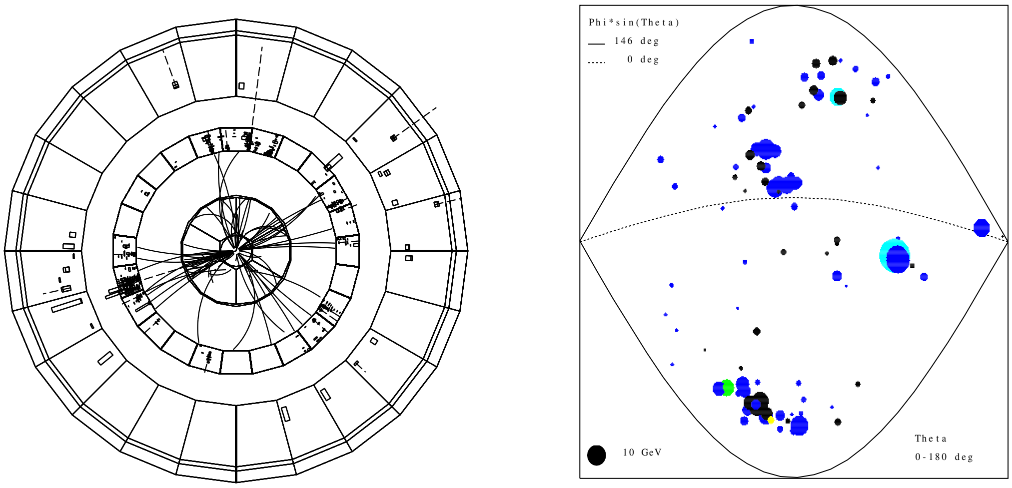


FIG. 6.4 – Exemple d'un événement à 6 jets simulé dans DELPHI. La masse du neutralino est de 100 GeV/c^2 et l'énergie de la collision est de 206 GeV. La figure de droite représente l'énergie déposée dans les calorimètres de DELPHI dans une projection de l'espace. L'axe horizontal correspond à l'angle θ et l'axe vertical à la quantité $\Phi \sin\theta$. La taille des cercles est proportionnelle à l'énergie des gerbes.

Pour des ΔM petits (inférieurs ou de l'ordre de 10 GeV/c^2), le signal perd les caractéristiques d'un événement à grand nombre de jets. La séparation de ce signal par rapport aux processus standard n'en sera alors que plus difficile. En effet, plus la quantité ΔM est petite, et plus faible sera l'énergie des quarks ou des leptons issus du boson W virtuel. Par exemple, pour $\Delta M = 5$ GeV/c^2, l'énergie de ces particules sera seulement de l'ordre de quelques GeV. Les figures 6.5 et 6.6 montrent des exemples de topologie pour des signaux avec désintégration indirecte. On constate en particulier que l'événement à petit ΔM "semble" compter moins de jets que l'événement à grand ΔM.

Par ailleurs, il est important de remarquer qu'aucun des signaux à grand nombre de jets ne possède une topologie signant clairement sa nature. En particulier, il est peu évident de compter 10 jets dans les derniers exemples montrés. Cette constatation prouve la nécessité d'utiliser des variables performantes qui seront caractéristiques du nombre de jets. Ces variables ont été vues au chapitre 5 : il s'agit des valeurs de transition.

6.3 Présélection

La section efficace totale au LEP est de l'ordre de plusieurs nanobarns. Or, on a vu que l'on recherchait des signaux dont la section efficace pouvait être inférieure à 1 pb et, dans le cas du neutralino, descendait à des valeurs plus petites que 0,1 pb. Les processus du modèle standard dominent donc le signal de plus de cinq ordres de grandeur. La figure 6.7 représente la section efficace des processus standard en fonction de l'énergie dans le centre de masse (qui dans notre cas varie de 189 GeV à 209 GeV). Un processus important a été omis sur cette figure : il s'agit des événements $e^+e^- \xrightarrow{\gamma\gamma} e^+e^- X$ où deux photons énergiques émis par l'électron et le positon

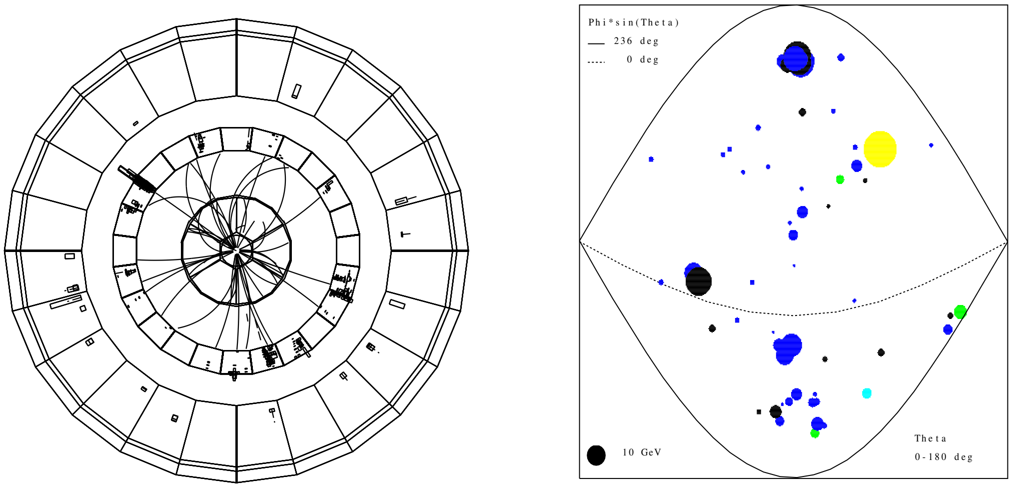


FIG. 6.5 – Exemple d'un événement avec désintégration indirecte simulé dans DELPHI. La masse du chargino est de 90 GeV/c^2 et la masse du neutralino de 40 GeV/c^2 (ce qui correspond à $\Delta M = 50$ GeV/c^2). L'énergie de la collision est égale à 206 GeV.

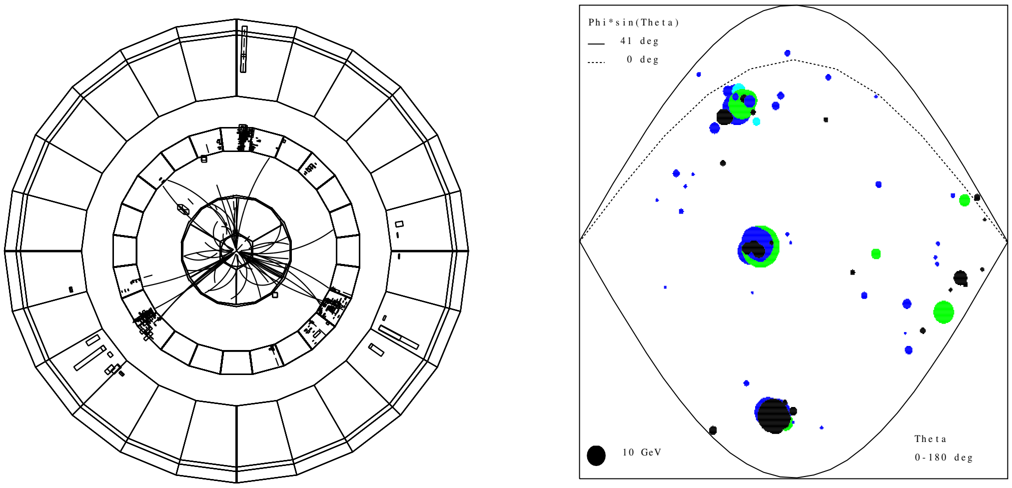


FIG. 6.6 – Exemple d'un événement avec désintégration indirecte simulé dans DELPHI. La masse du chargino est de 90 GeV/c^2 et la masse du neutralino de 85 GeV/c^2 (ce qui correspond à $\Delta M = 5$ GeV/c^2). L'énergie de la collision est égale à 206 GeV.

interagissent et donnent un état final composé de hadrons ou de leptons (l'électron et le positon continuent en général leur trajectoire dans le tube à vide et ne sont pas détectés). Ce processus possède une section efficace supérieure à 800 pb aux énergies qui nous intéressent.

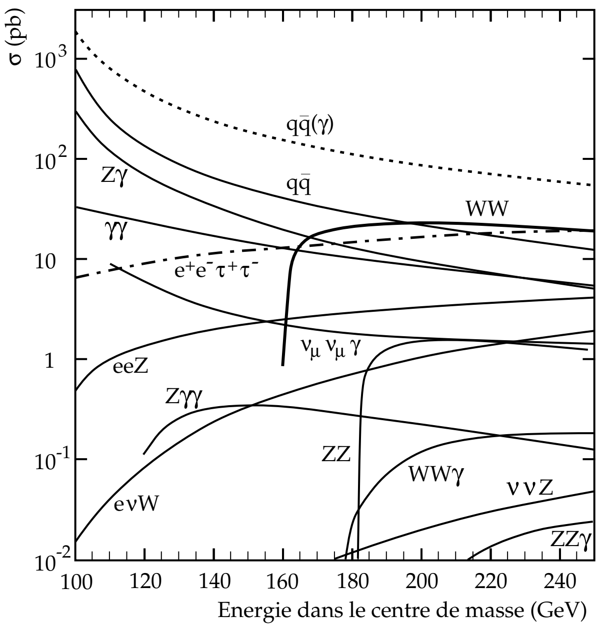


FIG. 6.7 – Évolution des sections efficaces des processus du modèle standard en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

Une présélection est donc nécessaire pour supprimer la plus grande partie des processus standard tout en gardant une bonne efficacité pour les différents signaux. Celle-ci est également utile pour éliminer des effets mal reproduits ou non pris en compte dans les simulations (interaction d'un électron du faisceau avec un atome de gaz résiduel dans le tube à vide par exemple). Malgré la grande diversité des signaux recherchés et les topologies très différentes auxquelles ils conduisent, une seule présélection est effectuée pour tous les lots de signaux. Cette présélection commune ne dépend donc pas des masses des superparticules mises en jeu.

La présélection est basée sur les caractéristiques générales des signaux à grand nombre de jets :

- grande multiplicité de traces issues des particules chargées ;
- énergie visible importante (les neutrinos éventuellement émis lors de la désintégration indirecte possèdent en effet une énergie faible) ;
- énergie des particules chargées importante (les jets issus des quarks contiennent un grand nombre de traces chargées) ;
- pas de photon émis dans l'état initial conduisant à un retour au pic du boson Z.

La présélection, qui est identique pour les différentes années auxquelles on s'est intéressé (de 1998 à 2000), est détaillée dans les lignes qui suivent.

- $E_{visible} > 0{,}6\,\sqrt{s}$.
  L'énergie visible doit être supérieure à 60 % de l'énergie disponible dans le centre de masse.

- $E_{chargé} > 0{,}3\sqrt{s}$.

  L'énergie issue des particules chargées doit être supérieure à 30 % de l'énergie dans le centre de masse.

- $N_{chargé} > 15$.

  Le nombre de traces issues des particules chargées doit être strictement supérieur à 15.

  Ces trois premières coupures permettent de sélectionner des événements contenant un grand nombre de hadrons. La plupart des événements ne contenant que des leptons sont supprimés à ce stade de la sélection. De même, les processus où deux photons interagissent sont éliminés à ce niveau (ces événements sont en effet caractérisés par une énergie visible faible due à l'électron et au positon s'échappant dans le tube à vide).

- $\sqrt{s'} > 150$ GeV.

  Les annihilations e^+e^- à haute énergie contiennent de nombreux événements (notamment $q\bar{q}$) où un photon est rayonné dans l'état initial (*photon ISR*) de façon à ramener l'énergie de la collision proche du pic du Z, à 91 GeV. Ce processus est appelé *retour radiatif au pic du* Z. L'énergie du photon est de l'ordre de $(s - M_Z^2)/(2\sqrt{s})$ où $\sqrt{s}$ est l'énergie dans le centre de masse, et celui-ci a une probabilité importante d'avoir été émis le long du tube à vide. La quantité $\sqrt{s'}$ est définie comme l'énergie effective dans le centre de masse, c'est-à-dire l'énergie de la collision après avoir retiré les photons du retour radiatif[3] [58]. Cette quantité prend des valeurs proches de 91 GeV pour un événement ayant subi un retour radiatif au pic du Z. La coupure $\sqrt{s'} > 150$ GeV permet donc d'éliminer de tels événements.

- $\alpha_{min}E_{min} - 0{,}5\,\beta_{min}E_{max}/E_{min} > -10$.

  L'événement est forcé en quatre jets grâce à l'algorithme de Cambridge (*cf.* chapitre 5) ; α_{min} est l'angle minimum entre les jets ; β_{min} est l'angle minimal entre le jet le plus énergique et les autres jets ; E_{min} est l'énergie du jet le moins énergique ; E_{max} est l'énergie du jet le plus énergique. Cette variable [59] est utile pour éliminer les processus $e^+e^- \longrightarrow q\bar{q}\,(g)$. En effet, pour de tels événements, seulement deux jets sont issus des quarks primaires. Les autres jets proviennent des gluons rayonnés, et ces gluons ont une grande probabilité d'être émis avec une petite énergie et à petit angle vis-à-vis de la direction du quark. La quantité $\alpha_{min}E_{min}$ est faible pour des événements où un gluon peu énergique a été rayonné. Dans le cas des événements où deux gluons ont été émis par le même quark, trois jets reculent devant un jet énergique, et la valeur de $\beta_{min}E_{max}/E_{min}$ est susceptible d'être importante. La coupure totale revient donc à une coupure à deux dimensions dans le plan $(\alpha_{min}E_{min}, \beta_{min}E_{max}/E_{min})$.

- $\mathrm{Min}(M_{jet}) > 500$ MeV$/c^2$.

  L'événement est forcé en quatre jets, et la masse invariante de chaque jet est calculée. La masse invariante minimale doit alors être supérieure à 500 MeV$/c^2$. À ce stade de la sélection, les processus standard restants sont pour la plupart des processus contenant quatre jets réels. Cette coupure permet de rejeter les quelques événements dont un des jets n'a pas la caractéristique d'un véritable jet.

- $-\log_{10}(y_{32}) < 3$.

  La valeur de transition (*cf.* chapitre 5) qui fait passer l'événement de 3 à 2 jets doit être inférieure à 3.

[3] Que le photon soit détecté dans le calorimètre électromagnétique ou que celui-ci s'échappe dans le tube à vide sans avoir été détecté.

- $-\log_{10}(y_{43}) < 3{,}5$.
  La valeur de transition qui fait passer l'événement de 4 à 3 jets doit être inférieure à 3,5. Ces deux dernières coupures éliminent les événements possédant un nombre de jets trop faible (principalement les événements à deux ou trois jets, c'est-à-dire les événements $q\bar{q}$).

À la suite de cette présélection, la plupart des processus montrés sur la figure 6.7 sont éliminés et seuls subsistent les types d'événements suivants :

- $e^+e^- \longrightarrow q\bar{q}\,(g)$
- $e^+e^- \longrightarrow W^+W^-$
- $e^+e^- \longrightarrow ZZ$

Les deux derniers processus sont réunis sous la mention "processus à quatre fermions". La figure 6.8 rappelle la section efficace de ces différents processus pour les énergies auxquelles on s'intéresse (il s'agit des sections efficaces avant présélection).

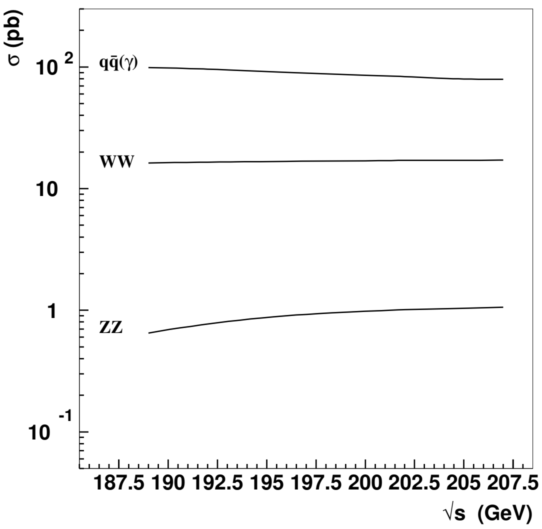


FIG. 6.8 – Sections efficaces des principaux bruits de fond de l'analyse à grand nombre de jets (de 189 GeV à 207 GeV).

Les événements $q\bar{q}$ ne possèdent que deux jets issus des quarks dans l'état final. Cependant, dans le cas où des gluons énergiques sont rayonnés, plusieurs jets supplémentaires peuvent être comptabilisés. Ce processus constitue un bruit de fond important pour la recherche d'événements à 6 jets, en particulier quand la topologie du signal possède une forme oblongue. La figure 6.9 présente deux exemples de diagramme.

Les événements à quatre fermions constituent le bruit de fond le plus important commun à toutes les analyses. Dans la majorité des cas, l'état final après présélection est composé de quatre quarks[4]. Ces quarks peuvent rayonner des gluons à grande quantité de mouvement transversale, ce qui augmente d'autant le nombre de jets reconstruits. La figure 6.10 montre les diagrammes de production de ces processus. À titre d'illustration, la figure 6.11 présente un événement des données réelles enregistré par DELPHI : cet événement est estimé provenir d'un

[4]Il reste cependant une petite fraction des événements où l'un des deux bosons se désintègre en leptons.

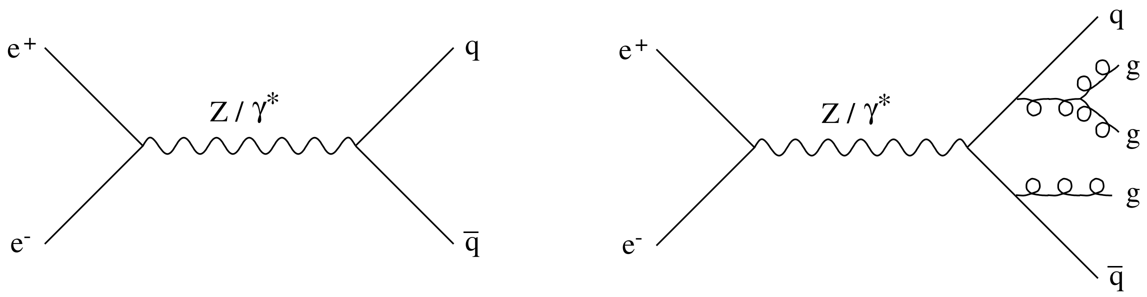


FIG. 6.9 – Exemples de diagramme pour le processus $e^+e^- \longrightarrow q\bar{q}$. Le deuxième diagramme illustre un type de rayonnement de gluons possible.

processus à quatre fermions avec des gluons rayonnés à grand angle. Il est donc important de noter que, malgré leur rareté, des processus à grand nombre de jets sont possibles au sein du modèle standard.

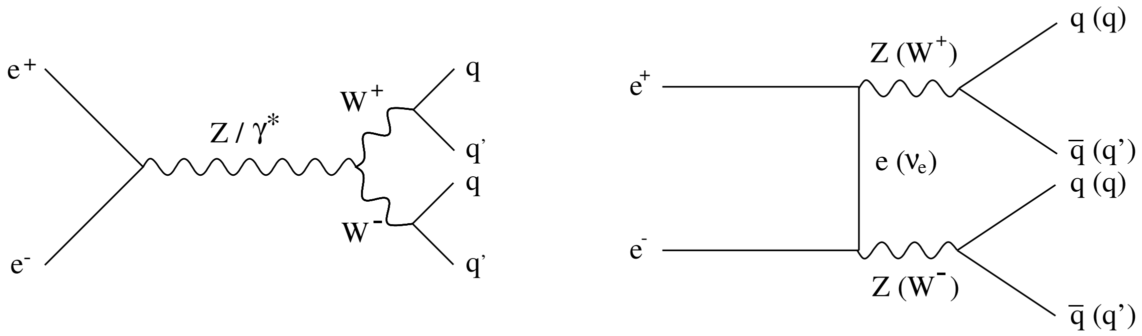


FIG. 6.10 – Diagrammes des processus à quatre fermions avec un état final à quatre quarks.

Le tableau 6.3 résume les résultats de la présélection pour les données réelles et pour les processus standard suivant les années[5]. Un accord raisonnable est observé au niveau de la présélection pour les trois années.

	Données	Processus standard	4 fermions	$q\bar{q}$
1998	3082	3111,4 $\pm$ 10,9	1401,5 $\pm$ 6,1	1709,9 $\pm$ 9,0
1999	4180	4096,1 $\pm$ 6,7	2094,3 $\pm$ 3,6	2001,8 $\pm$ 5,6
2000	3844	3869,4 $\pm$ 3,8	2108,0 $\pm$ 2,6	1761,4 $\pm$ 2,8

TAB. 6.3 – Nombre d'événements présélectionnés dans les données réelles et pour les différents processus standard (la dénomination "quatre fermions" regroupe les processus W^+W^- et ZZ). Les résultats sont présentés pour les années 1998 à 2000. Les erreurs citées sont uniquement d'origine statistique.

[5]Comme il a été précisé dans le chapitre 2, l'énergie dans le centre de masse en 1998 est de 189 GeV. Pour l'année 1999, elle est de 192, 196, 200 et 202 GeV. Enfin, pour l'année 2000, cette énergie varie entre 200 et 209 GeV. Ainsi, pour les années 1999 et 2000, de nombreux lots de simulation des processus standard ont été utilisés pour correspondre au mieux à l'énergie des données. Dans la suite, les distributions seront uniquement présentées pour l'année 2000, à une énergie de 203 à 209 GeV.

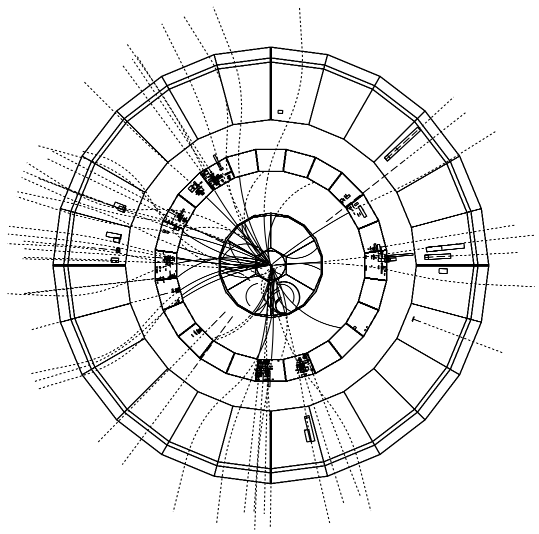


FIG. 6.11 – Exemple d'un événement enregistré dans DELPHI à 196 GeV en 1999. Les traces sont extrapolées des détecteurs à traces jusqu'aux calorimètres. Cet événement est très probablement un processus W^+W^- ou ZZ avec un rayonnement de trois gluons.

La figure 6.12 montre une comparaison pour quelques variables entre les données (de 203 à 209 GeV) et la simulation après cette étape de présélection.

En ce qui concerne les signaux à grand nombre de jets avec désintégration directe (6 jets), l'efficacité après cette présélection varie de 73 % pour une masse de la superparticule produite de 20 GeV/c^2 à 99 % pour une masse proche de la limite cinématique (l'efficacité est toujours plus grande que 80 % dès que la masse de la superparticule est supérieure ou égale à 30 GeV/c^2). L'efficacité chute à petite masse car les trois jets de la désintégration de la superparticule sont confondus, ce qui a pour effet de faire ressembler l'événement à une topologie à deux jets. Les deux dernières coupures de la présélection (sur les valeurs de transition) vont donc éliminer une fraction de ce genre de signal. Pour confirmer le bien-fondé de la mise en place du rayonnement de gluons, la figure 6.13 présente le nombre de traces chargées pour un signal avec une masse de la superparticule de 80 GeV/c^2 avec et sans simulation des gluons. En comparant avec la figure 6.12, on constate que la multiplicité du signal sans rayonnement de gluons est équivalente à celle des événements $q\bar{q}$. Au contraire, quand le rayonnement de gluons est incorporé, cette multiplicité devient en moyenne plus importante que celle des événements à quatre fermions, ce qui correspond à ce que l'on attendrait d'un tel signal.

En ce qui concerne les signaux avec une désintégration indirecte, l'efficacité de présélection augmente avec la masse de la superparticule produite (pour les mêmes raisons que les désintégrations directes). Cette efficacité, pour une masse donnée de la superparticule, est meilleure quand ΔM diminue. Cette constatation s'explique par le fait que pour une grande valeur de ΔM, l'énergie disponible va être plus importante pour les éventuels neutrinos issus de la désintégration des bosons W. Ainsi, une énergie manquante non négligeable est attendue et les deux premières coupures de la présélection sur les énergies vont donc avoir tendance à éliminer quelques uns de ces événements. Par exemple, pour un signal simulé avec une masse de la superparticule produite de 50 GeV/c^2, l'efficacité varie de 60 % pour une valeur ΔM = 40 GeV/c^2 (ce qui constitue la plus petite efficacité observée) à 85 % pour ΔM = 5 GeV/c^2 (ces chiffres sont donnés pour l'analyse effectuée de 203 à 209 GeV). De même, pour une masse proche de la limite cinématique,

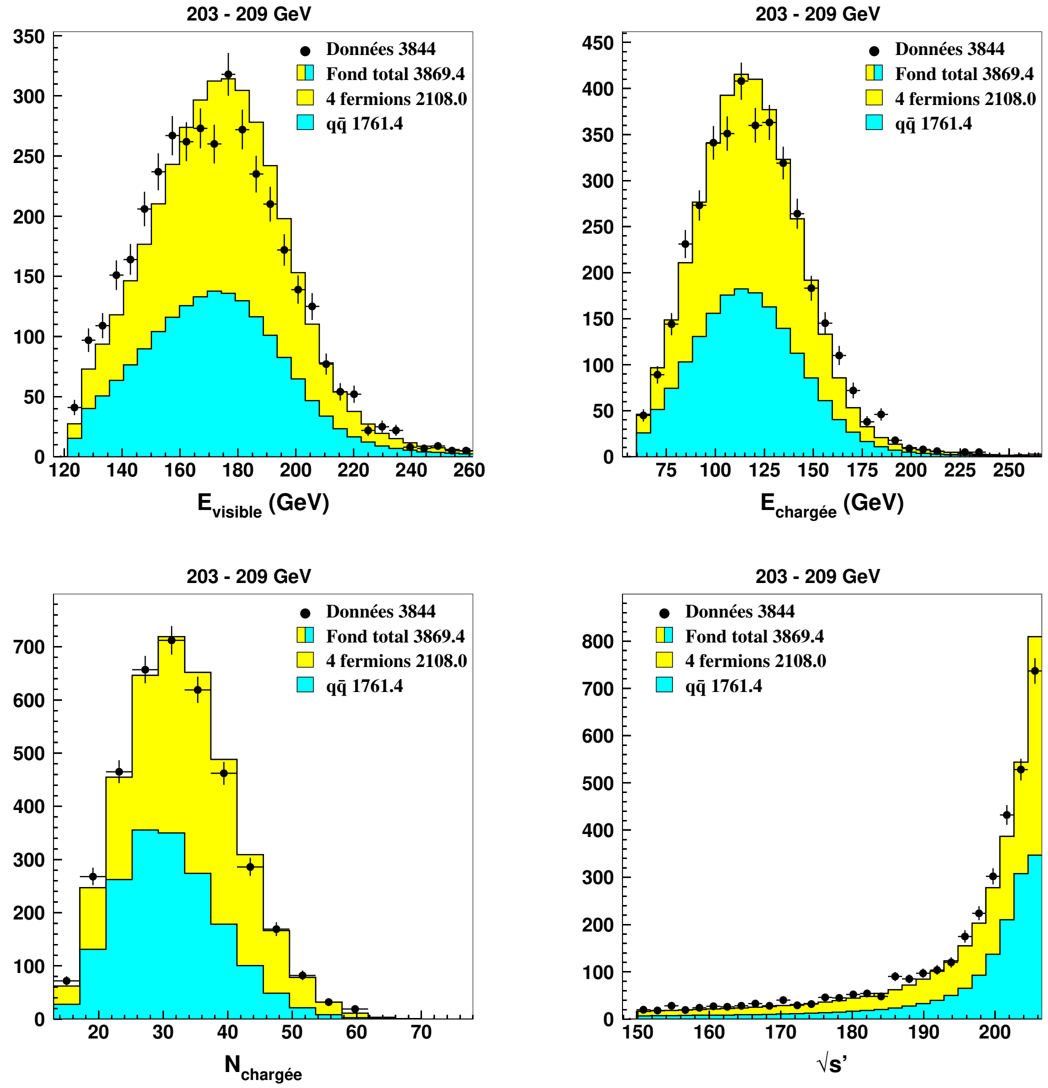


FIG. 6.12 – Distributions de l'énergie visible, de l'énergie des particules chargées, du nombre de traces chargées et de l'énergie effective dans le centre de masse. La légende détaille la signification des différents histogrammes.

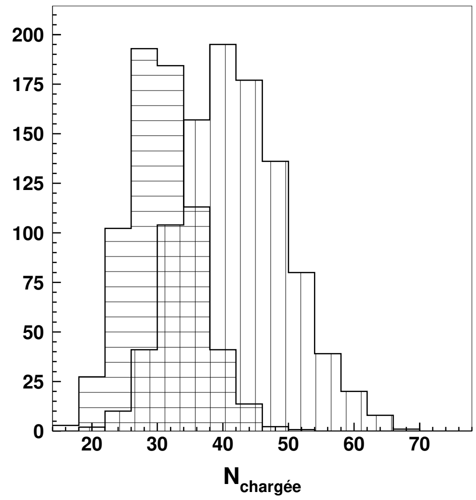


FIG. 6.13 – Distribution du nombre de traces chargées pour le signal sans rayonnement de gluons (histogramme rayé horizontalement) et pour le signal prenant en compte ce rayonnement (histogramme rayé verticalement). La masse du neutralino simulée est de 80 GeV/c^2.

l'efficacité est de 86 % pour $\Delta M = 73$ GeV/c^2 et de 98 % pour $\Delta M = 3$ GeV/c^2.

6.4 Analyse des désintégrations directes

La présente analyse va tenter de déterminer si des signes d'événements à 6 jets issus de la supersymétrie sont observables dans les données de DELPHI en 1999 et 2000. Une méthode utilisant des réseaux de neurones (méthode décrite dans le chapitre 3) est utilisée.

6.4.1 Fenêtres de masses

Pour chaque année, de nombreux signaux différents ont été simulés avec diverses masses pour la superparticule produite (*cf.* tableau 6.1). Les signaux proches en masse possèdent des caractéristiques similaires. Ainsi, plutôt que d'effectuer un grand nombre d'analyses indépendantes, les signaux dont la masse simulée est voisine vont être regroupés par *fenêtre de masses*.

Suivant la masse de la superparticule $M_{\tilde{\chi}}$, trois fenêtres de masses sont définies pour l'analyse avec désintégration directe :

- $M_{\tilde{\chi}} \leq 45$ GeV/c^2 ;
- 45 GeV/$c^2 < M_{\tilde{\chi}} \leq 75$ GeV/c^2 ;
- $M_{\tilde{\chi}} > 75$ GeV/c^2.

Ce choix reflète la différence des topologies observées sur la figure 6.3 du début de chapitre, et nous sera particulièrement utile lors de la reconstruction de masse de la superparticule. Notons que cette définition des fenêtres de masses est identique pour les trois années de prise de données.

6.4.2 Choix des variables discriminantes

Pour poursuivre l'analyse, il est nécessaire de déterminer les variables discriminantes, c'est-à-dire les variables qui permettent de distinguer un événement de signal d'un événement issu d'un processus standard.

Reconstruction de masse

Une reconstruction de masse de la superparticule produite est possible sachant qu'il n'y a pas d'énergie manquante dans l'état final (pas de neutrinos s'échappant du détecteur). Cette reconstruction de masse dépend évidemment de la topologie de l'événement, et donc de la masse de la superparticule. Comme il a été vu, trois cas peuvent être distingués suivant la masse (figure 6.3) : petites masses, masses intermédiaires et masses élevées. Pour les faibles masses, l'événement possède une forme oblongue, tandis que pour les grandes masses, l'événement est distribué de façon isotrope dans l'espace. Par conséquent, les trois fenêtres de masses définies plus haut sont utilisées, et chacune va correspondre à une reconstruction de masse différente.

Intéressons-nous tout d'abord à la première fenêtre de masses (petites masses). L'utilisation de la simulation avec rayonnement de gluons nécessite des précautions importantes. Décrivons comment pourrait être envisagée une reconstruction de masse. Dans cette fenêtre, l'événement à 6 jets ressemble fortement à un événement à deux jets. En effet, les trois jets issus de la désintégration de la superparticule subissent une forte poussée de Lorentz dans le référentiel du laboratoire et sont par conséquent contenus dans un cône de petite ouverture angulaire. D'autre part, les deux groupes des trois jets sont émis dos-à-dos, et sont donc clairement séparés dans l'espace. La méthode choisie pour la reconstruction de masse profite de ces propriétés : l'événement est forcé en deux "pseudo-jets". À coup sûr, l'algorithme associe chacun des groupes de trois jets à un "pseudo-jet". Il suffit alors, après avoir appliqué un ajustement cinématique à quatre contraintes, de calculer la moyenne de leur masse invariante pour obtenir une estimation de la masse reconstruite de la superparticule produite. Cette méthode, appliquée à la simulation sans rayonnement de gluons, donne des résultats trop optimistes. Si celle-ci est appliquée à la simulation utilisée dans cette thèse (c'est-à-dire avec rayonnement de gluons), la masse obtenue est décalée vers des grandes valeurs en raison de la présence des traces peu énergiques entre les deux superparticules. Ce décalage est d'autant plus important que les masses sont faibles (ce qui correspond à une plus nette séparation spatiale entre les deux groupes de jets). Par exemple, pour une masse de 20 GeV/c^2, la valeur moyenne de la masse reconstruite est de 21,1 GeV/c^2 (avec une résolution de 2,9 GeV/c^2) sans simulation des gluons et vaut 29,5 GeV/c^2 (avec une résolution de 7,5 GeV/c^2) quand les gluons sont pris en compte. La première estimation est trop optimiste tandis que la seconde n'est pas correcte. Pour une masse simulée de 40 GeV/c^2, la valeur moyenne vaut 39,7 GeV/c^2 dans le premier cas (avec une résolution de 4,1 GeV/c^2) et 43,8 GeV/c^2 dans le deuxième cas (avec une résolution de 6,2 GeV/c^2). Les distributions en masse étant biaisées pour les très petites masses, nous n'utiliserons pas cette reconstruction dans l'analyse.

Une variable découlant de la reconstruction de masse peut néanmoins être employée : il s'agit de la différence d'énergie entre les deux "pseudo-jets". Pour le signal, les deux "pseudo-jets" sont issus de deux particules de même masse, produites avec la même énergie, et donc cette différence d'énergie est proche de zéro (ce qui en général n'est pas le cas pour les processus du modèle standard). La distribution de cette variable est illustrée sur la figure 6.14.

Dans la deuxième et troisième fenêtre de masses, le problème est plus difficile à résoudre

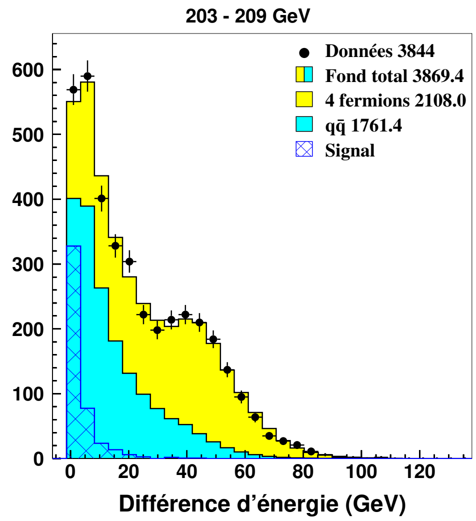


FIG. 6.14 – Différence d'énergie entre les deux “pseudo-jets” reconstruits (pour une masse du neutralino de 40 GeV/c^2). La légende sur la figure détaille la signification des couleurs. L'histogramme hachuré correspond au signal étudié avec une normalisation arbitraire.

puisque les jets sont distribués de façon isotrope dans l'espace. Cette isotropie permet d'affirmer que l'estimation de la masse n'est pas biaisée quand le rayonnement de gluons est pris en compte. La résolution obtenue sera proche de celle que l'on attendrait d'un véritable signal physique. La méthode employée est similaire pour les deux fenêtres. Cette méthode est basée sur les angles internes aux trijets : les angles minimaux et maximaux (calculé entre deux jets) au sein du trijet devront appartenir à certains intervalles d'angles.

Ces intervalles d'angles peuvent être déterminés sur les signaux simulés. En effet, pour ces simulations, il est possible de connaître quels sont les quarks issus de la superparticule, et ainsi de calculer les angles minimaux et maximaux dans le système des trois quarks. Ces angles sont donc déterminés au niveau de la génération des événements. La figure 6.15 montre l'exemple de la deuxième fenêtre de masses : les angles minimaux et maximaux simulés sont présentés pour les signaux appartenant à cette fenêtre.

Les mêmes figures ont été produites pour la troisième fenêtre de masses. Ces résultats ont conduit aux choix suivants des angles (en tenant compte également des études effectuées pour les autres énergies) :

- $\theta_{min} \in [20°, 80°]$, $\theta_{max} \in [50°, 165°]$ pour la deuxième fenêtre de masses (masses intermédiaires) ;
- $\theta_{min} \in [40°, 110°]$, $\theta_{max} \in [100°, 175°]$ pour la troisième fenêtre de masses (masses élevées).

Ces intervalles sont ensuite utilisés de la façon suivante. Les événements sont forcés en 6 jets grâce à l'algorithme de Cambridge et un ajustement cinématique à quatre contraintes est effectué sur ces jets. Ensuite, toutes les possibilités pour choisir un groupe de trois jets parmi six sont essayées. Sur chaque possibilité, l'énergie de ces trijets est calculée, ainsi que l'angle minimal et maximal entre les jets appartenant à un même trijet. Pour un véritable événement à 6 jets, on s'attend d'une part à ce que la différence d'énergie entre les deux trijets soit proche de zéro, et d'autre part que les angles minimaux et maximaux entre les jets soient compris dans les intervalles d'angles décrits plus haut. Ainsi, la combinaison choisie parmi toutes les possibilités sera celle

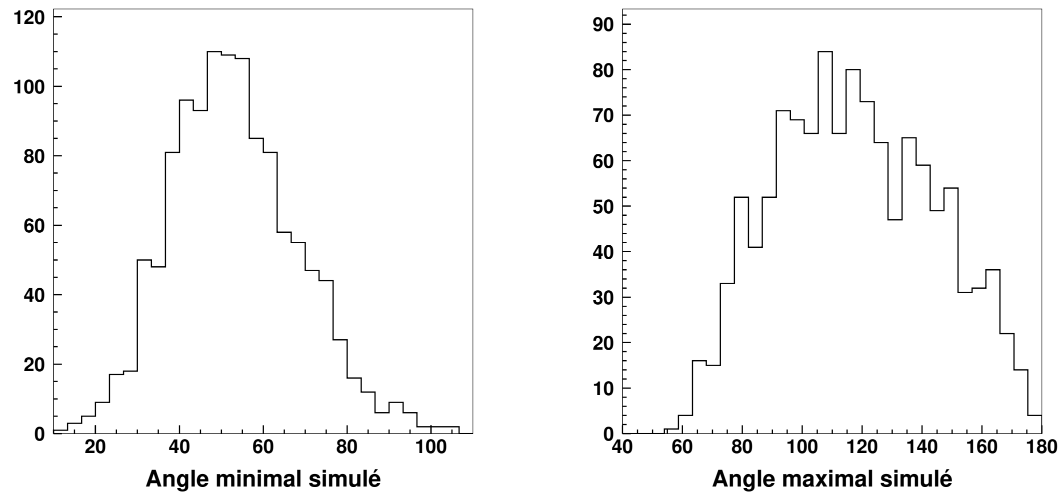


FIG. 6.15 – Angles minimaux et maximaux entre les quarks provenant de la même superparticule. Ces angles sont déterminés d'après la simulation de signaux appartenant à la deuxième fenêtre de masses (pour une énergie dans le centre de masse de 206 GeV).

dont la différence d'énergie est la plus faible et dont les angles respectent les critères énoncés. Un ajustement cinématique à cinq contraintes est finalement effectué sur cette combinaison (la cinquième contrainte impose que les masses invariantes des trijets soient égales). La différence d'énergie et la masse du trijet sont à nouveau calculées à la suite de cet ajustement contraint. Deux exemples de reconstruction de masse sont montrés sur la figure 6.16 pour les deux fenêtres. Plus on s'approche de la limite cinématique, plus la résolution sur la masse reconstruite se détériore. En effet, la figure 6.3 (page 154) montre que les jets issus d'une même superparticule ne sont plus nécessairement contigus, ce qui entraîne une ambiguïté dans leur association.

Il est par ailleurs intéressant de constater que la masse du boson W est bien reconstruite dans la deuxième fenêtre de masses.

Variables d'algorithme de jets

Les variables d'algorithme de jets (voir chapitre 5) sont très utiles afin de discriminer le signal et les processus du modèle standard. Les variables caractérisant un petit nombre de jets ($-\log_{10}(y_{32})$ et $-\log_{10}(y_{43})$) permettent d'éliminer les événements qui contiennent peu de jets. Cette dernière variable est montrée sur la figure 6.17 (à gauche). Afin de comparer les différences dans la discrimination, deux lots d'événements de signaux sont représentés sur la figure.

Pour un signal à 6 jets de grande masse, les variables les plus discriminantes sont $-\log_{10}(y_{54})$ et $-\log_{10}(y_{65})$ (cette dernière variable, caractéristique des événements à grand nombre de jets, est corrigée suivant la méthode décrite au chapitre 5). La figure 6.17 (à droite) illustre le pouvoir discriminant de ces variables. On note que celles-ci perdent leur pouvoir discriminant pour des faibles masses des neutralinos (étant donné que les jets se confondent du fait de la poussée de Lorentz).

Même s'il ne s'agit que d'événements possédant 6 jets dans l'état final, les variables de $-\log_{10}(y_{76})$ à $-\log_{10}(y_{10\ 9})$ sont utilisées dans l'analyse pour la deuxième et la troisième fenêtre de masses (ces variables sont également corrigées). En effet, celles-ci témoignent d'un événement

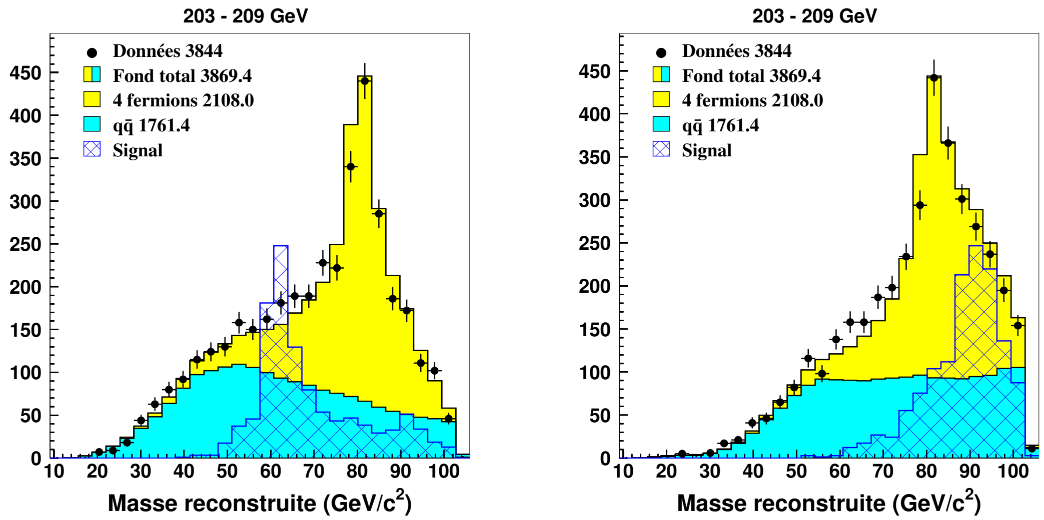


FIG. 6.16 – Reconstruction de masse dans la deuxième et troisième fenêtre de masses pour les données, la simulation totale et deux exemples d'événements à 6 jets (à gauche : pour une masse de 60 GeV/c^2 ; à droite : pour une masse de 90 GeV/c^2).

à grand nombre de jets et permettent d'améliorer le pouvoir discriminant de l'analyse.

Enfin, on peut comparer les valeurs de transition pour le signal avec et sans rayonnement de gluons. Dans les deux cas, celles-ci sont pratiquement identiques de $-\log_{10}(y_{32})$ à $-\log_{10}(y_{65})$. la figure 6.18 compare les distributions de $-\log_{10}(y_{87})$ pour le signal avec et sans émission de gluons. On constate que cette variable est décalée vers les petites valeurs quand l'émission de gluons est correctement prise en compte. Le rayonnement de gluons permet donc de retrouver les caractéristiques attendues à grand nombre de jets. Sans cette simulation de gluons, l'utilisation des variables caractérisant un grand nombre de jets serait impossible et conduirait à des résultats non physiques.

Autres variables discriminantes

En plus des variables déjà décrites, quatre variables supplémentaires sont utilisées. Celles-ci caractérisent la topologie, et permettent de déterminer la sphéricité de l'événement ou sa ressemblance avec un processus standard.

Tout d'abord, la variable appelée *poussée* ou *thrust* [60] aide à estimer la forme de l'événement. Cette variable est définie comme suit :

$$T = \max_{|\vec{n}|=1} \frac{\sum_i |\vec{n}.\vec{p}_i|}{\sum_i |\vec{p}_i|},$$

où $\vec{n}$ est un vecteur unitaire et $\vec{p}_i$ la quantité de mouvement de la particule i. Cette valeur est proche de 1 pour un événement composé de deux jets (par exemple pour les processus $q\bar{q}$) et proche de 1/2 pour un événement dont les jets sont distribués de manière isotrope dans l'espace (par exemple pour les processus à quatre fermions). La figure 6.19 illustre la distribution de cette variable.

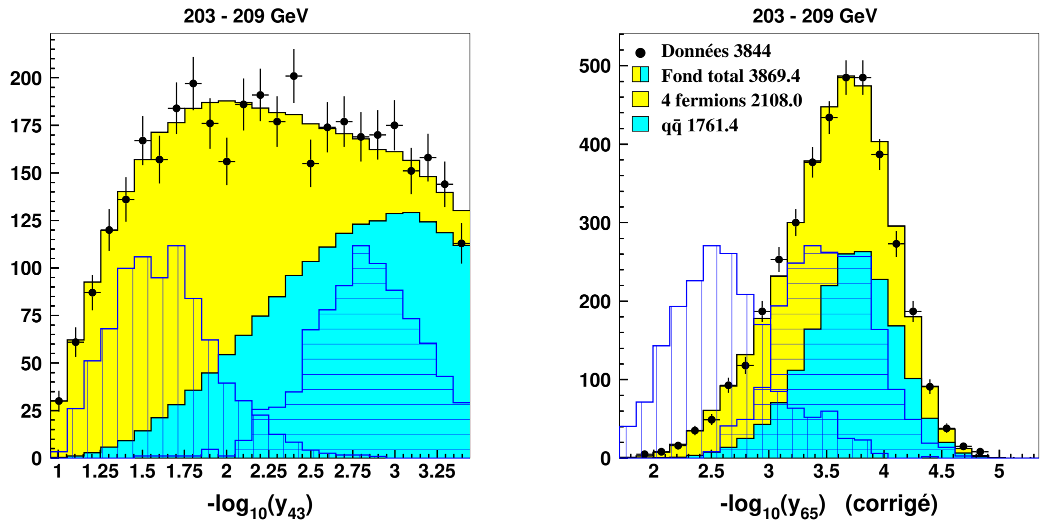


FIG. 6.17 – À gauche : distribution de la valeur de transition qui fait passer de 4 à 3 jets. À droite : distribution de la valeur de transition qui fait passer de 6 à 5 jets. L'histogramme hachuré horizontalement correspond à des neutralinos simulés d'une masse de 20 GeV/c^2, tandis que l'histogramme hachuré verticalement correspond à une masse de 100 GeV/c^2 (avec des normalisations arbitraires).

Pour discriminer contre le processus $q\bar{q}$, deux variables similaires sont introduites. Ces variables sont basées sur le fait que les processus $q\bar{q}$ ont une grande probabilité de rayonner un ou plusieurs gluons peu énergiques. Ces gluons forment alors un jet dont l'angle est proche du jet du quark. Connaissant ces propriétés, la première variable est calculée comme suit : l'événement est forcé en quatre jets (on suppose donc que deux gluons ont été émis), et le produit de l'énergie minimale des jets, E_{min}, et de l'angle minimal entre deux jets, α_{min}, est calculé. Cette variable ($\alpha_{min} \times E_{min}$) prends des petites valeurs dans le cas d'événements $q\bar{q}$ dans lesquels un gluon peu énergique a été rayonné.

De même, la deuxième variable est calculée de manière similaire : l'événement est cette fois-ci forcé en cinq jets. En effet, les événements $q\bar{q}$ constituent un bruit de fond important quand le nombre de gluons rayonnés est grand. Ici, on se place dans le cas où trois gluons ont été émis, et dont un au moins est peu énergique. Ainsi, le calcul de $\alpha_{min} \times E_{min}$ pour ce genre d'événements conduit à des petites valeurs de cette variable.

Ces deux variables vont être particulièrement utiles pour des signaux à 6 jets dans la troisième fenêtre de masses (figure 6.19).

Enfin, une dernière variable est calculée : son rôle est de procurer une discrimination contre le processus W^+W^-. En premier lieu, l'événement est forcé en quatre jets (puisque le processus W^+W^- possède quatre jets dans l'état final). Toutes les combinaisons possibles pour choisir deux jets parmi quatre sont étudiées, et pour chaque combinaison, les masses invariantes de deux bijets, M_1 et M_2, sont calculées. Sur toutes les combinaisons possibles, on choisit celle qui

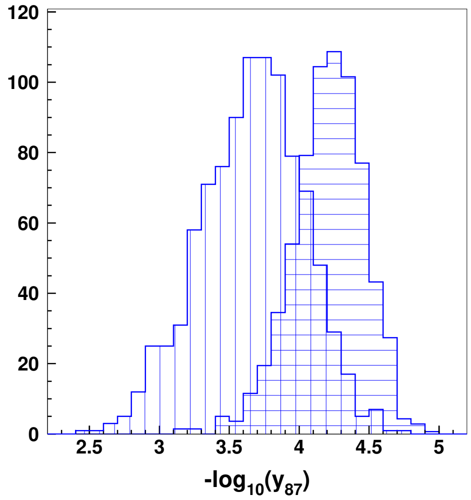


FIG. 6.18 – Distribution de la valeur de transition qui fait passer de 8 à 7 jets pour le signal sans rayonnement de gluons (histogramme rayé horizontalement) et pour le signal prenant en compte ce rayonnement (histogramme rayé verticalement). La masse du neutralino simulée est de 80 GeV/c^2.

possède la plus petite valeur de la variable $dist_{WW}$, définie comme [61] :

$$dist_{WW} = \min\left(\sqrt{\frac{(M_1 - M_2)^2}{\sigma_-^2} + \frac{(M_1 + M_2 - 2M_W)^2}{\sigma_+^2}}\right). \tag{6.1}$$

La quantité M_W correspond à la masse du boson W : $M_W = 80{,}4$ GeV/c^2. Les quantités σ_+ et σ_- correspondent respectivement à la résolution sur la somme et sur la différence des masses reconstruites des bijets. Pour de véritables événements W^+W^-, la mesure des deux masses M_1 et M_2 est anti-corrélée. En effet, si une ou plusieurs traces sont associées au mauvais bijet, la masse invariante de ce bijet va augmenter par rapport à la masse vraie, tandis que la masse invariante du bijet opposé va diminuer. Ainsi, du fait de cette anti-corrélation, les erreurs effectuées sur les deux masses vont se compenser lors de la somme des masses, alors que ces erreurs vont s'ajouter lors de la différence. Par conséquent, la résolution sur la somme des masses est meilleure que sur leur différence.

Dans le cadre de cette thèse, ces résolutions ont été mesurées en utilisant des événements W^+W^-. Les valeurs trouvées sont :

$$\sigma_- = 9{,}5 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{et} \quad \sigma_+ = 4{,}8 \text{ GeV}/c^2.$$

La variable $dist_{WW}$ prend des petites valeurs pour les événements W^+W^-. Pour le signal, les valeurs de cette variable dépendent de la masse de la superparticule produite. Pour des petites masses, la discrimination est très bonne. Au contraire, pour des masses proches de la masse du boson W, cette variable perd son pouvoir de discrimination. La figure 6.19 représente les valeurs de cette variable pour les données, pour les processus standard et pour deux exemples de signaux.

Résumé des variables discriminantes

Les variables utilisées pour l'analyse avec désintégration directe sont :

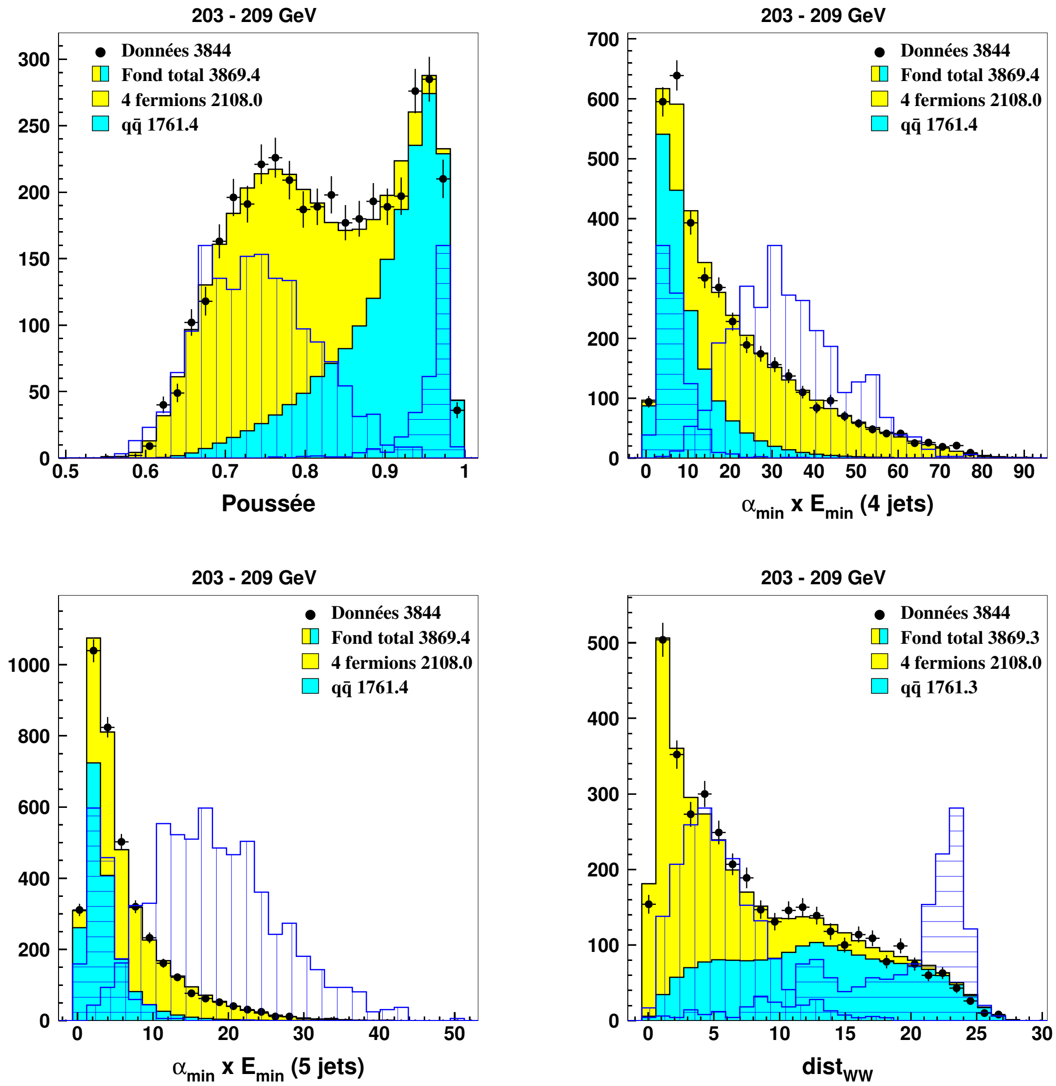


FIG. 6.19 – Distributions de la poussée, des quantités $\alpha_{min} \times E_{min}$ pour 4 et 5 jets et de la quantité $dist_{WW}$. L'histogramme hachuré horizontalement correspond à des neutralinos simulés d'une masse de 20 GeV/c^2, tandis que l'histogramme hachuré verticalement correspond à une masse de 100 GeV/c^2 (avec des normalisations arbitraires)

- la poussée (ou *thrust*) ;
- $\alpha_{min} \times E_{min}$ pour quatre jets ;
- $\alpha_{min} \times E_{min}$ pour cinq jets ;
- $dist_{WW}$;
- la masse reconstruite (uniquement pour la deuxième et troisième fenêtre de masses) ;
- la différence d'énergie entre les deux trijets ;
- $-\log_{10}(y_{32})$;
- $-\log_{10}(y_{43})$;
- $-\log_{10}(y_{54})$;
- $-\log_{10}(y_{65})$ (valeur corrigée) ;

Variables utilisées uniquement pour la deuxième et troisième fenêtre de masses :

- $-\log_{10}(y_{76})$ (valeur corrigée) ;
- $-\log_{10}(y_{87})$ (valeur corrigée) ;
- $-\log_{10}(y_{98})$ (valeur corrigée) ;
- $-\log_{10}(y_{10\ 9})$ (valeur corrigée).

6.4.3 Réseaux de neurones

Sorties des réseaux de neurones

Les variables discriminantes sont placées en entrée du réseau de neurones (voir le chapitre 3). Le réseau est construit avec autant de neurones dans la couche d'entrée que dans l'unique couche cachée et possède un neurone dans la couche de sortie. Trois entraînements différents sont mis en œuvre en fonction de la fenêtre de masses étudiée. Les événements appartenant à une même fenêtre de masses sont cumulés entre eux[6]. Pour contrôler le sur-entraînement, seule une partie des lots de signaux et de bruits de fond est utilisée. Les différents réseaux ont été entraînés sur 500 époques, ce qui permet d'éviter un tel sur-entraînement.

Après cet apprentissage, les données, les différentes simulations et les lots de signaux sont présentés aux réseaux de neurones. La figure 6.20 montre un exemple de la réponse du réseau (pour la troisième fenêtre de masses). Une coupure pas à pas est effectuée sur cette sortie. Les figures 6.21 et 6.22 présentent les résultats pour l'année 2000 et 1999[7]. Notons que l'efficacité pour le signal correspond à l'efficacité pour le lot d'événements de signaux cumulés sur toute la fenêtre de masses. Il s'agit de l'efficacité calculée à l'aide de l'échantillon de test seulement.

Ces figures montrent que l'accord entre les données et la simulation des processus standard est correct.

Choix du point de fonctionnement

Aucun excès significatif n'étant observé dans les données par rapport aux prédictions du modèle standard, nous allons rechercher les différentes coupures avec lesquelles nous allons travailler (points de fonctionnement). La méthode a été décrite dans le chapitre 3 : elle consiste à trouver

[6]Pour éviter des performances faibles pour les signaux dont les masses sont aux bords des fenêtres, on ajoute les signaux appartenant à l'extrémité des fenêtres voisines (seulement lors de la phase d'entraînement).

[7]Les données de l'année 1998 ne seront pas mises à profit par les différentes analyses sachant qu'elles ont été utilisées pour déterminer la correction sur les valeurs de transition.

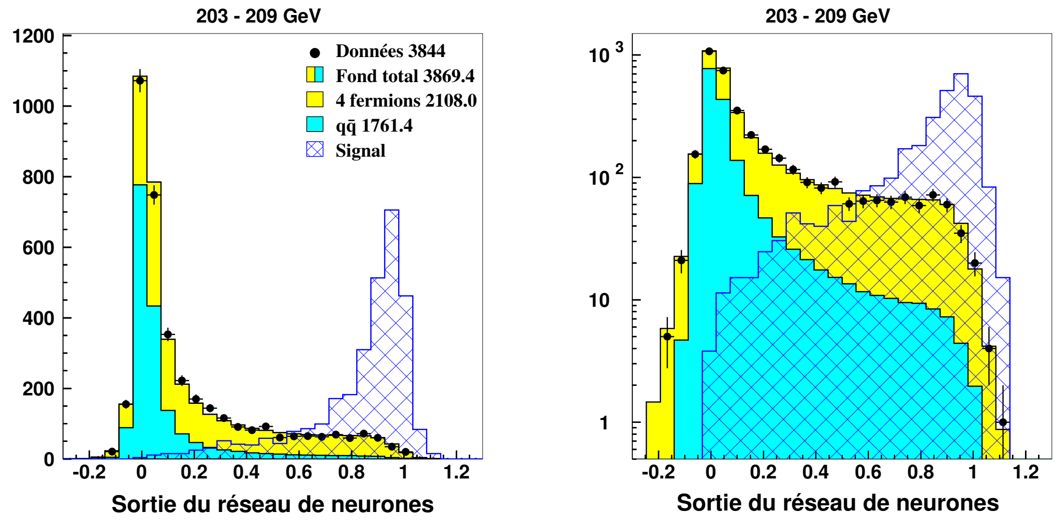


FIG. 6.20 – Réponse du réseau de neurones pour les données (points), les différents bruits de fond (histogrammes pleins) et les signaux appartenant à la troisième fenêtre de masses. À gauche : échelle linéaire. À droite : échelle logarithmique sur l'axe vertical. La normalisation du signal est arbitraire.

la coupure qui permet la meilleure exclusion possible. La section efficace attendue exclue à 95 % de niveau de confiance est calculée pour chaque coupure. Cette section efficace est déterminée en utilisant l'efficacité du signal cumulé sur toute la fenêtre de masses. La figure 6.23 illustre à l'aide de deux exemples l'évolution de cette section efficace en fonction de la sortie du réseau de neurones. Le point de fonctionnement est choisi au minimum de ces courbes.

6.4.4 Résultats

Le choix des points de fonctionnement pour les trois fenêtres de masses et pour les deux années étudiées conduit aux résultats présentés dans les tableaux 6.4 et 6.5. L'accord entre les données et les prédictions du modèle standard est correct, ce qui confirme qu'aucun signal n'a été détecté en 1999 et en 2000 au sein de DELPHI. Le grand nombre d'événements sélectionnés traduit la difficulté de discrimination contre les processus issus du modèle standard.

On constate que le bruit de fond de l'analyse dans la première fenêtre de masses est principalement constitué de processus $q\bar{q}$. En effet, pour des faibles masses de la superparticule, nous avons vu que la topologie était très proche d'un événement à deux jets. Au contraire, pour la troisième fenêtre de masses, le bruit de fond principal est composé de processus à quatre fermions.

L'efficacité pour chaque masse du neutralino est présentée dans le tableau 6.6 (uniquement pour l'année 2000). Il s'agit des efficacités calculées avec l'échantillon total (c'est-à-dire en regroupant les échantillons d'entraînement et de test), ce qui a pour avantage de diminuer les erreurs statistiques. Il a été vérifié que les efficacités après coupures pour ces deux types de lots étaient compatibles aux fluctuations statistiques près.

L'efficacité est très faible pour une masse du neutralino de 10 GeV/c^2. En effet, cette masse n'a pas été prise en compte dans l'entraînement du réseau de neurones de façon à ne pas dégrader les performances de l'analyse pour des masses de 30 à 40 GeV/c^2 (qui sont les masses intéressantes à étudier puisqu'une masse de 10 GeV/c^2 a déjà été exclue). Les efficacités aux points de

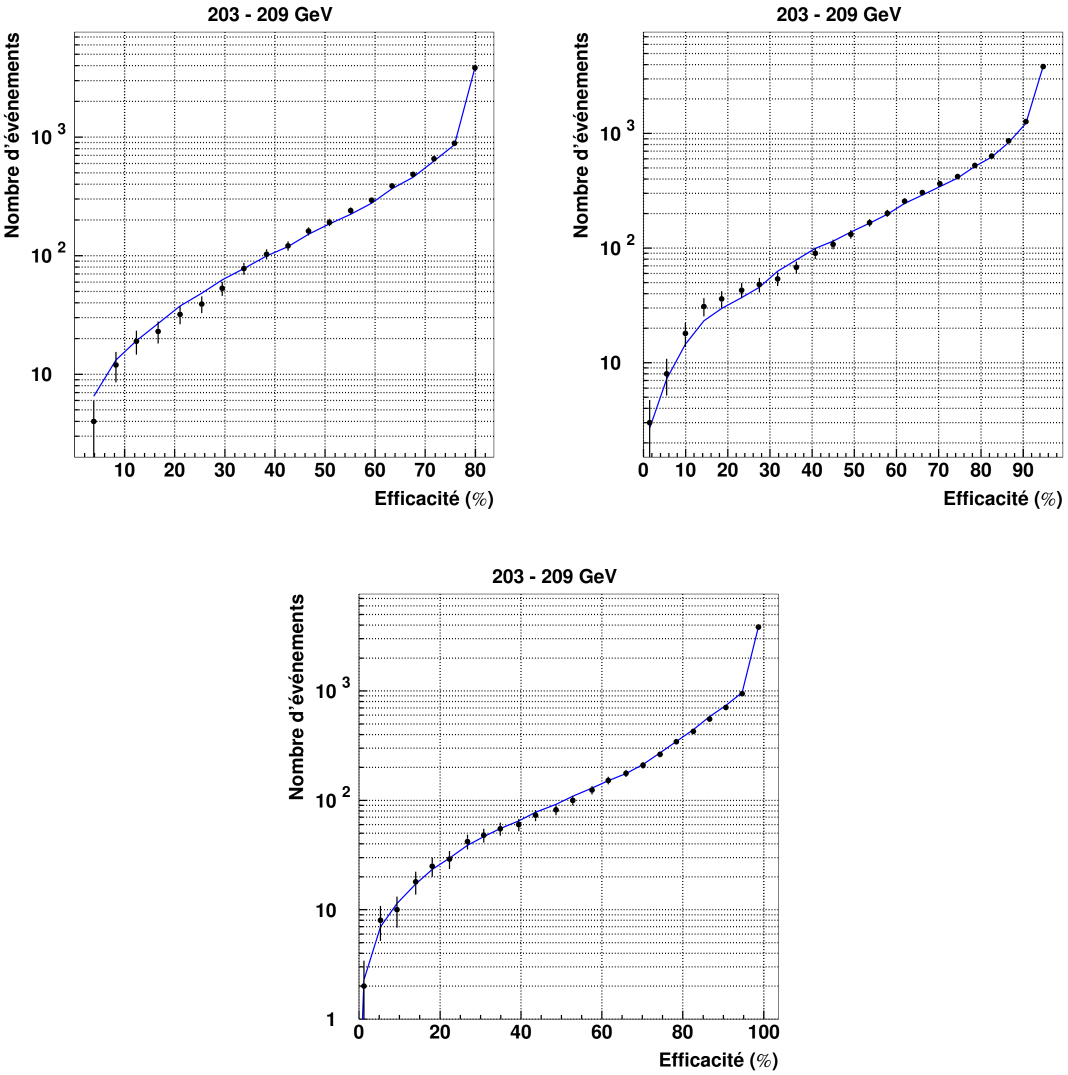


FIG. 6.21 – Nombre d'événements sélectionnés pour les données collectées en 2000 (points) et pour le bruit de fond total (ligne continue) en fonction de l'efficacité pour le signal avec désintégration directe (simulations groupées par fenêtre de masses). En haut à gauche : faibles masses de la superparticule produite. En haut à droite : masses intermédiaires. En bas : grandes masses.

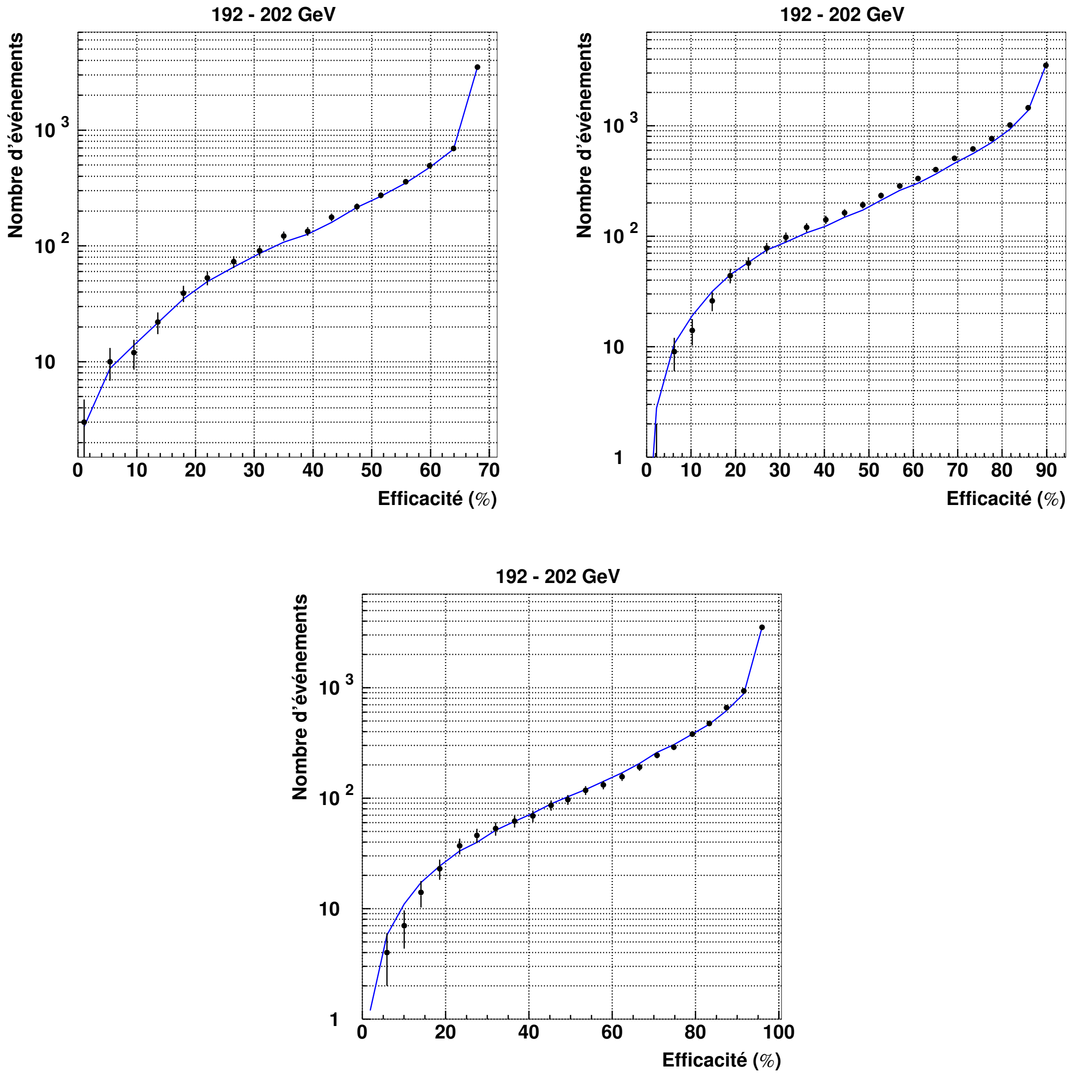


FIG. 6.22 – Nombre d'événements sélectionnés pour les données collectées en 1999 (points) et pour le bruit de fond total (ligne continue) en fonction de l'efficacité pour le signal avec désintégration directe (simulations groupées par fenêtre de masses). En haut à gauche : faibles masses de la superparticule produite. En haut à droite : masses intermédiaires. En bas : grandes masses.

fonctionnement varient entre 30 et 60 %.

La figure 6.24 montre deux exemples de reconstruction de masse après les coupures choisies. Les signaux (pour des masses de 60 et de 90 GeV/c^2) sont normalisés à 0,5 pb.

2000	Données	Processus standard	4 fermions	$q\bar{q}$
Petites masses	121	119,3 ± 0,70	27,6 ± 0,30	91,7 ± 0,64
Masses interm.	167	164,7 ± 0,78	115,7 ± 0,62	49,0 ± 0,47
Grandes masses	82	91,7 ± 0,56	81,7 ± 0,52	10,0 ± 0,21

Tab. 6.4 – Résultats après coupures pour l'analyse avec désintégration directe de 203 à 209 GeV pour les trois fenêtres de masses (petites masses, masses intermédiaires et grandes masses). Les erreurs citées sont uniquement d'origine statistique.

1999	Données	Processus standard	4 fermions	$q\bar{q}$
Petites masses	134	126,0 ± 1,49	21,2 ± 0,36	104,8 ± 1,25
Masses interm.	192	172,5 ± 1,26	114,1 ± 0,84	58,4 ± 0,93
Grandes masses	97	103,3 ± 0,86	93,8 ± 0,77	9,5 ± 0,37

Tab. 6.5 – Résultats après coupures pour l'analyse avec désintégration directe de 192 à 202 GeV pour les trois fenêtres de masses. Les erreurs citées sont uniquement d'origine statistique.

$M_{\tilde{\chi}_1^0}$	10	20	30	40	50
Eff. (%)	2,5 ± 0,51	30,4 ± 1,45	48,7 ± 1,58	53,5 ± 1,58	60,5 ± 1,55

60	70	80	90	100	103
57,5 ± 1,56	46,0 ± 1,57	38,3 ± 1,53	46,8 ± 1,57	51,9 ± 1,58	55,7 ± 1,57

Tab. 6.6 – Efficacités (en %) après coupures pour le signal avec désintégration directe en fonction de la masse simulée (en GeV/c^2). Ces efficacités correspondent à celles issues de l'analyse des données 2000. Les erreurs citées sont d'origine statistique.

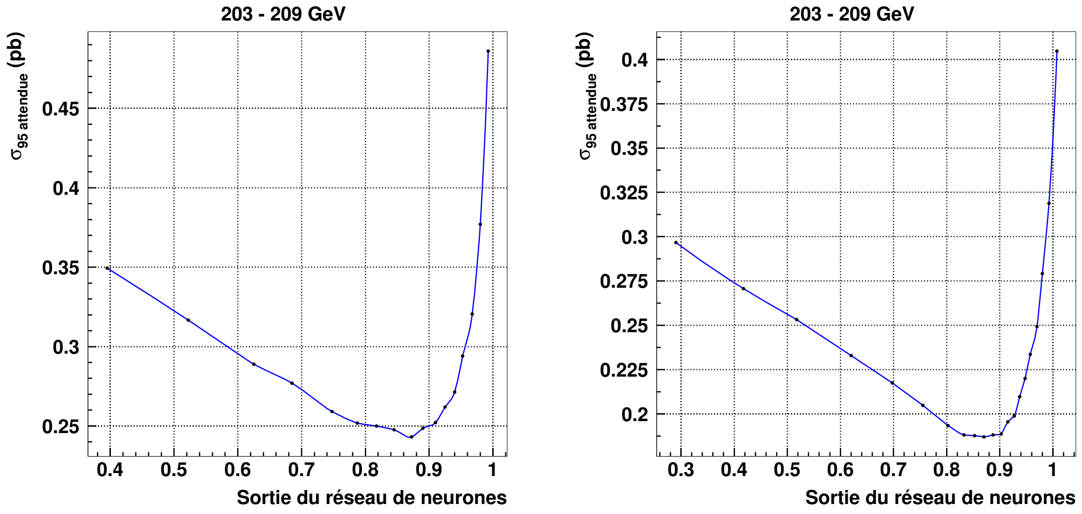


FIG. 6.23 – Évolutions de la section efficace attendue exclue à 95 % de niveau de confiance en fonction de la sortie du réseau de neurones (pour l'analyse 2000). À gauche : pour la première fenêtre de masses. À droite : pour la troisième fenêtre de masses. Les points représentent les valeurs réellement calculées.

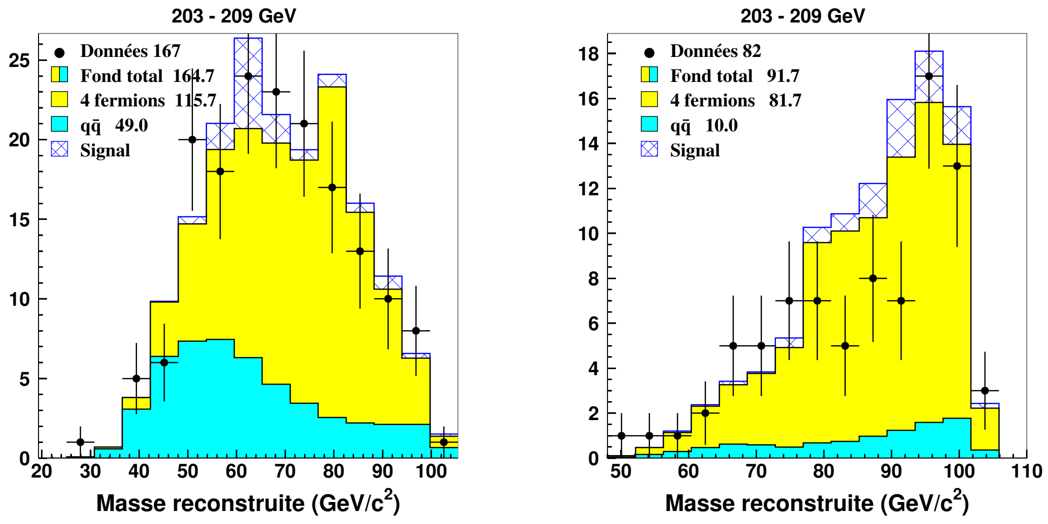


FIG. 6.24 – Reconstruction de masse appliquée aux données, à la simulation des processus du modèle standard et à des signaux avec désintégration directe (pour une masse du neutralino de 60 GeV/c^2 à gauche et de 90 GeV/c^2 à droite). Les signaux sont normalisés à 0,5 pb. Contrairement aux figures précédentes, les signaux sont ici ajoutés à la simulation des processus du modèle standard.

6.5 Analyse des désintégrations indirectes

Cette section présente les résultats de la recherche de signaux provenant d'une désintégration indirecte dans les données de DELPHI de 192 GeV à 209 GeV. La désintégration indirecte conduit à un état final composé de jets et de leptons. Dans 46 % des cas (voir chapitre 4), l'état final contient 10 jets sans leptons ; dans 44 % des cas, l'état final contient 8 jets, un lepton et un neutrino ; enfin, dans seulement 10 % des cas, 6 jets, deux leptons et deux neutrinos sont attendus dans l'état final. L'énergie des leptons, excepté dans le dernier cas, va être assez faible. Par conséquent, à aucun moment de l'analyse il ne sera tenté d'identifier et d'utiliser les leptons. Ce procédé permet de gagner en généralité, puisqu'une même analyse sera commune à tous ces états finals.

Le principe de cette analyse est similaire à l'analyse avec désintégration directe. Rappelons que le rayonnement de gluons n'a pas été incorporé dans la simulation des désintégrations indirectes. Nous verrons cependant au cours de l'étude des erreurs systématiques que ce choix ne conduit pas à une surestimation des efficacités de sélection (ce qui aurait été le cas pour les désintégrations directes).

6.5.1 Fenêtres de masses

Près d'une cinquantaine de signaux différents ont été simulés pour l'année 2000. Ces signaux sont réunis en fenêtres de masses. Dans la section 6.2.2, il a été vu que les caractéristiques des signaux évoluent d'une part avec la masse de la superparticule produite, d'autre part avec la différence de masses $\Delta M = M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$. Seules des masses de la superparticule produite supérieures à 45 GeV/c^2 ont été considérées dans cette analyse[8]. Dans cette étude, on considère que les caractéristiques du signal varient peu en fonction de cette masse. Par conséquent, seules deux fenêtres de masses ont été définies[9] :

- $\Delta M > 10$ GeV/c^2 ;
- $\Delta M \leq 10$ GeV/c^2.

Les différences de topologie entre ces deux fenêtres résident en particulier dans le nombre de jets qu'il est possible de reconstruire. Pour des petites différences de masses, les jets issus du boson W sont très peu énergiques et peuvent ne pas être reconnus comme des jets par l'algorithme de Cambridge. Les figures présentées dans la suite illustreront ces différences entre les deux fenêtres.

6.5.2 Choix des variables discriminantes

Le choix des variables discriminantes est très similaire à l'analyse avec désintégration directe.

Variables d'algorithme de jets

Deux cas sont à distinguer suivant la fenêtre de masses. Pour les grandes différences de masses, toutes les valeurs de transition $-\log_{10}(y_{n\ n-1})$, avec n compris entre 3 et 10, sont utilisées (dès que n est supérieur ou égal à 6, les variables sont corrigées suivant la méthode décrite dans le chapitre 5). Sachant que l'état final peut contenir de 6 à 10 jets, toutes les variables avec

[8] on rappelle que dans le cadre du modèle mSUGRA, la désintégration indirecte est favorisée pour le chargino, et que les recherches effectuées à LEPI ont exclu des masses de cette particule inférieures à 45 GeV/c^2.

[9] Notons que ce choix possède un avantage important : l'interpolation des résultats entre de nombreuses fenêtres de masses (voir plus loin) conduit à des pertes d'efficacités. Avec seulement deux fenêtres de masses, l'interprétation de ces résultats s'en trouve simplifiée.

$n \geq 6$ vont aider à la discrimination (les faibles valeurs de n permettent de discriminer contre des événements à petit nombre de jets). En ce qui concerne les petites différences de masses, les valeurs de transition pour $n \geq 8$ perdent de leur pouvoir discriminant et ne sont donc pas utilisées dans l'analyse. Ainsi, seules les variables d'algorithme de jets $-\log_{10}(y_{n\ n-1})$ pour n compris entre 3 et 7 sont employées.

La figure 6.25 illustre le pouvoir discriminant de ces variables. On constate effectivement que les événements avec une faible différence de masses possèdent des caractéristiques moins marquées vis-à-vis des valeurs de transition. Notons encore une fois que le rayonnement de gluons n'est pas incorporé dans la simulation du signal, ce qui conduit à une sous-estimation de la discrimination de ces variables.

Autres variables discriminantes

Les autres variables utilisées pour cette analyse sont identiques à celles décrites dans la section 6.4. La poussée, les quantités $\alpha_{min} \times E_{min}$ pour 4 et 5 jets et la quantité $dist_{WW}$ sont représentées sur la figure 6.26.

On remarque que, dans tous les cas, les différences entre les deux fenêtres sont très faibles.

Résumé des variables discriminantes

Les variables utilisées pour l'analyse avec désintégration indirecte sont donc :

- la poussée (ou *thrust*) ;
- $\alpha_{min} \times E_{min}$ pour quatre jets ;
- $\alpha_{min} \times E_{min}$ pour cinq jets ;
- $dist_{WW}$;
- $-\log_{10}(y_{32})$;
- $-\log_{10}(y_{43})$;
- $-\log_{10}(y_{54})$;
- $-\log_{10}(y_{65})$ (valeur corrigée) ;
- $-\log_{10}(y_{76})$ (valeur corrigée) ;

Variables utilisées uniquement pour les grandes différences de masses :

- $-\log_{10}(y_{87})$ (valeur corrigée) ;
- $-\log_{10}(y_{98})$ (valeur corrigée) ;
- $-\log_{10}(y_{10\ 9})$ (valeur corrigée).

Il s'agit en fait des mêmes variables que celles utilisées dans l'analyse avec désintégration directe, à l'exception évidemment des variables issues de la reconstruction de masse. On note en particulier que dans le cas des désintégrations indirectes, les événements ne sont jamais forcés en 6 ou 10 jets, et que la caractérisation de la topologie à grand nombre de jets repose entièrement sur les valeurs de transition.

6.5.3 Réseaux de neurones

Sorties des réseaux de neurones

Les variables discriminantes sont placées en entrée du réseau de neurones. Ce réseau est constitué d'une couche cachée contenant autant de neurones que de variables discriminantes ; un

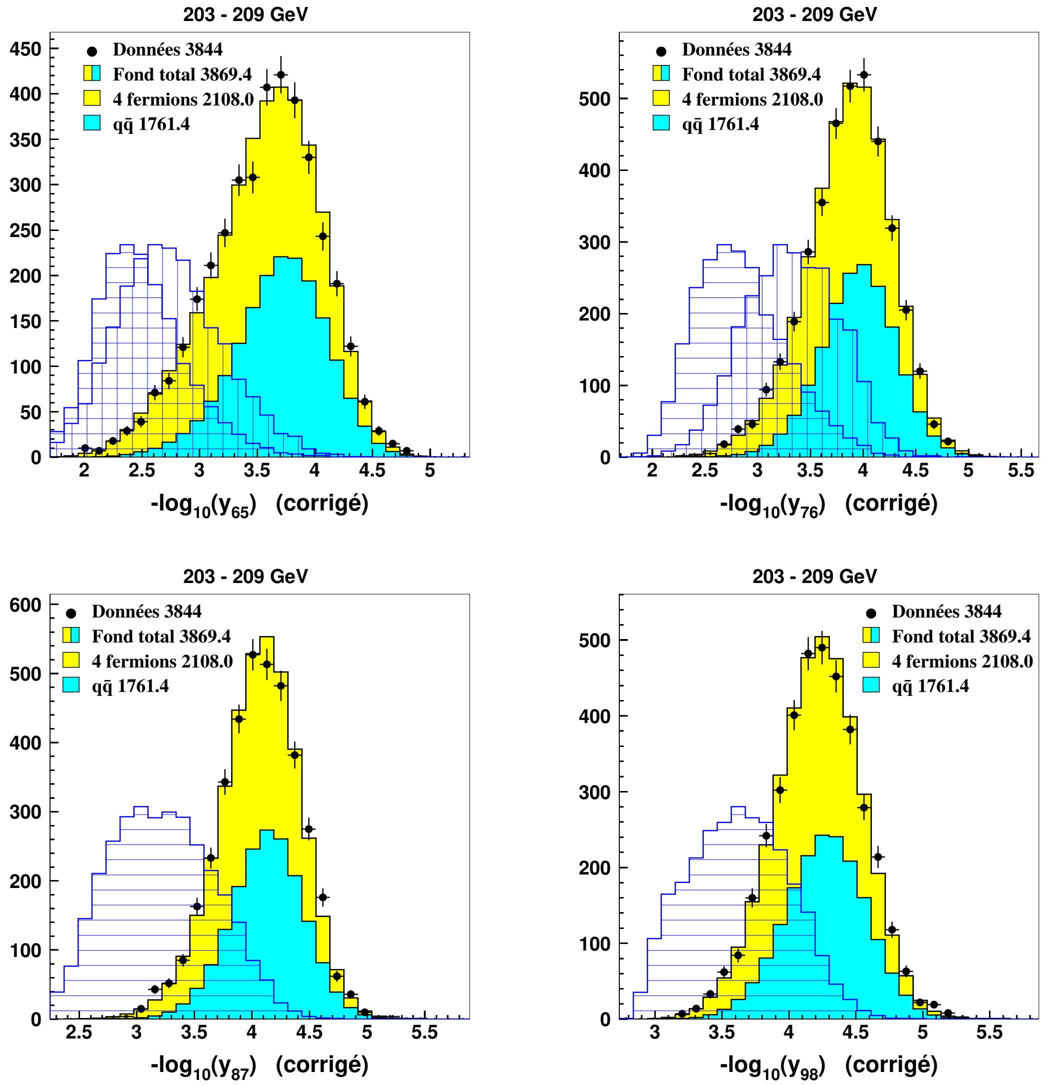


FIG. 6.25 – Distributions des valeurs de transition caractéristiques des événements à grand nombre de jets. L'histogramme hachuré horizontalement correspond au cumul de tous les signaux possédant une quantité ΔM supérieure à 10 GeV/c^2, et l'histogramme hachuré verticalement au cumul des signaux avec une quantité ΔM inférieure ou égale à 10 GeV/c^2. Les variables $-\log_{10}(y_{87})$ et $-\log_{10}(y_{98})$ ne sont pas représentées pour les petites différences de masses sachant qu'elles ne sont pas utilisées dans l'analyse. La normalisation de ces signaux est arbitraire.

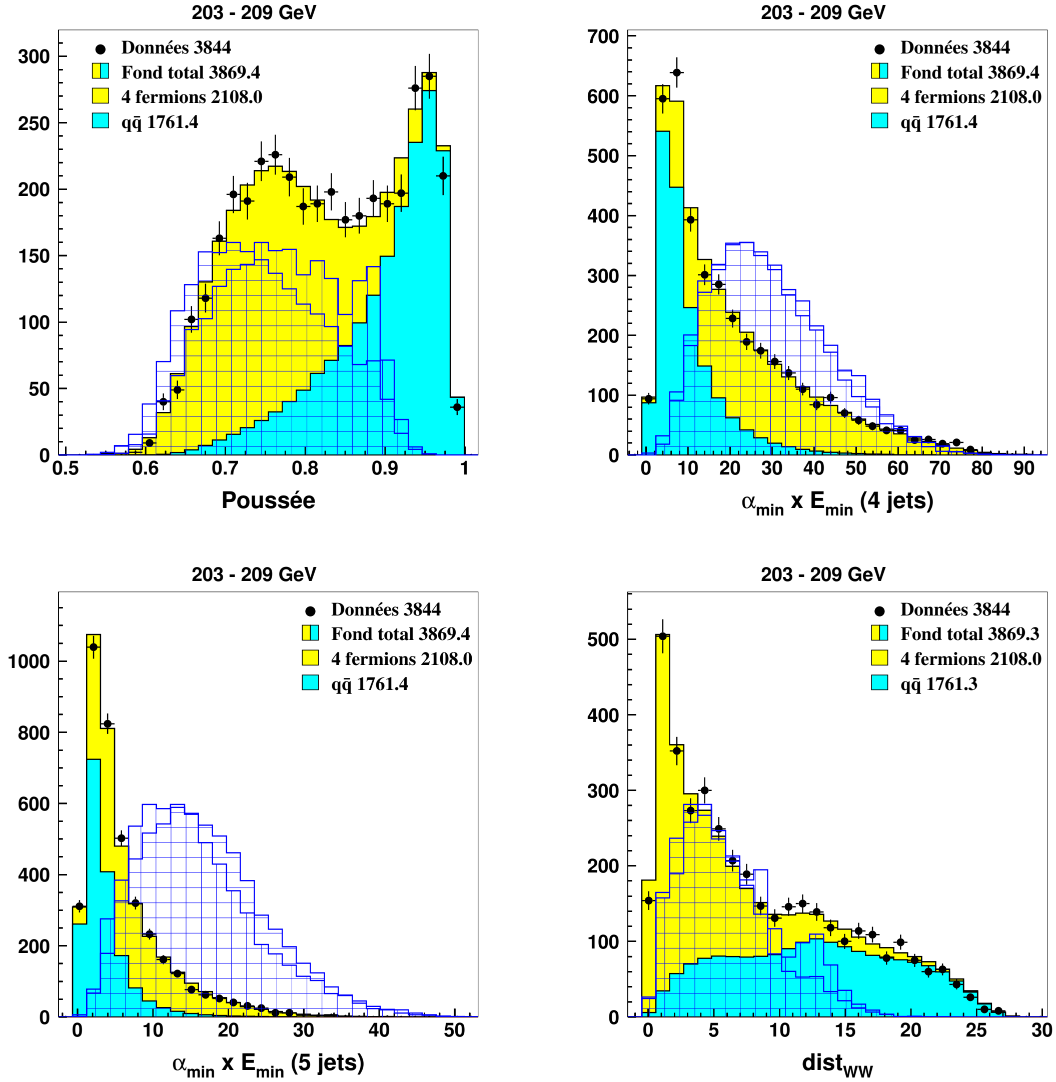


FIG. 6.26 – Distributions de la poussée, des quantités $\alpha_{min} \times E_{min}$ pour 4 et 5 jets et de la quantité $dist_{WW}$. L'histogramme haché horizontalement correspond à des charginos simulés avec une différence de masses entre le chargino et le neutralino supérieure à 10 GeV/c^2, tandis que l'histogramme haché verticalement correspond à une différence de masses inférieure ou égale à 10 GeV/c^2. La normalisation de ces signaux est arbitraire.

seul neurone compose la couche de sortie. Deux réseaux différents ont été entraînés suivant la fenêtre de masses considérée. Les signaux appartenant à une même fenêtre ont été cumulés les uns avec les autres (en n'utilisant que la moitié des lots de façon à contrôler le sur-entraînement). L'apprentissage du réseau est effectué sur 500 époques (il a été vérifié que cela ne conduisait pas à un sur-entraînement). À la suite de cet apprentissage, les données, la simulation des processus du modèle standard et les signaux sont présentés aux réseaux de neurones. La réponse de ce réseau est montrée sur la figure 6.27 pour les grandes valeurs de ΔM.

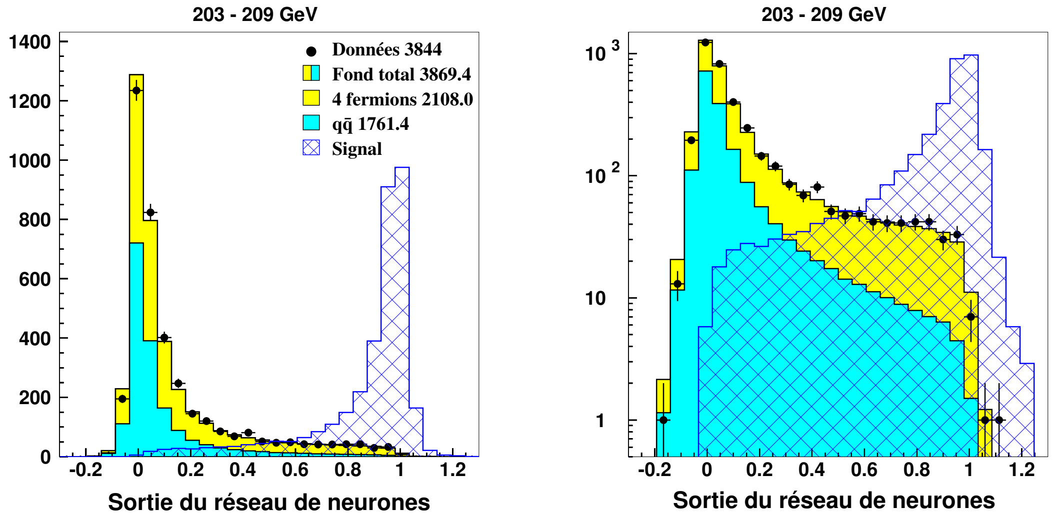


FIG. 6.27 – Réponse du réseau de neurones pour les données (points), les différents bruits de fond (histogrammes pleins) et les signaux avec une différence de masses supérieure à 10 GeV/c^2. À gauche : échelle linéaire. À droite : échelle logarithmique sur l'axe vertical. La normalisation du signal est arbitraire.

Les figures 6.28 et 6.29 montrent le résultat de la coupure pas à pas sur la sortie des réseaux pour les deux fenêtres de masses et pour les analyses 2000 et 1999. On observe que l'accord est satisfaisant pour chacune des comparaisons entre données et simulation. Aucun excès n'est observé, ce qui nous autorise à chercher un point de fonctionnement qui maximise le pouvoir d'exclusion des analyses.

Choix du point de fonctionnement

Le calcul de la section efficace attendue exclue à 95 % de niveau de confiance est montré sur la figure 6.30. Le point de fonctionnement est choisi au minimum de ces courbes. Les événements avec désintégration indirecte sont plus difficiles à distinguer des bruits de fond, et l'analyse est par conséquent moins performante : ceci explique que le minimum de la variable $\sigma_{95\,attendue}$ soit moins marqué que dans le cas des autres analyses.

6.5.4 Résultats

Le choix des différents points de fonctionnement conduit aux résultats reportés dans les tableaux 6.7 et 6.8. Un bon accord est observé entre les données et les prédictions du modèle standard. Le bruit de fond principal de l'analyse avec désintégration indirecte est bien entendu

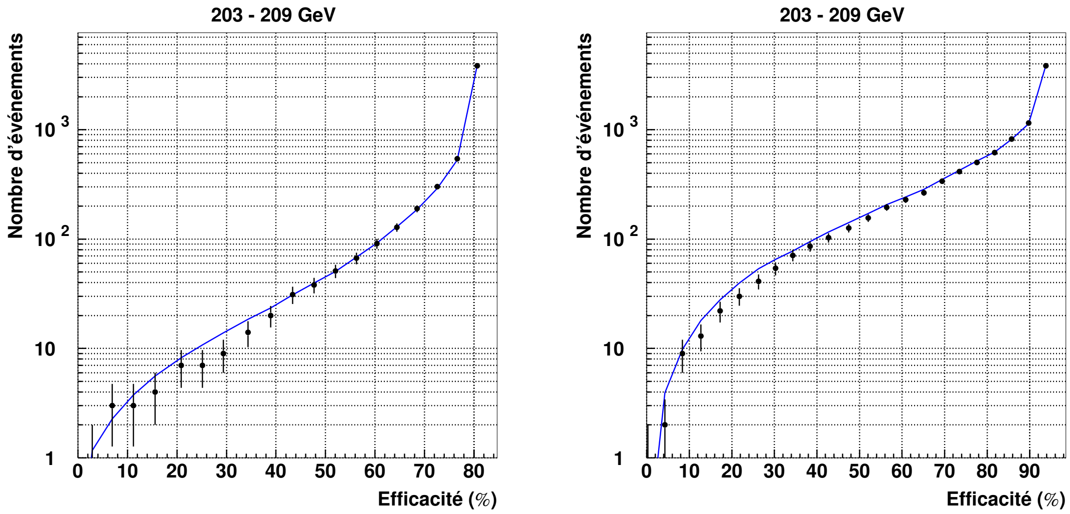


FIG. 6.28 – Nombre d'événements sélectionnés pour les données collectées en 2000 (points) et pour le bruit de fond total (ligne continue) en fonction de l'efficacité pour le signal avec désintégration indirecte (simulations groupées par fenêtre de masses). À gauche : grandes différences de masses entre le chargino et le neutralino. À droite : petites différences de masses.

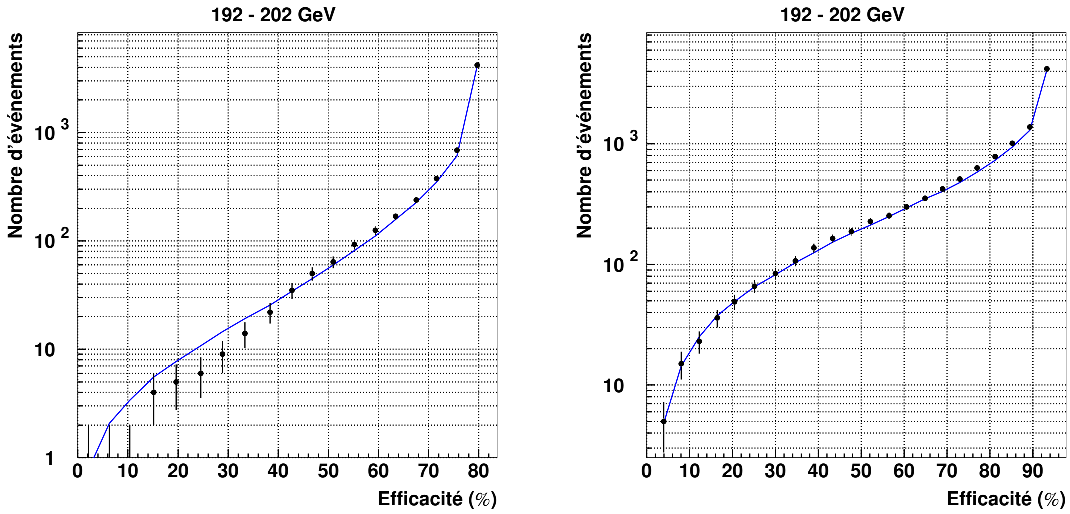


FIG. 6.29 – Nombre d'événements sélectionnés pour les données collectées en 1999 (points) et pour le bruit de fond total (ligne continue) en fonction de l'efficacité pour le signal avec désintégration indirecte (simulations groupées par fenêtre de masses). À gauche : grandes différences de masses entre le chargino et le neutralino. À droite : petites différences de masses.

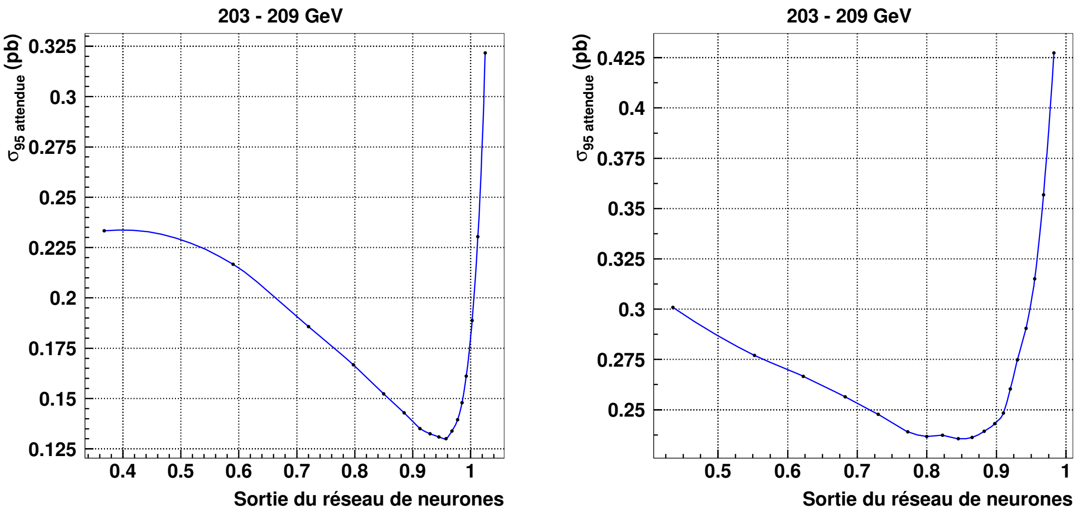


FIG. 6.30 – Évolutions de la section efficace attendue exclue à 95 % de niveau de confiance en fonction de la sortie du réseau de neurones (pour l'analyse effectuée en 2000). À gauche : pour des grandes différences de masses. À droite : pour des petites différences de masses. Les points représentent les valeurs réellement calculées.

constitué des processus à quatre fermions. Ceux-ci conduisent en effet à un plus grand nombre de jets que les processus $q\bar{q}$. On note également que le niveau de bruit de fond est plus important pour la fenêtre de masses avec $\Delta M \leq 10$ GeV$/c^2$, ce qui s'explique par le fait que ces événements possèdent des caractéristiques à grand nombre de jets moins prononcées.

Les efficacités pour les différents signaux après ces coupures sont présentées dans le tableau 6.9 (pour l'analyse effectuée en 2000). L'efficacité est faible pour des masses du neutralino de 10 GeV$/c^2$ (ce qui importe peu, puisque cette masse est déjà exclue). Les efficacités sont en moyenne de 40 % avec un maximum à 73,4 %. Ces efficacités sont celles déterminées sur l'échantillon total, après avoir vérifié que les efficacités provenant du lot d'entraînement et du lot de test étaient compatibles.

Résultats sans correction

De manière indicative, il est intéressant d'étudier les sorties des réseaux de neurones quand les variables d'algorithme de jets ne sont pas corrigées. La figure 6.31 illustre les comparaisons entre les données et la simulation après la coupure pas à pas sur la sortie des réseaux[10] (uniquement pour des grandes différences de masses). Comme attendu, on constate un désaccord à haute efficacité dans toutes les analyses. Ces résultats montrent la nécessité de la correction.

[10] Précisons que ces réseaux ont été entraînés à nouveau avec les variables non corrigées.

2000	Données	Processus standard	4 fermions	$q\bar{q}$
Grand ΔM	20	23,5 $\pm$ 0,29	20,1 $\pm$ 0,26	3,4 $\pm$ 0,12
Petit ΔM	156	171,7 $\pm$ 0,78	139,1 $\pm$ 0,68	32,6 $\pm$ 0,38

TAB. 6.7 – Résultats après coupures pour l'analyse avec désintégration indirecte de 203 à 209 GeV pour les deux fenêtres de masses. Les erreurs citées sont uniquement d'origine statistique.

1999	Données	Processus standard	4 fermions	$q\bar{q}$
Grand ΔM	22	25,6 $\pm$ 0,43	22,3 $\pm$ 0,37	3,3 $\pm$ 0,22
Petit ΔM	187	181,1 $\pm$ 1,2	147,2 $\pm$ 0,97	33,9 $\pm$ 0,70

TAB. 6.8 – Résultats après coupures pour l'analyse avec désintégration indirecte de 192 à 202 GeV pour les deux fenêtres de masses. Les erreurs citées sont uniquement d'origine statistique.

$M_{\tilde{\chi}_1^{\pm/0}}$	10	20	30	40	45	50	55	60	65	70	75
50	3,0	16,3	21,1	52,7	35,9						
60	5,4	27,6	40,3	43,4		61,6	45,0				
70	11,9	21,8	40,3	41,4		45,0		56,3	43,3		
80	12,1	20,3	40,7	47,2		54,8		42,8		51,6	42,0
90			36,1	44,7		54,3		58,0		41,5	
100			48,3	59,6		73,4		61,5		59,7	
103			53,3	48,5		47,0		63,4		65,6	

$M_{\tilde{\chi}_1^{\pm/0}}$	80	85	90	95	100
50					
60					
70					
80					
90	56,2	47,3			
100	43,8		64,1	60,3	
103	54,8		69,9		62,0

TAB. 6.9 – Efficacités (en %) pour l'analyse effectuée sur le signal avec désintégration indirecte simulé à une énergie de 206 GeV. La masse du chargino varie verticalement, et la masse du neutralino varie horizontalement (en GeV/c^2). Les erreurs statistiques sur les efficacités varient de 0,54 % à 1,57 %.

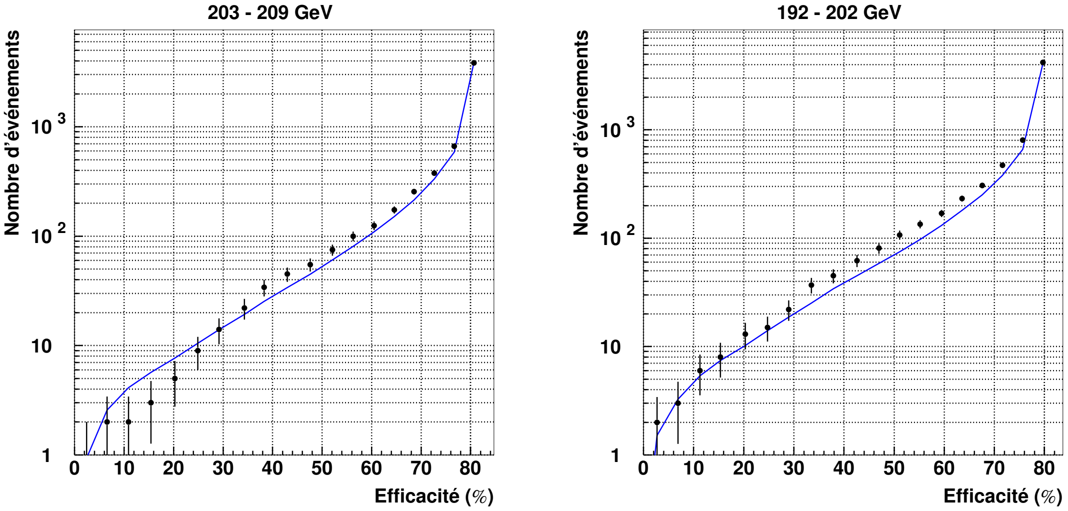


FIG. 6.31 – Nombre d'événements sélectionnés pour les données (points) et pour le bruit de fond total (ligne continue) en fonction de l'efficacité pour le signal avec désintégration indirecte en utilisant les variables d'algorithme de jets *non corrigées*. Les comparaisons montrées ne concernent que l'analyse avec grandes différences de masses. Cette figure est à comparer avec les figures 6.29 et 6.28. À gauche : données collectées en 2000. À droite : données collectées en 1999.

6.6 Erreurs systématiques

Les résultats que nous avons donné jusqu'à présent ne prennent en compte que l'erreur statistique, c'est-à-dire l'incertitude provenant du nombre limité d'événements simulés pour les différents bruits de fond et pour le signal. Cette erreur affecte le nombre attendu d'événements issus du modèle standard ainsi que l'efficacité de sélection du signal. Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux diverses sources possibles d'erreurs systématiques sur ces deux quantités. Notons que les erreurs systématiques sur l'efficacité du signal sont calculées pour chaque fenêtre de masses, après avoir cumulé tous les signaux appartenant à cette fenêtre.

Les erreurs systématiques ont été étudiées pour les deux années analysées, c'est-à-dire 1999 et 2000. Dans le détail des résultats, nous ne montrerons que les erreurs systématiques pour l'année 2000. La dernière section résumera l'erreur systématique totale sur les analyses effectuées en 1999 et en 2000.

6.6.1 Erreurs liées à la section efficace des bruits de fond

Les erreurs théoriques sur le calcul des sections efficaces des processus W^+W^- et $q\bar{q}$ est de l'ordre de 2 % (dues en grande partie à la méconnaissance du rayonnement de photons dans l'état initial et dans l'état final). Cette incertitude a été choisie comme erreur systématique et conduit à une indétermination sur le nombre de fond attendu. Ces deux incertitudes étant indépendantes, celles-ci sont sommées entre elles de façon quadratique. Le tableau 6.10 présente les résultats (on rappelle également la valeur du nombre de bruit de fond attendu déterminée dans la section précédente).

2000	Petites masses	Masses interm.	Grandes masses
Processus standard	119,3 ± 1,91	164,7 ± 2,31	91,7 ± 1,64

2000	Grand ΔM	Petit ΔM
Processus standard	23,5 ± 0,40	171,7 ± 2,85

TAB. 6.10 – Erreurs systématiques en 2000 liées à l'incertitude théorique sur la section efficace des processus du modèle standard. Le tableau du haut concerne l'analyse avec désintégration directe et le tableau du bas l'analyse avec désintégration indirecte.

6.6.2 Erreurs associées aux variables des analyses

Chacune des variables utilisées dans les analyses présente un accord raisonnable entre les données et la simulation. Les légères différences observées proviennent soit de fluctuations statistiques, soit d'un faible effet systématique. Ces erreurs systématiques regroupent tout ce qui concerne une mauvaise simulation du détecteur (comme par exemple l'énergie ou l'angle des jets) ainsi que les imperfections des modèles théoriques employés (par exemple l'hadronisation des quarks). De tels effets se répercutent sur les variables utilisées dans les analyses, et peuvent créer un désaccord entre les données et la simulation pour ces variables. Afin d'estimer l'ordre de grandeur de ces incertitudes systématiques, nous allons corriger chacune des variables de façon à "forcer" la compatibilité entre données et simulation.

La méthode est strictement similaire à celle développée dans le chapitre 5, section 5.4. Cette méthode avait été utilisée pour corriger les valeurs de transition afin de prendre en compte la description imparfaite de l'hadronisation. La même méthode est employée ici, et permet d'estimer les effets systématiques affectant les variables. Le principe consiste, pour chaque variable, à déformer la distribution de simulation afin de la faire correspondre sur celle des données réelles. À l'aide des fonctions cumulatives de ces deux distributions, un polynôme du quatrième degré est déterminé, puis appliqué sur les événements de simulation (aussi bien sur la simulation des processus standard que sur celle du signal).

Après que l'une des variables ait été corrigée (les autres n'étant pas altérées), les analyses sont appliquées sans modification sur la simulation des bruits de fond et du signal (les analyses ne subissent ni un nouvel entraînement du réseau de neurones, ni un changement de coupure). Les résultats obtenus sont interprétés comme l'erreur systématique provenant de cette variable. Cette opération est répétée pour toutes les variables de l'analyse. Bien entendu, une telle correction n'est pas effectuée sur les valeurs de transition qui ont déjà subi un tel traitement (sachant que les erreurs systématiques autres que celles provenant de l'hadronisation étaient également prises en compte par la correction).

Ainsi, pour une même fenêtre de masses, on obtient une série d'erreurs systématiques (pour chacune des variables). Ces erreurs sont combinées entre elles en utilisant une somme quadratique (il a été vérifié que les variables étaient peu corrélées les unes avec les autres[11]). Le tableau 6.11 résume les erreurs systématiques déterminées sur le nombre de bruit de fond attendu et sur l'efficacité du signal cumulé par fenêtre de masses.

2000	Petites masses	Masses interm.	Grandes masses
Processus standard	119,3 $\pm$ 8,48	164,7 $\pm$ 4,98	91,7 $\pm$ 1,46
Efficacité (%)	43,8 $\pm$ 1,53	57,3 $\pm$ 0,95	50,0 $\pm$ 0,31

2000	Grand ΔM	Petit ΔM
Processus standard	23,5 $\pm$ 0,65	171,7 $\pm$ 3,74
Efficacité (%)	39,1 $\pm$ 0,24	51,8 $\pm$ 0,61

TAB. 6.11 – Erreurs systématiques en 2000 liées à l'incertitude sur la simulation des variables des analyses (incertitude provenant des erreurs expérimentales ou de modélisation). Les efficacités correspondent à celles des signaux cumulés sur la fenêtre de masses. Le tableau du haut concerne l'analyse avec désintégration directe et le tableau du bas l'analyse avec désintégration indirecte.

6.6.3 Erreurs liées à la correction phénoménologique

La correction déterminée sur les valeurs de transition caractérisant un grand nombre de jets (de $-\log_{10}(y_{65})$ à $-\log_{10}(y_{10\ 9})$) a été introduite dans le but de *corriger l'erreur systématique* liée à la modélisation imparfaite du rayonnement de gluons et de l'hadronisation. Cette correction permet donc d'éliminer une part importante de cette source d'erreur. Comme nous l'avons vu, la correction a été estimée à l'aide des données enregistrées à 189 GeV. Deux facteurs vont amener cette procédure à introduire une nouvelle incertitude systématique. Tout d'abord, il existe évidemment une erreur statistique sur la correction. De plus, cette correction est appliquée sans modification aux données à plus haute énergie. Or la composition du bruit de fond évolue avec la montée en énergie. Après présélection, le rapport des événements à quatre fermions sur les événements à deux fermions est de 0,82 en 1998, 1,05 en 1999 et 1,20 en 2000. Cette modification entraîne une erreur dans la correction. Pour évaluer l'incertitude provenant de ces erreurs, nous

[11] Concernant l'analyse directe, pour des faibles masses de la superparticule, la poussée T et la variable $dist_{WW}$ possèdent une corrélation importante : leurs erreurs systématiques respectives ont ainsi été ajoutées linéairement.

avons déterminé la correction à l'énergie à laquelle les analyses ont été effectuées (c'est-à-dire 192-202 GeV ou 203-209 GeV). Cette procédure permet ainsi de calculer la modification des résultats quand la composition des bruits de fond est correcte et correspond donc à l'erreur systématique recherchée.

Une procédure strictement identique à celle décrite dans le chapitre 5 est ainsi mise en œuvre pour les deux années de prise de données étudiées. La correction est alors appliquée sur les lots de simulation des bruits de fond et des signaux. Les différentes analyses, sans modification, sont ensuite employées pour déterminer le nombre attendu d'événements du bruit de fond et l'efficacité pour les signaux cumulés par fenêtre de masses. La différence entre ces chiffres et ceux déterminés dans la section 6.4 et 6.5 est prise comme l'erreur systématique sur la correction. Ces résultats sont présentés pour l'année 2000 dans le tableau 6.12. On constate que les erreurs sont faibles, ce qui confirme le bien-fondé de la méthode.

2000	Petites masses	Masses interm.	Grandes masses
Processus standard	119,3 $\pm$ 0,75	164,7 $\pm$ 0,56	91,7 $\pm$ 0,28
Efficacité (%)	43,8 $\pm$ 0,13	57,3 $\pm$ 0,00	50,0 $\pm$ 0,24

2000	Grand ΔM	Petit ΔM
Processus standard	23,5 $\pm$ 0,56	171,7 $\pm$ 2,11
Efficacité (%)	39,1 $\pm$ 0,27	51,8 $\pm$ 0,20

TAB. 6.12 – Erreurs systématiques en 2000 liées à la procédure corrigeant le rayonnement de gluons et l'hadronisation dans la simulation. Les efficacités correspondent à celles des signaux cumulés sur la fenêtre de masses. Le tableau du haut concerne l'analyse avec désintégration directe et le tableau du bas l'analyse avec désintégration indirecte.

6.6.4 Erreurs liées à la génération du signal

Une erreur systématique a déjà été partiellement traitée dans cette partie de la thèse : il s'agit de l'absence de rayonnement de gluons pour les vertex à trois quarks dans le générateur SUSYGEN. Nous avions distingué les désintégrations directes des désintégrations indirectes.

Concernant les désintégrations directes, nous avions fait le choix de simuler le rayonnement de gluons par un moyen détourné. En effet, ce choix, malgré une hypothèse non physique, s'avère mieux décrire des événements à grand nombre de jets. La non utilisation de cette méthode aurait faussé les variables d'algorithme de jets, conduisant à des valeurs non correctes de l'efficacité de sélection. Dans notre cas, aucune erreur systématique n'a été introduite vis-à-vis de cette procédure : comme nous l'avons déjà vu, des précautions ont été prises de façon à ne pas utiliser des variables pouvant être biaisées par cette méthode (en particulier dans la première fenêtre de masses). Les résultats que nous avons obtenu sont quelque peu pessimistes et ne nécessitent donc pas de calculs d'erreurs systématiques.

Aucun gluon n'avait été incorporé dans la simulation des désintégrations indirectes. En effet, un tel signal possède, y compris sans gluons, de nettes caractéristiques d'un événement à grand nombre de jets. Si les gluons étaient correctement simulés, on s'attendrait donc à une accentuation des caractéristiques de l'événement et l'efficacité de sélection augmenterait. Pour vérifier ces idées, quelques lots de signaux ont été simulés en y ajoutant les gluons par la méthode décrite dans ce chapitre (c'est-à-dire en réunissant les quarks par paire pour former des cordes de couleur). Les lots ont été choisis de façon à être représentatif de tous les signaux. L'analyse appliquée sur ces nouveaux échantillons conduit aux efficacités présentées dans le tableau 6.13. Comme attendu, les efficacités après mises en place des gluons sont quasiment toujours meilleures. En particulier, on note que la fenêtre concernant les petites différences de masses entre le chargino et le neutralino donne toujours de meilleurs résultats. Par conséquent, aucune erreur systématique ne sera citée pour cette fenêtre. Pour les grandes différences de masses, nous choisissons comme erreur systématique le plus grand écart observé correspondant à une moins bonne efficacité pour la simulation utilisant les gluons. Cette erreur est ainsi de 2 % en incertitude relative.

Notons que cette étude n'a été réalisée que pour les signaux simulés en 2000. Pour 1999, il est supposé une erreur identique pour les grandes différences de masses.

$M_{\tilde{\chi}_1^\pm}/M_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c^2)	50/30	70/10	70/30	70/50	90/30	90/50	103/60	50/45	90/80	90/85	103/100
Eff. (sans gluons) (%)	21,1	11,9	40,3	45,0	36,1	54,3	63,4	35,9	56,2	47,3	62,0
Eff. (avec gluons) (%)	26,8	15,0	40,1	48,4	35,2	57,6	62,1	45,2	61,3	50,9	69,4

Tab. 6.13 – Efficacités de sélection pour différents lots de simulation du signal avec et sans prise en compte du rayonnement de gluons. La première ligne correspond au couple de masses choisi (chargino et neutralino), la deuxième ligne à l'efficacité de sélection de ces signaux avec une simulation sans modification de Susygen, et la troisième ligne à l'efficacité après avoir incorporé l'émission de gluons comme décrit dans cette thèse. Le tableau du haut réunit les signaux avec une grande différence de masses ($\Delta M > 10$ GeV/c^2) et le tableau du bas les petites différences de masses. L'erreur statistique sur les efficacités est de l'ordre de 1,5 %.

6.6.5 Combinaison des erreurs

L'étude des erreurs systématiques des analyses effectuées en 1999 donne des résultats similaires. Pour chaque année, les erreurs statistiques et systématiques sur le nombre d'événements attendus dans la simulation et sur l'efficacité de sélection du signal sont combinées entre elles. Toutes les sources d'erreurs que nous venons de mentionner sont indépendantes les unes des autres, et celles-ci ont donc été sommées de façon quadratique. Les tableaux 6.14 et 6.15 présentent les résultats obtenus pour les deux années.

Ces incertitudes seront prises en compte lors du calcul des limites.

2000	Petites masses	Masses interm.	Grandes masses
Processus standard	119,3 ± 8,75	164,7 ± 5,66	91,7 ± 2,28
Efficacité (%)	43,8 ± 2,00	57,3 ± 1,68	50,0 ± 1,30

2000	Grand ΔM	Petit ΔM
Processus standard	23,5 ± 0,99	171,7 ± 5,22
Efficacité (%)	39,1 ± 1,11	51,8 ± 0,93

Tab. 6.14 – Erreurs totales en 2000 sur le nombre d'événements attendus au sein du modèle standard et sur l'efficacité de sélection du signal. Les efficacités correspondent à celles des signaux cumulés sur la fenêtre de masses. Le tableau du haut concerne l'analyse avec désintégration directe et le tableau du bas l'analyse avec désintégration indirecte.

1999	Petites masses	Masses interm.	Grandes masses
Processus standard	126,0 ± 12,95	172,5 ± 8,20	103,3 ± 3,62
Efficacité (%)	39,8 ± 3,02	50,6 ± 1,61	50,6 ± 1,58

1999	Grand ΔM	Petit ΔM
Processus standard	25,6 ± 1,09	181,1 ± 5,93
Efficacité (%)	38,0 ± 1,17	50,3 ± 0,89

TAB. 6.15 – Erreurs totales en 1999 sur le nombre d'événements attendus au sein du modèle standard et sur l'efficacité de sélection du signal. Les efficacités correspondent à celles des signaux cumulés sur la fenêtre de masses. Le tableau du haut concerne l'analyse avec désintégration directe et le tableau du bas l'analyse avec désintégration indirecte.

6.7 Exclusion

Les recherches de charginos et de neutralinos se désintégrant via un couplage λ'' montrent qu'aucun signal à grand nombre de jets n'est décelé dans les données du détecteur DELPHI de 192 GeV à 209 GeV. Ces résultats négatifs peuvent être exploités pour donner des limites. Si on ne se place pas dans le cadre du modèle mSUGRA (comme par exemple un modèle supersymétriques général, ou même tout autre modèle prévoyant des signaux à grand nombre de jets), les seules limites que l'on puisse donner sont celles concernant les sections efficaces. Dans le cas où l'on se place au sein du modèle mSUGRA, il est possible d'exclure des domaines de paramètres supersymétriques ainsi que des masses de chargino et de neutralino.

Cependant, avant d'en arriver à l'établissement de limites, il est nécessaire de généraliser la portée des résultats à d'autres masses que celles étudiées.

6.7.1 Interpolation des résultats

Les résultats donnés pages 175 et 184 correspondent à des masses bien précises des superparticules impliquées dans l'événement (c'est-à-dire les masses auxquelles ont été simulés les signaux). Des limites données seulement pour ces masses auraient une portée restreinte : une interpolation est donc nécessaire pour généraliser ces résultats à toute la gamme de masses accessibles au LEP. De plus, l'interpolation prend toute son importance lors de l'interprétation des résultats dans le cadre du modèle mSUGRA. En effet, il sera alors indispensable de connaître, *quelle que soit* la masse des superparticules mises en jeu, l'efficacité pour le signal ainsi que le nombre de données observées et d'événements de simulation.

Désintégration directe

Dans le cas d'une désintégration directe, un seul type de superparticule intervient : l'interpolation s'effectue donc à deux dimensions (dans un plan masse-efficacité). Trois fenêtres de masses sont utilisées dans l'analyse avec désintégration directe. Il faut distinguer l'interpolation des résultats au sein d'une même fenêtre de masses, procédé simple, et l'interpolation entre deux fenêtres de masses différentes, procédé qui demande un peu plus de précautions de façon à ne pas surestimer les résultats.

Une fenêtre de masses est caractérisée par le fait qu'une seule et même analyse est appliquée sur les signaux lui appartenant. Par conséquent, le nombre de données et d'événements simulés est constant sur cette fenêtre. À l'opposé, l'efficacité des signaux va varier suivant la masse. Pour obtenir des résultats entre deux masses simulées, il a été supposé que l'efficacité variait de façon linéaire (puisque l'analyse est la même pour les deux masses et que les caractéristiques de deux signaux proches en masse n'évoluent que lentement). La figure 6.32 montre le résultat de cette interpolation linéaire pour la troisième fenêtre de masses.

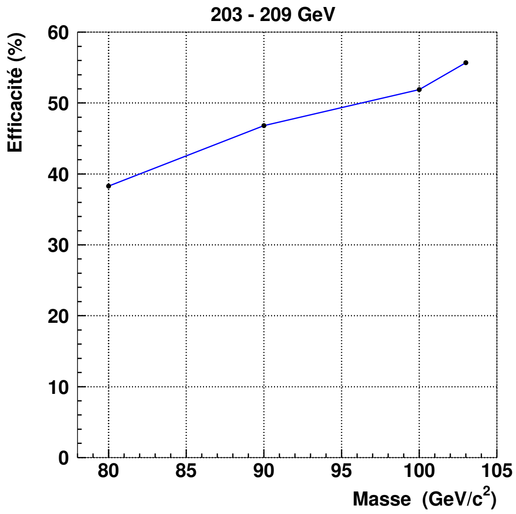


FIG. 6.32 – Efficacités interpolées après la coupure sur la sortie du réseau de neurones pour la troisième fenêtre de masses dans le cas d'une désintégration directe. Les efficacités qui correspondent à des signaux dont la masse a été réellement simulée sont indiquées par les points.

L'interpolation entre deux fenêtres de masses contiguës soulève plus de complications. La méthode choisie repose également sur l'interpolation linéaire. Prenons l'exemple de la jonction entre la première et la deuxième fenêtre de masses (voir figure 6.33). Les deux masses voisines sont 40 et 50 GeV/c^2. Les croix sur la figure représentent l'efficacité calculée dans les conditions normales. L'analyse de la première fenêtre est appliquée sur le signal à 50 GeV/c^2 (cercle plein sur la figure), et l'analyse de la seconde fenêtre sur le signal à 40 GeV/c^2 (cercle plein). L'efficacité issue de la première fenêtre est interpolée linéairement de 40 à 50 GeV/c^2, et l'efficacité issue de la deuxième fenêtre est interpolée de 50 à 40 GeV/c^2. On s'intéresse alors à la masse intermédiaire, 45 GeV/c^2, et aux valeurs des deux efficacités interpolées à cette masse. Un calcul de la section efficace attendue exclue à 95 % de niveau de confiance, $\sigma_{95\,attendue}$, est effectué pour ces deux points. Le point donnant la valeur la plus élevée de $\sigma_{95\,attendue}$ est choisi : l'efficacité est alors interpolée de ce point d'un côté vers 40 GeV/c^2 et de l'autre vers 50 GeV/c^2 (trait plein sur la figure de droite). Cette méthode, très "prudente", permet d'éviter toute surestimation du pouvoir d'exclusion dans cette zone intermédiaire. En terme de nombres de données et d'événements simulés, les résultats des deux analyses sont étendus jusqu'à 45 GeV/c^2.

Ce procédé est évidemment répété pour la connexion entre la deuxième et troisième fenêtre de masses.

Par ailleurs, dans les cas où aucun signal n'a été simulé à la limite cinématique[12], l'efficacité est extrapolée en gardant une efficacité constante jusqu'à cette limite cinématique à partir de la plus grande masse simulée. Ce procédé ne pose aucun problème de surestimation puisque les résultats de l'analyse avec désintégration directe ont montré que l'efficacité après coupure croît

[12]Ce qui est le cas pour une énergie de 202 GeV en 1999 et pour les énergies supérieures à 206 GeV en 2000.

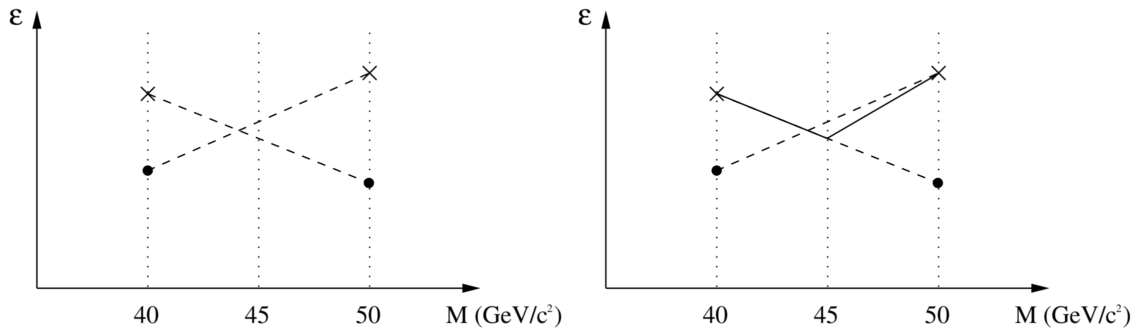


FIG. 6.33 – À gauche : interpolation des efficacités à la jonction des deux premières fenêtre de masses (les valeurs de l'efficacité sont arbitraires). L'axe des ordonnées représente les efficacités après la coupure, et l'axe des abscisses la masse du neutralino. La masse de 45 GeV/c^2 marque la séparation entre les deux premières fenêtres de masses. À droite : même tracé où est ajouté en trait plein l'efficacité choisie pour l'analyse dans la zone intermédiaire.

avec la masse de la superparticule (voir tableau 6.6).

Désintégration indirecte

Dans le cas d'une désintégration indirecte, deux masses entrent en jeu, et l'interpolation se fait donc dans un espace à trois dimensions.

La méthode est également basée sur une interpolation linéaire. Les efficacités sont placées sur une grille régulière (dont un élément est montré sur la figure 6.34).

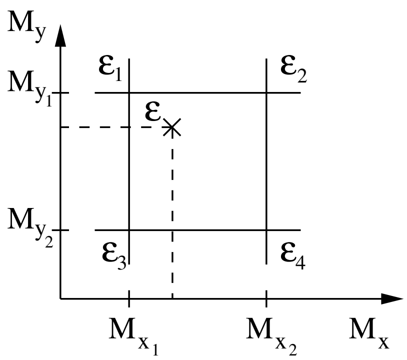


FIG. 6.34 – Élément de la grille sur laquelle sont placées les efficacités. Les axes représentent les masses du chargino et du neutralino. Les croisements indiquent les points qui ont été simulés et dont l'efficacité est connue ($\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ et ε_4). La croix représente le point de coordonnées (M_x, M_y) dont on cherche l'efficacité ε.

L'efficacité d'un point quelconque, ε, de coordonnées (M_x, M_y), contenu à l'intérieur de la grille, est alors obtenue après les calculs suivants (voir la figure pour les notations) :

$$u = \frac{M_x - M_{x_1}}{M_{x_2} - M_{x_1}} \qquad t = \frac{M_y - M_{y_1}}{M_{y_2} - M_{y_1}}$$

$$g_1 = (1-u)\,\varepsilon_1 + u\,\varepsilon_2 \qquad g_2 = (1-u)\,\varepsilon_3 + u\,\varepsilon_4$$

$$\Longrightarrow \varepsilon = (1-t)\, g_1 + t\, g_2.$$

Le principe, comme le montrent les expressions précédentes, consiste à interpoler linéairement entre ε_1 et ε_2 d'une part, et entre ε_3 et ε_4 d'autre part (ceci à la masse M_x). Une interpolation linéaire entre ces deux résultats est alors effectuée selon l'axe y à la masse M_y, ce qui fournit la réponse recherchée.

Au sein d'une même fenêtre de masses, ce procédé est utilisé pour déterminer l'efficacité en un point donné. L'interpolation pour des points d'efficacité voisins appartenant à deux fenêtres différentes reprend les principes énoncés dans le cas de la désintégration directe. D'autre part, des extrapolations sont effectuées sur les bords de cette grille. Pour une valeur de ΔM nulle ainsi que pour une masse nulle de la superparticule issue de la désintégration, les efficacités sont posées égales à zéro. Au contraire, l'efficacité est extrapolée en gardant une valeur constante vers la limite cinématique.

6.7.2 Exclusion dans le cadre du modèle mSUGRA

Dans cette section, nous nous plaçons dans le modèle mSUGRA. Dans ce cadre, nous avons vu que la section efficace de production dépendait de quatre paramètres, qui sont μ, M_2, m_0 et $\tan\beta$. Les résultats que nous avons obtenus se traduisent par des contraintes sur ces quatre paramètres.

Notons qu'il n'est pas possible de poser des limites sur les constantes de couplage λ'' en utilisant cette analyse. En effet, la section efficace de production ne dépend absolument pas de ce paramètre : seul le processus de désintégration va dépendre de λ''. Ainsi, pour mettre des limites sur ce couplage, il faudrait *découvrir* un signal à grand nombre de jets. Dans ce cas, l'observation d'un vertex déplacé pourrait permettre de fixer l'ordre de grandeur du couplage λ'' concerné tandis que la non-observation de ce vertex permettrait de mettre des limites sur λ''. Sans découverte, il est impossible de mettre des limites sur ces constantes de couplage.

En revanche, les contraintes obtenues sur μ, M_2, m_0 et $\tan\beta$ nous autoriseront à poser des limites sur les masses des charginos et des neutralinos.

Exclusion de domaines de paramètres supersymétriques

Certains des points de l'espace des paramètres supersymétriques, définis par les valeurs prises par (μ, M_2, $\tan\beta$, m_0), vont être exclus par les analyses effectuées dans cette thèse. Pour cela, on se place dans le plan (μ, M_2) pour des valeurs de $\tan\beta$ et m_0 fixées. Les plans déjà étudiés dans le chapitre 4 sont réutilisés ici. Les analyses avec désintégration directe et indirecte, toutes les deux indépendantes, vont permettre de mettre de façon complémentaire des limites sur ces paramètres : il en résultera deux zones d'exclusion qui pourront par la suite être ajoutées. Les erreurs statistiques et systématiques seront prises en compte dans ces calculs de limites.

La méthode pour savoir si un point de l'espace des paramètres supersymétriques est exclu ou non par cette analyse est la suivante. Le modèle mSUGRA permet, en chaque point, de connaître la section efficace de production de paires de charginos et de neutralinos, les rapports de branchement entre la désintégration directe et indirecte pour un même type de superparticule, les masses des différents charginos et des différents neutralinos, etc. Par exemple, plaçons-nous dans le cas de l'analyse avec désintégration directe. En un point donné, la masse de la superparticule produite, grâce a la méthode d'interpolation étudiée plus haut, conduit à une valeur de l'efficacité ε après coupure pour le signal. Les tableaux 6.14 et 6.15 montrent qu'il existe une incertitude $\delta\varepsilon$ sur cette quantité. Nous avons choisi le cas le plus pessimiste, c'est-à-dire qu'en réalité nous utilisons l'efficacité la plus faible, $\varepsilon' = \varepsilon - \delta\varepsilon$.

D'autre part, la masse de la superparticule au point étudié détermine la fenêtre de masses de l'analyse, ce qui donne le nombre d'événements observés et attendus après la coupure (ainsi que l'erreur sur ce dernier chiffre). Ces résultats conduisent alors au calcul de N_{95} (limite supérieure à 95 % de niveau de confiance sur le nombre d'événements de signaux). Pour ce calcul, nous utilisons le programme ALRMC [62]. Ce programme propose une méthode basée sur les rapports de vraisemblance : pour un canal unique, les résultats sont très proches de ceux déterminés par la simple loi de Poisson décrite dans le chapitre 3. Dans le cas présent, l'avantage de ce programme réside dans la prise en compte des incertitudes sur le nombre d'événements attendus (grâce à l'utilisation d'une loi gaussienne). La quantité N_{95} fournie par ce programme incorpore ainsi les erreurs systématiques et statistiques.

En ce même point des paramètres supersymétriques, la section efficace de production, $\sigma_{modèle}$, permet de calculer le nombre d'événements de signal attendu au sein du modèle : $N_{modèle} = \varepsilon' \, \sigma_{modèle} \, \mathcal{L}$, où $\mathcal{L}$ est la luminosité intégrée. Ce point sera exclu si le nombre d'événements de signaux prévus par le modèle est supérieur à la limite expérimentale sur le nombre d'événements de signaux, c'est-à-dire si $N_{modèle} > N_{95}$. Dans le cas contraire, le point n'est pas exclu.

Bien entendu, la méthode est la même pour l'analyse avec désintégration indirecte à la différence près que les masses du chargino et du neutralino entrent en jeu toutes les deux (par exemple pour l'interpolation à trois dimensions de l'efficacité).

Ce procédé est répété pour tous les points de l'espace supersymétrique étudiés. Au final, on obtient des zones de points exclus par chacune des analyses. Comme on l'a vu, ces zones exclues tiennent compte des incertitudes statistiques et systématiques.

Les résultats des analyses effectuées à LEPI (prises de données au pic du Z de 1989 à 1995) et au SLC (collisionneur électron-positon à 91 GeV avec faisceau d'électron polarisé) aident pour l'exclusion de certaines zones de paramètres. Ces analyses sont basées sur la comparaison entre la mesure très précise de la largeur du boson Z et sa prédiction théorique par le modèle standard. Les données collectées à 91 GeV n'ont pas mis à jour de déviation entre la mesure et la prédiction. Une limite a donc été mise sur la contribution de phénomènes nouveaux à la largeur du Z [63] :

$$\Gamma_{nouveau} < 6{,}3 \text{ MeV} \qquad (95~\%\text{ de niveau de confiance}),$$

où $\Gamma_{nouveau}$ est la largeur de désintégration du Z en particules nouvelles. Cette limite permet de poser des contraintes sur la section efficace des phénomènes nouveaux :

$$\sigma_{nouveau} < \frac{\Gamma_{nouveau}}{\Gamma_{partielle}} \sigma_Z,$$

où $\Gamma_{partielle}$ est la largeur partielle du Z dans un canal dont l'état final est proche des phénomènes nouveaux, et σ_Z la section efficace totale du Z ($\sigma_Z = 41{,}49$ nb à 91 GeV).

Dans notre cas, nous recherchons des créations de paires de charginos ou de neutralinos[13]. La désintégration de ces superparticules, via un couplage λ'', conduit à un état final hadronique. Or, la largeur partielle hadronique vaut 1 743,8 MeV à 91 GeV. Le calcul donne donc :

$$\frac{\Gamma_{nouveau}}{\Gamma_{partielle}} \sigma_Z = 150 \text{ pb}.$$

[13] À 91 GeV, nous considérons les quatre neutralinos et les deux charginos : les désintégrations de ceux-ci vont en effet toutes contribuer à la largeur du Z.

En conclusion, un point de l'espace des paramètres supersymétriques est exclu si la somme des sections efficaces de création de paires est supérieure à 150 pb :

$$\sum_{i,j=1,2} \sigma_{\tilde{\chi}_i^+ \tilde{\chi}_j^-} + \sum_{i,j=1,4} \sigma_{\tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0} > 150 \text{ pb.}$$

Les zones exclues grâce aux analyses avec désintégration directe, avec désintégration indirecte et avec la largeur du Z sont toutes trois indépendantes, et leurs contributions sont donc ajoutées. La figure 6.35 montre ces zones exclues dans le plan (μ, M_2) pour des valeurs fixées de $\tan\beta$ et de m_0 et pour des énergies comprises entre 206 GeV et 207 GeV (correspondant à une luminosité intégrée de 60 pb^{-1}). Pour m_0=90 GeV/c^2 et $\tan\beta$=1,5, on remarque l'effet de l'interférence destructive entre la voie s et la voie t pour la production de paires de charginos.

En comparant d'une part le domaine d'exclusion fourni par la largeur du Z et d'autre part la figure 4.11, page 100, on constate que toute les zones où le chargino s'identifiait à la LSP sont exclues par les données prises à LEPI. Ainsi, dans le cadre du modèle mSUGRA, la LSP est toujours le neutralino[14].

Combinaison des résultats

Dans le chapitre 4, il a été vu que la section efficace du chargino était relativement élevée jusqu'à des valeurs de sa masse très proche de la limite cinématique. Ainsi, pour la recherche de charginos, on pourrait se contenter d'utiliser l'énergie la plus haute (à la condition que la luminosité intégrée soit supérieure à quelques dizaines de picobarn) : cela suffirait à exclure la zone des paramètres supersymétriques accessibles au LEP grâce à une telle analyse. Cependant, dans le cas d'une recherche de neutralinos, c'est la luminosité intégrée qui va permettre d'améliorer les limites. Il est donc nécessaire de *combiner* les analyses effectuées aux différentes énergies (de 192 GeV à 209 GeV) pour gagner en sensibilité. Cette combinaison rend possible l'interprétation des résultats en utilisant 450 pb^{-1} de luminosité intégrée collectée à ces énergies. Comme déjà mentionné, les résultats déterminés à 189 GeV ne sont pas incorporés dans cette combinaison (sachant que cette énergie n'est utilisée que pour la détermination de la correction).

En chaque point de l'espace des paramètres, à une énergie donnée[15] (et donc à une luminosité donnée), il suffit de réunir le nombre d'événements de signal prévu par le modèle, $N_{modèle,\,i}$, le nombre de données observées, $N_{obs,\,i}$, le nombre d'événements attendus issus des processus du modèle standard, $N_{F,\,i}$ et l'erreur sur ce chiffre, $\delta N_{F,\,i}$ (où i représente une énergie, ou un intervalle d'énergie). Les nombres d'événements de données sont ajoutés entre eux, ainsi que les nombres d'événements de bruit de fond et leurs erreurs. Grâce au programme ALRMC et en utilisant ces sommes, $N_{obs,\,total}$ et $N_{F,\,total} \pm \delta N_{F,\,i}$, le nombre d'événements de signal exclu à 95 % de niveau de confiance, $N_{95,\,total}$, est calculé (celui-ci prend donc en compte les erreurs étudiées précédemment). Par ailleurs, le nombre d'événements prévus par le modèle est sommé énergie par énergie ($N_{modèle,\,total}$). Le point donné est alors exclu si le nombre d'événements prévus par le modèle est supérieur à la limite observée sur le nombre d'événements de signal :

$$N_{modèle,\,total} > N_{95,\,total}.$$

La figure 6.36 illustre le résultat de cette combinaison (de 192 GeV à 209 GeV avec une luminosité intégrée de 450 pb^{-1}). En comparant avec la figure 6.35, on s'aperçoit, comme anticipé, que

[14] Cette observation est valide qu'il y ait conservation ou non de la R-parité.

[15] Pour l'année 2000, il s'agit d'intervalles d'énergie.

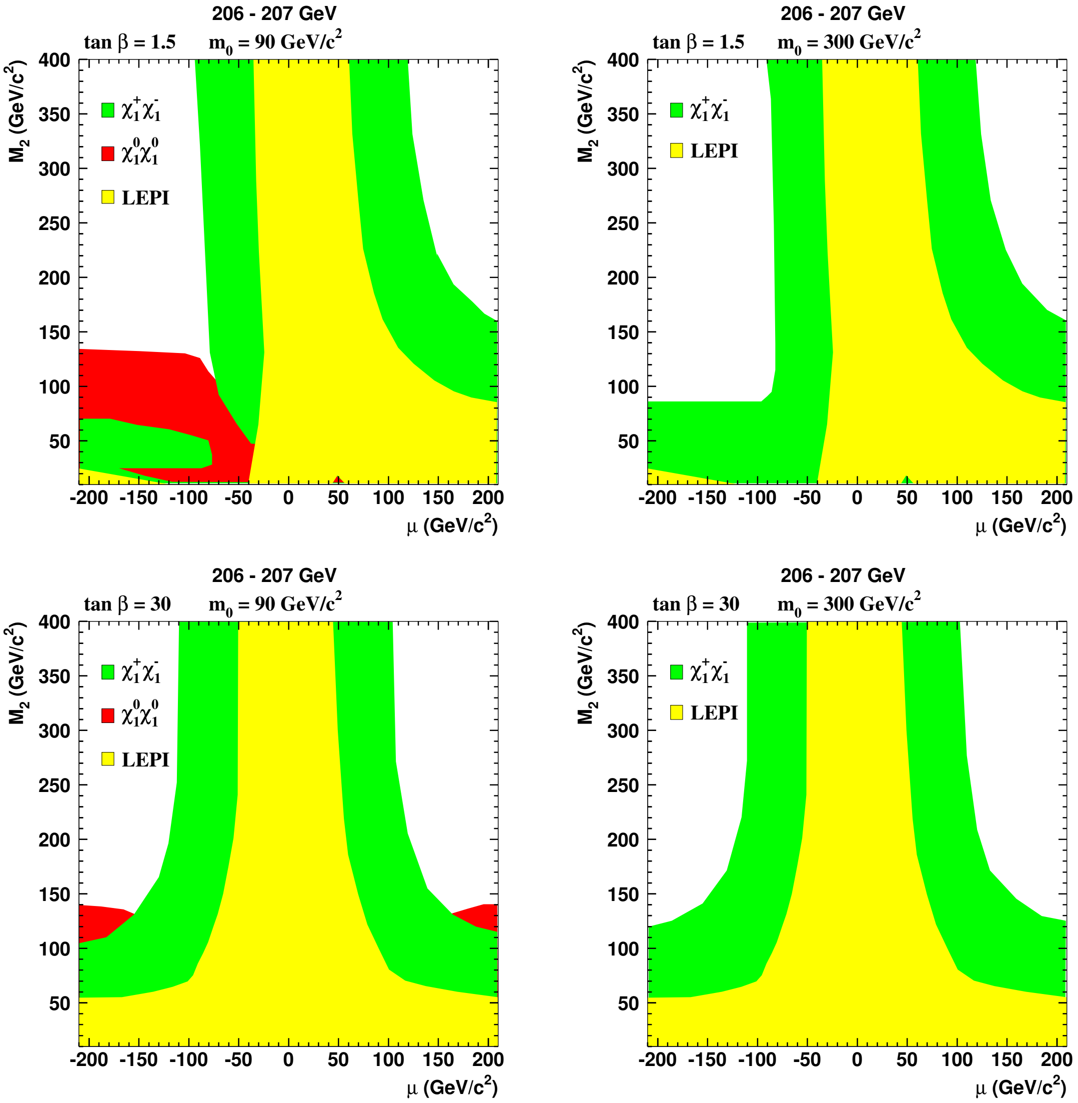


FIG. 6.35 – Exclusion des domaines de paramètres dans le plan (μ, M_2) pour des valeurs de $\tan\beta$ de 1,5 et de 30, et pour des valeurs de m_0 de 90 et 300 GeV/c^2. La légende sur la figure détaille la contribution des différentes analyses. Ces domaines d'exclusion ont été déterminés à des énergies comprises entre 206 GeV et 207 GeV (ce qui représente une luminosité intégrée de 60 pb^{-1}).

l'exclusion apportée par l'analyse avec désintégration indirecte n'est pas sensiblement améliorée par la combinaison. Au contraire, la zone exclue à l'aide de l'analyse avec désintégration directe (qui correspond à la production de paires de neutralinos) est étendue grâce à la combinaison de toutes les énergies. On note cependant des "brèches" dans ces zones : celles-ci sont liées à la difficulté de discrimination des processus à 6 jets par rapport aux processus standard. De plus, elles correspondent à la jonction entre deux fenêtres de masses où l'efficacité est systématiquement plus faible.

On remarque que, des deux analyses effectuées dans cette thèse, c'est l'analyse avec désintégration indirecte qui offre la meilleure exclusion. En effet, on sait que la section efficace pour les charginos est élevée par rapport à celle des neutralinos (voir par exemple la figure 4.6, page 95). On avait également vu qu'il existait quelques zones où la section efficace de neutralinos dominait sur celle des charginos (figure 4.9, page 98). Ces zones se retrouvent effectivement pour les domaines exclus grâce à l'analyse avec désintégration directe. Elles correspondent à des faibles valeurs de m_0 où l'interférence entre les diagrammes de la voie s et la voie t est destructive pour les charginos, tandis que cette interférence est constructive pour les neutralinos.

Exclusion des masses des superparticules

Ces domaines d'exclusion permettent de poser des limites sur les masses des charginos et des neutralinos. Afin d'optimiser la sensibilité, nous utiliserons évidemment les résultats issus de la combinaison des différentes analyses. Il est important de noter que ces limites sur les masses ne seront valables qu'au sein du modèle mSUGRA.

Pour donner des limites indépendantes des paramètres μ, M_2, m_0 et $\tan\beta$, nous allons réutiliser les résultats de l'étude effectuée au chapitre 4. Nous avions vu que la zone où la section efficace est la plus faible en moyenne correspondait aux valeurs suivantes des paramètres :

$$\mu \in [-200, 0] \text{ GeV}/c^2, \quad M_2 \in [30, 150] \text{ GeV}/c^2, \quad \tan\beta = 1, \quad m_0 = 500 \text{ GeV}/c^2.$$

Dans cette section, nous nous plaçons dans cette zone de façon à trouver des limites en masse les plus pessimistes possibles. Ces limites seront par conséquent valables quelle que soit la valeur des paramètres. La figure 6.37 montre les domaines exclus pour ces valeurs des paramètres (on remarque que seule l'analyse avec désintégration indirecte aide à l'exclusion).

À chaque point de cette zone correspond une masse de chargino et de neutralino. Les lignes isomasses représentent l'ensemble de ces points pour une masse donnée. Si une ligne isomasse est entièrement contenue dans le domaine exclu montré sur la figure, alors la masse qu'elle représente est exclue à 95 % de niveau de confiance. Ainsi, la limite sur la masse sera égale à la masse la plus grande dont la ligne d'isomasse est contenue entièrement dans la zone exclue.

Pour illustration, la figure 6.37 représente quelques lignes isomasses du neutralino. On observe que la ligne isomasse correspondant à une masse du neutralino de 38 GeV/c^2 est tout juste entièrement contenue dans la zone des paramètres exclus.

L'utilisation de ce procédé conduit aux limites suivantes sur les masses (limites définies à 95 % de niveau de confiance) :

$$\begin{aligned} M_{\widetilde{\chi}_1^\pm} &> 102{,}5 \text{ GeV}/c^2 \;; \\ M_{\widetilde{\chi}_1^0} &> 38 \text{ GeV}/c^2 \;; \\ M_{\widetilde{\chi}_2^0} &> 64 \text{ GeV}/c^2. \end{aligned}$$

Ces limites ont été obtenues en combinant tous les résultats de 192 GeV à 209 GeV et sont

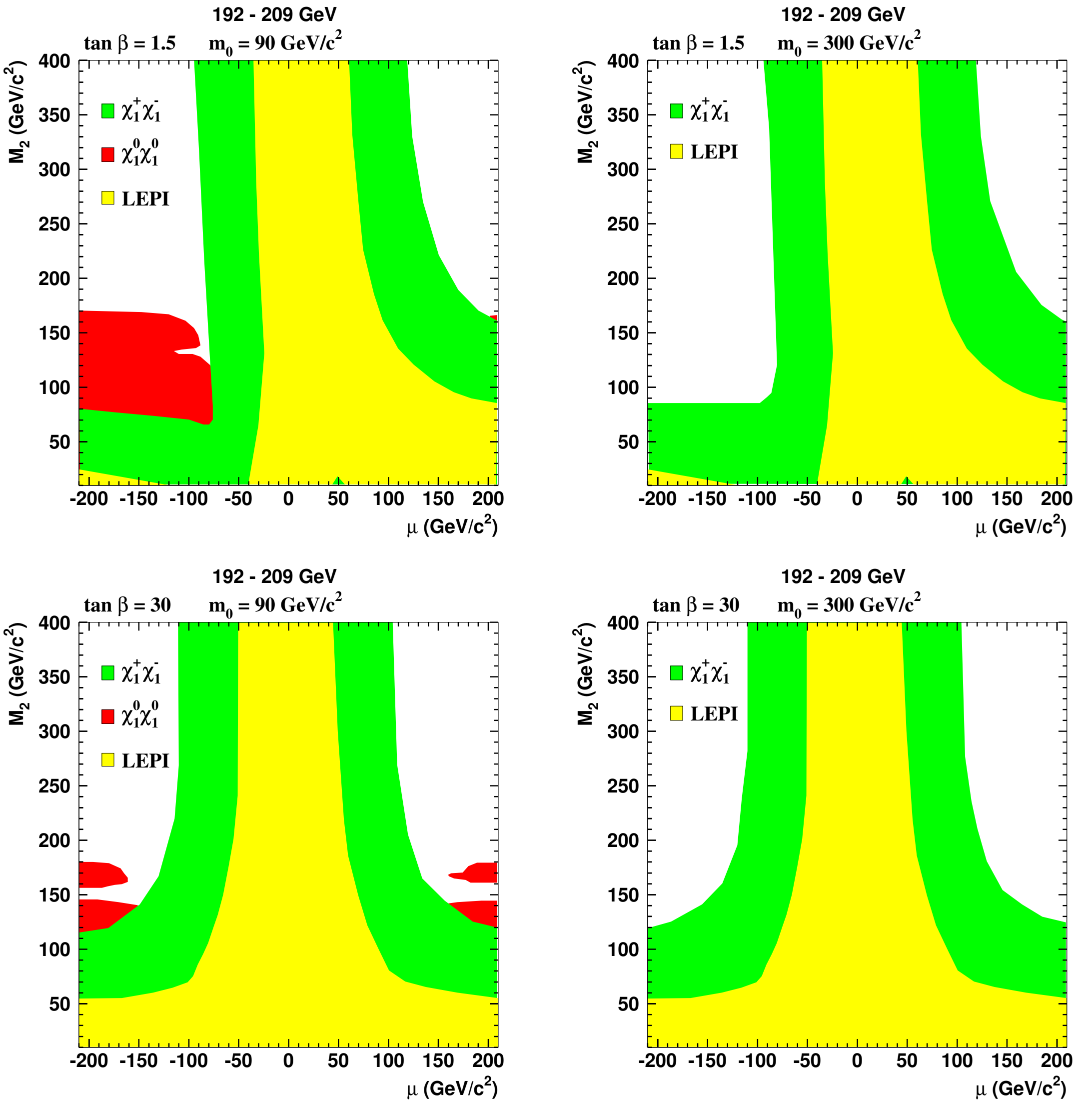


FIG. 6.36 – Exclusion des domaines de paramètres dans le plan (μ, M_2) pour des valeurs de $\tan\beta$ de 1,5 et de 30, et pour des valeurs de m_0 de 90 et 300 GeV/c^2. La légende sur la figure détaille la contribution des différentes analyses. Ces domaines d'exclusion ont été déterminés en combinant les analyses de 192 GeV à 209 GeV.

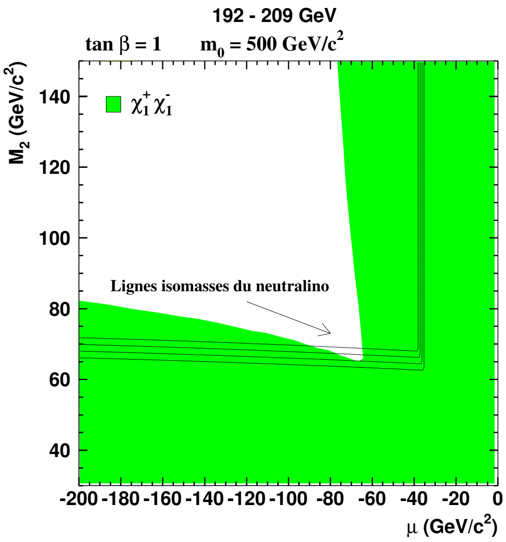


FIG. 6.37 – Exclusion du domaine de paramètres dans la zone la plus pessimiste. Ce domaine d'exclusion a été déterminé en combinant les analyses de 192 GeV à 209 GeV. Les lignes isomasses du neutralino pour des masses de 37, 38, 39 et 40 GeV/c^2 (du bas vers le haut) sont également représentées.

indépendantes de μ, M_2, m_0 et $\tan\beta$[16]. Ces contraintes tiennent compte des erreurs statistiques et systématiques déterminées dans cette thèse.

Comme prévu, la limite sur la masse du chargino atteint presque la limite cinématique. Il faut également noter que la limite sur le deuxième neutralino le plus léger a été déterminée de façon indirecte.

Il est intéressant d'étudier comment évoluent ces limites en fonction de $\tan\beta$. La figure 6.38 montre cette évolution pour la limite sur la masse du chargino et du neutralino le plus léger en fonction de ce paramètre. La limite sur la masse du chargino ne varie pratiquement pas avec $\tan\beta$ (car dans tous les cas la section efficace de chargino ne chute qu'au voisinage de la limite cinématique). Au contraire, un minimum est observé sur la limite du neutralino le plus léger pour $\tan\beta = 1$, et cette limite tend vers 63 GeV/c^2 dès que la valeur de $\tan\beta$ est supérieure à 9.

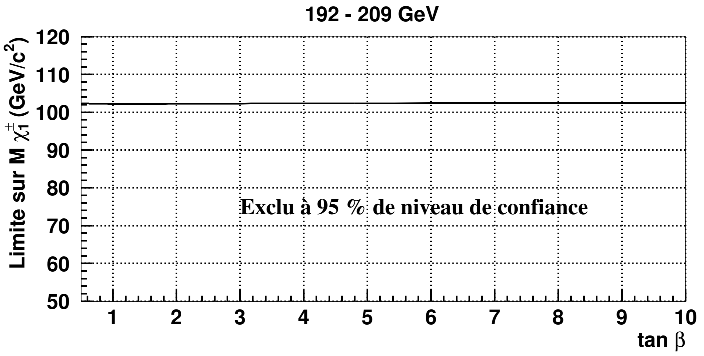
6.7.3 Peut-on prendre en compte la limite sur $\tan\beta$?

Les résultats sur la recherche des bosons de Higgs supersymétriques conduisent à des zones d'exclusion dans le plan $(m_h, \tan\beta)$ (voir la figure 1.8, page 39). Ces résultats permettent de poser des contraintes sur les valeurs que ne peut pas prendre $\tan\beta$:

$$\tan\beta \notin [0{,}48; 2{,}38] \quad \text{(exclu à 95 \% de niveau de confiance).} \tag{6.2}$$

Si cette contrainte est prise en compte dans l'analyse à grand nombre de jets, la limite sur la masse du neutralino s'améliore nettement. La figure 6.38 montre que cette limite passerait de 38 à 52 GeV/c^2. La question est alors la suivante : dans le cadre de la supersymétrie avec violation

[16]Au début de la thèse, les limites étaient de 87 GeV/c^2 sur la masse du chargino et de 21 GeV/c^2 sur la masse du neutralino.



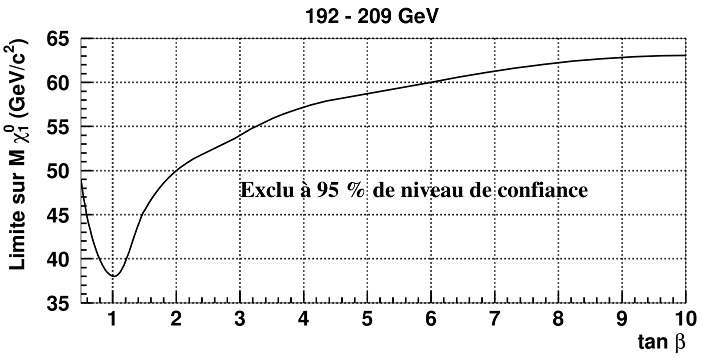


FIG. 6.38 – Évolution de la limite sur la masse du chargino (en haut) et sur la masse du neutralino le plus léger (en bas) en fonction de $\tan\beta$. Ces limites sont calculées après combinaisons des résultats de 192 GeV à 209 GeV.

de la R-parité, est-il permis d'utiliser la limite sur $\tan\beta$? Les recherches effectuées sur les bosons de Higgs supposent en effet d'une part que la R-parité est conservée, et d'autre part que les bosons de Higgs se désintègrent en deux quarks b.

Qu'en est-il si l'on se place dans le cas de la R-parité violée ? Supposons par exemple que la masse du neutralino soit inférieure à la moitié de la masse d'un des bosons de Higgs. Dans ce cas, la désintégration de ce boson de Higgs en deux neutralinos est possible. La R-parité étant violée, le neutralino va se désintégrer en 6 jets[17]. La figure 6.39 montre deux exemples de topologie possible au LEP. Le diagramme de production hZ conduit à un état final contenant 8 jets dans 69,9 % des cas (6 jets et deux leptons dans le reste des cas). Le diagramme de production associée hA est également montré et pourrait alors conduire jusqu'à 12 jets dans l'état final.

Ces signatures n'ont encore jamais été recherchées au LEP. Il est cependant raisonnable de penser que les analyses présentées dans cette thèse, en particulier les analyses avec désintégration indirecte, sont relativement sensibles à de tels signaux. Le fait qu'aucun excès n'ait été observé semble montrer que ce genre de signature est absent des données. Cependant, une analyse plus détaillée (avec simulation du signal et reconstruction de la masse du boson de Higgs et du Z) serait sans aucun doute préférable.

On peut donc affirmer qu'il n'est pas possible de prendre en compte la limite sur $\tan\beta$ dans

[17]Dans le cas de la conservation de la R-parité, le neutralino s'échappe du détecteur et on parle alors de recherche du boson de Higgs invisible [64]. Ce canal est pris en compte dans les études faites au LEP.

le cadre de cette étude. L'exclusion donnée par (6.2) repose sur des recherches qui ne sont pas nécessairement valables dans le cadre de la violation de la R-parité[18]. En conclusion, aucune hypothèse ne sera faite sur les valeurs de $\tan\beta$ dans cette thèse.

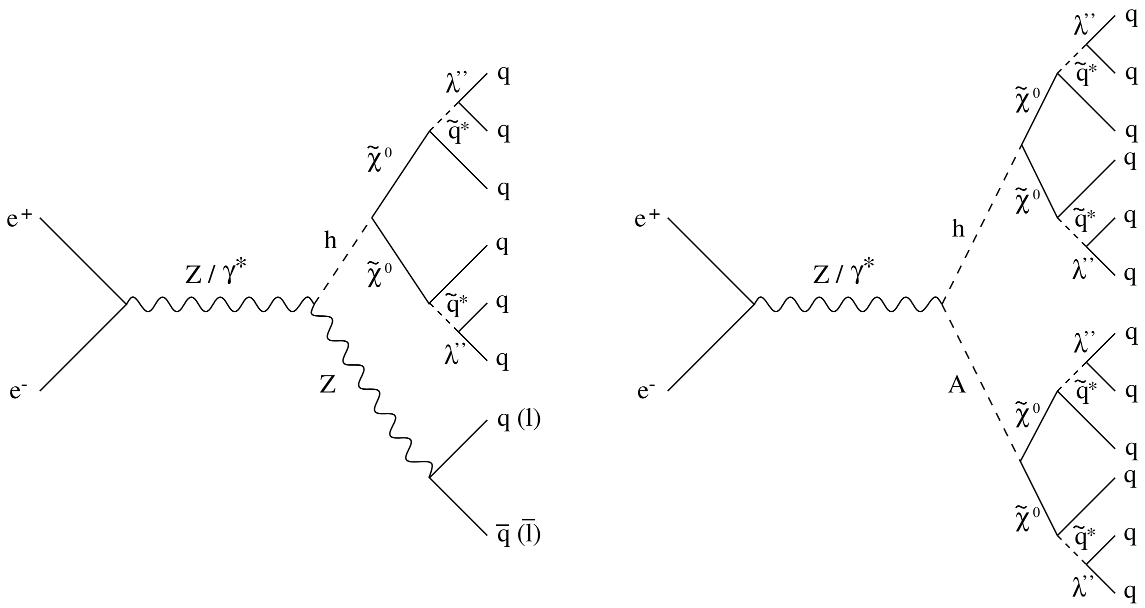


FIG. 6.39 – Production de bosons de Higgs et mode de désintégration via un couplage λ'' (il est supposé que $M_h(M_A) \geq 2\,M_{\tilde{\chi}^0_1}$).

6.8 Perspectives

Aucun signal lié à la supersymétrie avec violation de la R-parité n'a été détecté au LEP et il est donc nécessaire de se tourner vers les collisionneurs futurs pour des études supplémentaires.

Tout d'abord, nous nous intéressons à ce que peuvent apporter les collisionneurs hadroniques à la recherche de processus faisant intervenir des couplages λ''. Le Tevatron a reçu des améliorations par rapport à ses premières années de fonctionnement et a été de nouveau mis en service au début de l'année 2001. Ce collisionneur $p\bar{p}$ possède une énergie dans le centre de masse de 2 TeV et a pour but de collecter une luminosité intégrée supérieure à 10 fb^{-1}. Le LHC, collisionneur pp, fonctionnera à une énergie de 14 TeV avec une luminosité intégrée qui dépassera sans doute 100 fb^{-1}. Au sein de ces accélérateurs, les particules supersymétriques peuvent être produites par des diagrammes similaires à celui présenté sur la figure 6.40 (dont la particularité est de posséder une grande section efficace). Les squarks produits se désintégreraient ensuite de façon indirecte en un quark et un neutralino. De la même manière que dans notre étude, le neutralino irait ensuite en trois quarks par l'intermédiaire d'un couplage λ''. On constate ainsi que l'état final serait constitué de 8 quarks. Malheureusement, le bruit de fond hadronique est très important dans ce type de collisionneur, et il y a peu d'espoir d'être en mesure de détecter des signaux multijets (à moins que les squarks et les gluinos soient légers de façon à avoir une section efficace de production plus importante) [65, 66]. Par exemple, au LHC, après une coupure demandant

[18]Dans le cas où le neutralino n'est plus accessible de façon cinématique pour le boson de Higgs, celui-ci se désintègre de façon habituelle en $b\bar{b}$.

que l'événement soit central, la section efficace du bruit de fond hadronique est de l'ordre de 1000 nb pour la production de deux jets, et de 0,1 nb pour la production de 6 jets [66].

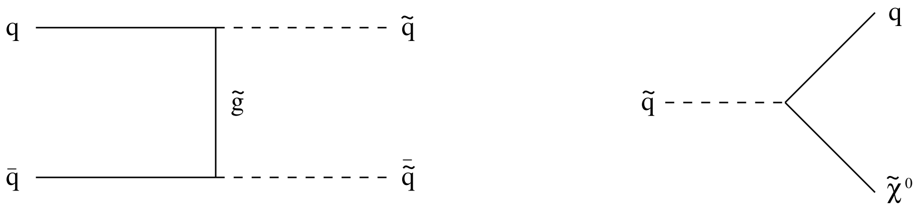


FIG. 6.40 – Production et désintégration de squarks au sein d'un collisionneur hadronique. Dans le diagramme de gauche, les squarks et les gluinos sont interchangeables. De même, des diagrammes similaires sont envisageables avec un état initial contenant des gluons.

D'autres modes de production sont imaginables : il est par exemple possible de produire un squark dans la voie s (voir la figure 6.41). Dans ce cas, la masse invariante des deux jets montrerait la présence d'un pic à la masse du squark. Cependant, il est nécessaire que les couplages mis en jeu dans cette interaction soient assez importants pour que ce pic soit détectable par rapport au bruit de fond hadronique. Pour illustration, un couplage λ'' de l'ordre de 1 conduirait à une section efficace de 25 nb.

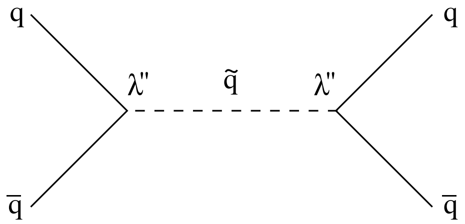


FIG. 6.41 – Production et désintégration d'un squark dans la voie s par l'intermédiaire de couplages λ''.

La recherche de signaux multijets dans les collisionneurs hadroniques ne sera ainsi réalisable que très difficilement. Un moyen plus simple pour pouvoir produire des résultats consiste à s'aider de l'énergie manquante et des leptons produits dans l'état final. Par exemple, il serait possible d'étudier la production d'un quark t accompagné d'un quark b via le diagramme de la figure 6.41. La désintégration du quark t conduirait alors en particulier à un lepton énergique et à de l'énergie manquante. La réaction $q\bar{q} \longrightarrow \widetilde{t}_1 \longrightarrow b\widetilde{\chi}_1^+$ avec $\widetilde{\chi}_1^+ \longrightarrow l^+\nu\widetilde{\chi}_1^0$ a été également étudiée au sein de la collaboration Tevatron et permettrait d'utiliser les leptons de l'événement pour distinguer le signal [65]. Ces analyses se restreignent cependant à des couplages λ''_{ijk} avec i, j et k prenant des valeurs bien précises.

En résumé, détecter des événements ayant interagi par le biais de constantes de couplage λ'' reste un défi dans un environnement hadronique. Les recherches concernant ces canaux seront très délicates et les limites présentées dans cette thèse ne seront que difficilement améliorées.

Le prochain collisionneur linéaire e^+e^-, qui fonctionnera à une énergie de 500 GeV avec une luminosité intégrée supérieure à 100 fb^{-1}, est beaucoup plus prometteur concernant l'étude des couplages λ''. La phénoménologie est identique à celle du LEP, mais l'énergie et la luminosité élevées permettront d'avoir une sensibilité importante aux grandes masses des charginos et des neutralinos. Concernant les bruits de fond, la production d'événements $t\bar{t}$ viendra s'ajouter à ceux déjà présents au LEP. Ce bruit de fond compliquera l'étude puisque 6 jets peuvent être contenus dans l'état final. Des analyses ont montré néanmoins qu'une reconstruction de masse était possible pour le signal et que celui-ci pourrait être distingué des processus du modèle standard sans trop de difficultés [67].

Il est également important de noter que les prochains collisionneurs produiront un grand nombre d'événements multijets (ceux-ci étant prédits par le modèle standard). Plusieurs millions d'événements à 6 jets seront produits au sein du LHC. Au prochain collisionneur linéaire e^+e^-, comme on l'a vu, la production de paires de quarks t conduira à un état final pouvant contenir 6 jets. Ce taux important d'événements multijets observés permettra une meilleure compréhension du mécanisme de l'hadronisation, et en particulier du rayonnement de gluons. Grâce à ces millions d'événements, les modèles pourront être vérifiés de façon très précise.

Conclusion

Des productions de paires de charginos et de neutralinos ont été recherchées au sein du détecteur DELPHI. Cette étude a tiré parti de 450 pb^{-1} de luminosité intégrée avec des énergies variant de 192 GeV à 209 GeV. Les différentes analyses sont basées sur des réseaux de neurones qui offrent une bonne discrimination entre le signal et les processus du bruit de fond. Les variables discriminantes reposent principalement sur les valeurs de transition qui permettent de caractériser les événements à grand nombre de jets. Aucun excès par rapport aux prédictions du modèle standard n'a été observé dans les données. Il est possible d'interpréter ces résultats dans le cadre du modèle mSUGRA et de poser ainsi des contraintes sur les paramètres supersymétriques. Les analyses effectuées dans cette thèse donnent les limites suivantes sur les masses des superparticules (à 95 % de niveau de confiance) :

$$\begin{aligned} M_{\tilde{\chi}_1^\pm} &> 102{,}5 \text{ GeV}/c^2 \; ; \\ M_{\tilde{\chi}_1^0} &> 38 \text{ GeV}/c^2 \; ; \\ M_{\tilde{\chi}_2^0} &> 64 \text{ GeV}/c^2. \end{aligned}$$

Ces limites prennent en compte les erreurs statistiques et systématiques des analyses.

Troisième partie

Recherche de production isolée de quark t

Chapitre 7

Recherche de production isolée de quark t

Dans cette troisième partie, nous supposons que seules les constantes de couplage λ' sont dominantes. Cette hypothèse conduit à une possible production d'un quark t accompagné d'un quark léger. Ce chapitre est consacré à l'étude et à la recherche d'un tel signal. Nous nous intéresserons tout d'abord au mode de production du signal et à sa section efficace, et nous discuterons de la génération des événements. Nous présenterons ensuite les limites indirectes sur les constantes de couplage λ'. La désintégration du quark t conduisant à un état final contenant des leptons et des quarks b, nous décrirons les techniques d'identification de ces particules. Nous détaillerons alors la présélection et l'analyse dans chacun des canaux étudiés. Enfin, à partir de ces résultats, nous déduirons des limites directes sur les couplages λ'.

7.1 Étude du signal

7.1.1 Diagrammes de production

Nous avons vu dans le chapitre 1 que les limites inférieures sur la durée de vie du proton contraignaient fortement le produit des constantes de couplage $\lambda'\lambda''$. Dans cette partie, nous supposerons que seuls les couplages du type λ' sont non nuls ou non négligeables.

Ces couplages induisent une interaction entre un slepton et deux quarks ou entre un squark, un quark et un lepton (figure 7.1).

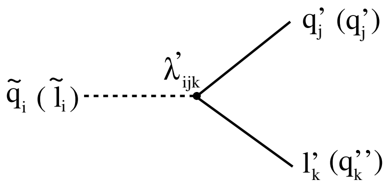


FIG. 7.1 – Interaction impliquant la constante de couplage λ'.

Au LEP, ces interactions peuvent intervenir directement au niveau de la production (et non pas seulement au niveau de la désintégration comme c'était le cas dans la partie précédente). Une possibilité intéressante expérimentalement est représentée sur la figure 7.2. Dans ce diagramme, un squark de type bas (c'est-à-dire le partenaire supersymétrique des quarks bas d, s ou b) de chiralité droite est échangé dans la voie u[1]. L'état final constitue une signature très particulière

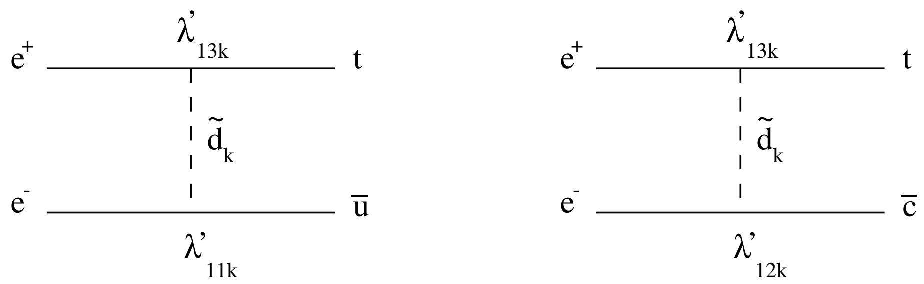


FIG. 7.2 – À gauche : production d'un état final $t\bar{u}$ au LEP via les constantes de couplage λ'_{13k} et λ'_{11k}. À droite : production d'un état final $t\bar{c}$ via les constantes de couplage λ'_{13k} et λ'_{12k}. La notation $\widetilde{d}$ pour le squark échangé dénote de façon générique les trois squarks de type bas (*down* en anglais) $\widetilde{d}$, $\widetilde{s}$ et $\widetilde{b}$.

au LEP : un quark t accompagné de quarks légers u ou c. Deux constantes λ'_{ijk} différentes entrent en jeu dans ce diagramme. Le vertex impliquant le positon et le quark t fait intervenir la constante λ'_{13k} : le premier indice représente la famille de l'électron ($i = 1$), le deuxième la famille du quark t ($j = 3$) et le troisième la famille du squark de type bas (avec $\widetilde{d}_1 \equiv \widetilde{d}$, $\widetilde{d}_2 \equiv \widetilde{s}$ et $\widetilde{d}_3 \equiv \widetilde{b}$ - aucune hypothèse n'étant faite à présent sur l'indice k). La deuxième constante de couplage correspond à λ'_{12k} pour un quark c dans l'état final, et à λ'_{11k} pour un quark u.

Le fait que ces couplages interviennent dans le diagramme de production nous permettra d'évaluer directement leur valeur (par la connaissance de la section efficace de production). Si aucun signal n'est découvert, des limites pourront être placées sur le produit des deux couplages. Ces limites sont appelées *limites directes*. En effet, comme nous le verrons dans la suite, la plupart des contraintes sur les constantes de couplage sont déterminées à partir des mesures dans le cadre du modèle standard : les limites sont déduites grâce à la différence entre ces mesures et la prédiction théorique au sein du modèle standard. L'avantage de la présente étude par rapport aux analyses précédentes provient du fait que l'on sonde directement la valeur de ces couplages. Ces deux types d'approche sont donc en quelque sorte complémentaires.

En résumé, les signaux étudiés dans cette partie de la thèse sont les suivants :

$$\begin{aligned} e^+e^- &\longrightarrow t\bar{u} + \bar{t}u\ ; \\ e^+e^- &\longrightarrow t\bar{c} + \bar{t}c. \end{aligned}$$

Bien que l'étude en ait été proposée à plusieurs reprises [68, 69, 70], ce signal n'a jamais été étudié au LEP dans le cadre de la violation de la R-parité. Cette recherche est intéressante à plusieurs titres : d'une part, les diagrammes 7.2 impliquent des changements de saveur fortement défavorisés dans le cadre du modèle standard, et d'autre part il est remarquable de constater qu'un quark t pourrait être produit au LEP.

[1] En effet, pour respecter la conservation de la charge, le positon donne un quark t (et un antisquark virtuel), l'électron donne un antiquark $\bar{u}$ ou $\bar{c}$ (et un squark virtuel). Le diagramme associe des particules avec des antiparticules : il s'agit donc d'une voie u.

7.1.2 Motivations pour la recherche de changements de saveur défavorisés

L'interaction faible, via le boson W, permet une transition à l'intérieur d'un doublet SU(2) d'une même famille. Les changements de saveur entre famille[2] sont au contraire fortement défavorisés dans le cadre du modèle standard : ces processus font intervenir un boson Z et sont appelés *changements de saveur par courant neutre* (*flavour changing neutral current*, ou *FCNC* en anglais). Les états finals étudiés $t\bar{u}$ et $t\bar{c}$[3] sont deux exemples de processus avec changements de saveur fortement défavorisés dans le modèle standard.

Changements de saveur par courant neutre dans le modèle standard

Dans le modèle standard, ce type de changement de saveur est strictement interdit au niveau des diagrammes en arbre du fait de l'unitarité de la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Les diagrammes à une boucle sont représentés sur la figure 7.3. Les trois saveurs des quark circulant dans la boucle sont à considérer lors du calcul de la contribution de ces graphes. Les éléments de la matrice CKM interviennent au niveau des deux vertex des différentes boucles. Comme la matrice CKM est unitaire, les trois graphes (associés aux trois quarks possibles dans la boucle) vont se compenser exactement et tous les diagrammes auront ainsi une contribution nulle. Ce mécanisme est appelé mécanisme de Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM) [71]. Cependant, ce calcul suppose que les masses des quarks sont dégénérées. Cette hypothèse est une approximation[4] qui implique qu'en réalité les diagrammes de la figure 7.3 ne sont pas rigoureusement interdits, mais plutôt fortement défavorisés. Plus la différence de masse des quarks présents dans la boucle des diagrammes est petite, et plus cette suppression sera importante. Ainsi, les changements de saveur $t\bar{u}$ ou $t\bar{c}$ sont présents à un niveau très faible dans le modèle standard en raison de la petite différence de masse entre les quarks de type bas. Par exemple, la section efficace du processus $e^+e^- \longrightarrow t\bar{c}$ est de l'ordre de 10^{-9} fb à 200 GeV dans le modèle standard [72]. Le LEP devrait fonctionner pendant plusieurs milliards d'année pour espérer voir un événement avec à la fois un quark t et un quark charmé. Une découverte d'événements avec ce type de changement de saveur signerait sans ambiguïté un processus issu d'une physique au-delà du modèle standard.

Changements de saveur par courant neutre au-delà du modèle standard

Les contributions du MSSM avec conservation de la R-parité proviennent du mélange des squarks. Il a cependant été montré que le processus $e^+e^- \longrightarrow t\bar{c}$ donnait des contributions négligeables qui ne pouvaient être décelées dans les détecteurs actuels (bien que cette contribution soit supérieure à celle du modèle standard) [73].

Il est également possible d'étudier ces processus dans le cadre d'un modèle général avec deux doublets de Higgs. Les résultats montrent alors que le nombre d'événements attendus est beaucoup trop faible pour être mesurable au LEP [74].

Nous verrons un peu plus loin la section efficace prédite par les modèles avec violation de la R-parité.

7.1.3 Désintégration du quark t

La physique du quark t est très différente de celle des quarks b et c. En effet, la masse très élevée de ce quark, $m_t = 174{,}3 \pm 5{,}1$ GeV$/c^2$, conduit à une grande valeur de sa largeur de

[2] Ceux-ci sont l'exact parallèle des changements du nombre leptonique.

[3] Dans toute la suite, les états conjugués de charge $\bar{t}u$ et $\bar{t}c$ seront sous-entendus.

[4] Le calcul exact basé sur le mécanisme de GIM a permis de prédire l'existence et la masse du quark c.

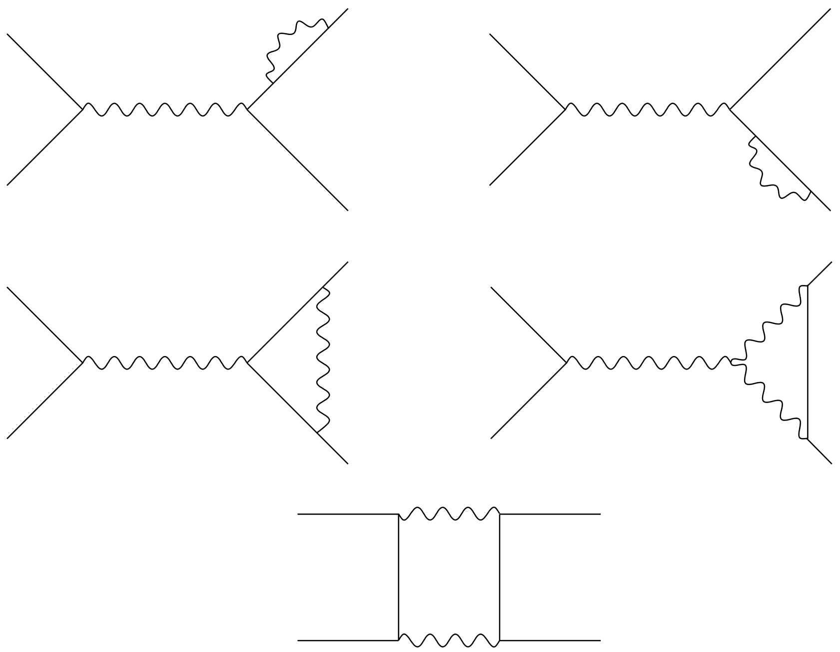


FIG. 7.3 – Diagrammes de Feynman à une boucle contribuant aux changements de saveur par courant neutre.

désintégration : $\Gamma_t = 1{,}55$ GeV$/c^2$. La durée de vie du quark t est donc de 4.10^{-25} s. Or, le temps caractéristique avant que des effets non perturbatifs via l'interaction forte se ressentent est de 3.10^{-21} s, soit un rapport de quatre ordres de grandeur. Le quark t, contrairement aux autres quarks, se désintègre avant que n'interviennent des effets de chromodynamique quantique : il ne peut donc pas y avoir création de méson T.

La désintégration du quark t est la suivante (avec un rapport de branchement proche de 100 %)[5] :

$$t \longrightarrow bW.$$

Cette désintégration constitue une signature relativement claire au LEP. En effet, une reconstruction de masse est possible à la fois pour le boson W (produit sur sa couche de masse) et pour le quark t. De plus, l'étiquetage des quarks b est utilisable et permettra une bonne discrimination contre certains des processus issus du modèle standard. Dans 68,5 % des cas, le boson W se désintègre en deux quarks : quatre quarks sont présents dans l'état final, et on parle alors du *canal hadronique*. Dans 31,5 % des cas, un lepton chargé et un neutrino sont produits dans la désintégration du boson W. Ce canal est appelé *canal semi-leptonique* puisque deux quarks sont présents également dans l'état final. Le canal hadronique profite d'un rapport de branchement important, mais il est difficile de distinguer le signal par rapport à des processus à quatre jets du modèle standard. À l'inverse, le rapport de branchement du W en leptons est faible, mais ce canal bénéficie d'une meilleure distinction entre le signal et les différents bruits de fond grâce aux leptons qui offrent une signature expérimentale "facilement" identifiable. Donc, bien que cette

[5]On suppose ici que les superparticules sont trop lourdes pour donner une contribution à cette désintégration. La collaboration D0 a placé une limite à 252 GeV$/c^2$ sur les squarks après une analyse avec un couplage λ' dominant. Cette limite est dépendante de certaines hypothèses sur les paramètres supersymétriques, mais elle a motivé le fait de se restreindre aux désintégrations du quark t en particules standard.

thèse soit consacrée à l'étude des événements multijets, ces deux canaux complémentaires seront exploités, ce qui permettra d'augmenter la sensibilité de nos recherches.

Les modes étudiés sont donc les suivants (en ne considérant ici que le processus $t\bar{c}$) :

$$\begin{array}{lllll} e^+e^- & \longrightarrow & t\bar{c} & \longrightarrow & qq'\,b\bar{c}\ ; \\ e^+e^- & \longrightarrow & t\bar{c} & \longrightarrow & l\nu\,b\bar{c}. \end{array}$$

Ces deux canaux sont représentés sur la figure 7.4.

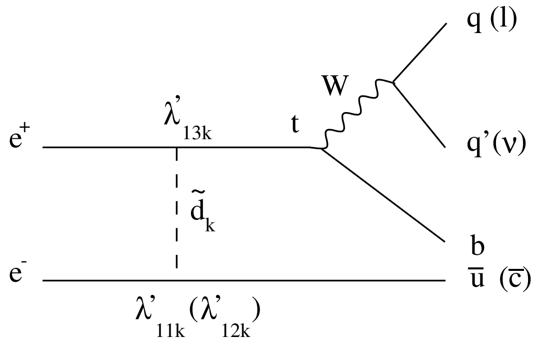


FIG. 7.4 – États finals possibles des processus $t\bar{u}$ et $t\bar{c}$.

7.2 Section efficace théorique

Le calcul de la section efficace a été effectué dans les références [68, 69]. Ce calcul utilise le lagrangien (1.26), page 46, à partir duquel il est possible de déduire les éléments de matrice de l'interaction. L'expression de la section efficace différentielle est alors donnée par :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{N_c}{16\pi s^2}\sum_k \frac{u(u-m_t^2)}{(u-m_{\tilde{d}_k}^2)^2}|\lambda'_{1jk}\lambda'^{*}_{13k}|^2, \tag{7.1}$$

avec $N_c = 3$, $t = -\frac{1}{2}(s-m_t^2)(1+\cos\theta)$, $u = -\frac{1}{2}(s-m_t^2)(1-\cos\theta)$, θ étant l'angle entre le positon et le quark t et $\sqrt{s}$ l'énergie dans le centre de masse. La quantité $m_{\tilde{d}_k}$ représente la masse du squark de type bas (rappelons que ce squark possède une chiralité droite). L'indice j est égal à 1 pour la réaction $e^+e^- \longrightarrow t\bar{u}$ et vaut 2 pour la réaction $e^+e^- \longrightarrow t\bar{c}$.

L'intégration de cette formule sur l'angle θ donne

$$\begin{aligned} \sigma \;=\; & \frac{N_c}{32\pi s^2}\sum_k |\lambda'_{1jk}\lambda'^{*}_{13k}|^2 \left[(s-2m_t^2) + \frac{m_{\tilde{d}_k}^2\, s}{s+m_{\tilde{d}_k}^2 - m_t^2}\right. \\ & \left. -(2m_{\tilde{d}_k}^2 - m_t^2)\,\ln\frac{s+m_{\tilde{d}}^2-m_t^2}{m_{\tilde{d}_k}^2}\right]. \end{aligned} \tag{7.2}$$

Il s'agit ici de la section efficace de production des états finals $t\bar{u}+\bar{t}u$ (pour $j=1$) et $t\bar{c}+\bar{t}c$ (pour $j=2$). Cette section efficace dépend de l'énergie de collision, de la valeur des constantes de couplage et de la masse du squark échangé[6]. Dans la suite, nous supposons qu'un seul type

[6]Précisons que la section efficace est indépendante du type de quark léger (u ou c) impliqué dans la réaction. Le calcul néglige en effet la masse de l'électron, du positon et du quark léger.

de squark est assez léger pour intervenir dans le diagramme de production : par conséquent, la sommation sur l'indice k disparaît. Cette hypothèse permet de ne pas surévaluer le taux de production des événements.

La figure 7.5 présente l'évolution de la section efficace en fonction de l'énergie de collision d'une part, et de la masse du squark échangé d'autre part. Cette figure montre que la section efficace augmente rapidement entre 189 GeV et 209 GeV, ce qui souligne l'intérêt d'effectuer cette recherche à la plus haute énergie possible. On constate également que la section efficace diminue quand la masse du squark augmente.

Influence de la masse du squark sur la distribution angulaire

Pour simplifier la génération des événements (voir section suivante), seule une masse du squark de 100 GeV/c^2 est incorporée dans la simulation des processus $e^+e^- \longrightarrow t\bar{c}$. La question est donc la suivante : est-ce que les résultats présentés dans la suite seront valables quelque soit la masse du squark ? En effet, les distributions angulaires du quark t et du quark léger qui l'accompagne dépendent de la masse de la particule échangée dans la voie u. Pour quantifier les différences, nous utilisons la section efficace différentielle (7.1), $d\sigma/dt$, que nous exprimons sous la forme $d\sigma/d\theta$. Afin de comparer différentes masses de squark, la section efficace angulaire $d\sigma/d\theta$ est normalisée à la section efficace totale (donnée par l'équation (7.2)). Le résultat de cette opération est montré sur la figure 7.6 pour des masses du squark de 10, 70, et 1000 GeV/c^2. Notons que les courbes représentent la distribution angulaire du quark t par rapport au positon, ajoutée à la distribution angulaire du quark $\bar{t}$ par rapport à l'électron (ce qui correspond ainsi à la distribution attendue expérimentalement). Pour des masses faibles, les particules finales ont une plus grande probabilité d'être produites à l'avant ou à l'arrière du détecteur. En effet, dans ce cas, le transfert de la quantité de mouvement est petit et les particules ne sont pratiquement pas déviées. À l'inverse, pour des masses plus importantes, les particules finales sont majoritairement produites à angle droit par rapport à l'axe du faisceau (ce qui s'explique par un large transfert de quantité de mouvement).

Les analyses effectuées au LEP sous l'hypothèse d'une constante λ' dominante donnent une limite de 74 GeV/c^2 sur le squark le plus léger [75]. De plus, une masse du squark supérieure à 1000 GeV/c^2 environ n'est pas favorisée par les arguments de naturalité développés dans le chapitre 1. Ainsi, comme on l'observe sur les courbes, les distributions angulaires sont très similaires dès que la masse du squark n'est pas trop faible. Pour des masses supérieures à ce qui a été exclu au LEP, les distributions ne sont que très légèrement modifiées, ce qui conduit à une différence expérimentale trop ténue pour avoir un réel effet : l'analyse présentée sera donc peu sensible à la masse du squark générée.

7.3 Génération des événements

Un générateur a été écrit spécialement pour l'analyse présentée dans cette partie [76]. La réaction $e^+e^- \longrightarrow t\bar{c}$ est générée dans la voie u en utilisant la section efficace différentielle (7.1). Une masse de 100 GeV/c^2 a été employée pour le squark échangé entre l'électron et le positon, et la masse du quark t a été posée égale à 173,8 GeV/c^2. Le rayonnement de photon dans l'état initial a été pris en compte et incorporé dans le générateur. Ce rayonnement a pour effet de diminuer l'énergie de la collision, et change donc légèrement la signature expérimentale (en particulier l'énergie des particules produites). Les désintégrations du quark t et du boson W sont ensuite prises en charge par le programme Jetset, et l'hadronisation des quarks est mise en

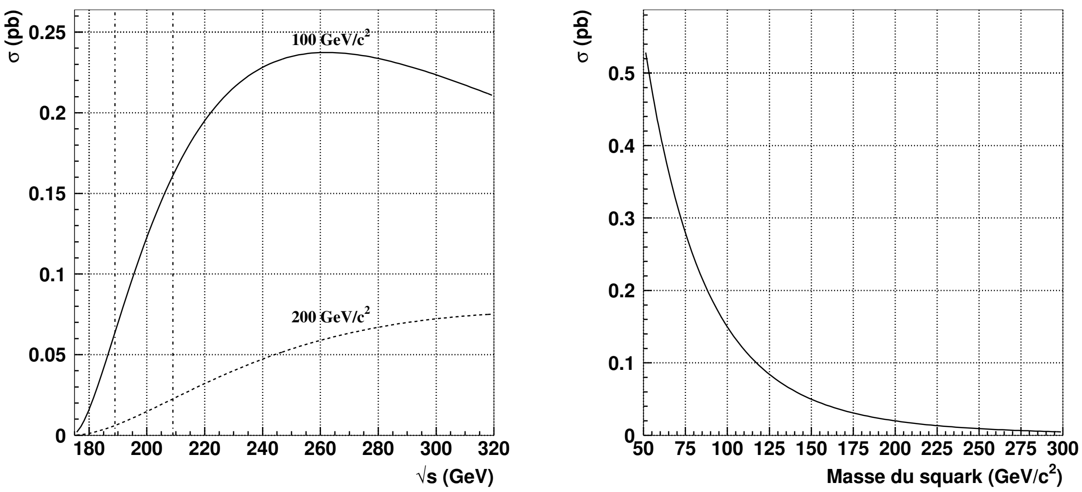


FIG. 7.5 – À gauche : évolution de la section efficace de production des états finals $t\bar{c}$ et $\bar{t}c$ (ou $t\bar{u}$ et $\bar{t}u$) en fonction de l'énergie de collision pour des masses du squark échangé de 100 GeV/c^2 et de 200 GeV/c^2. Les deux droites en traits pointillés marquent le domaine d'intérêt aux énergies du LEP. À droite : évolution de la section efficace en fonction de la masse du squark pour une énergie de collision de 206 GeV. Ces deux courbes sont tracées sous l'hypothèse $|\lambda'_{1jk}\lambda'^{*}_{13k}| = 0{,}05$ (à titre illustratif). La masse du quark t est posée égale à 173,8 GeV/c^2.

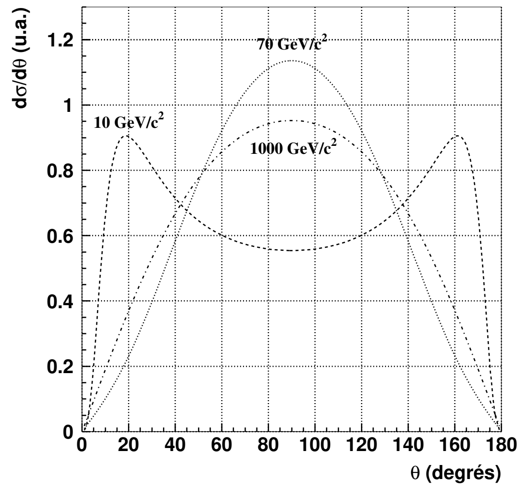


FIG. 7.6 – Section efficace angulaire différentielle normalisée par la section efficace totale en fonction de l'angle entre le quark t et le positon ou entre le quark $\bar{t}$ et l'électron. Les chiffres indiqués sur la figure correspondent à la masse du squark échangé. L'énergie de collision est fixée à 206 GeV.

œuvre[7].

Suite à cette génération, le programme DELSIM [39] est utilisé pour simuler l'interaction des particules dans le détecteur DELPHI. Finalement, le programme DELANA [40] se charge de la reconstruction des traces de l'événement.

La simulation du processus $t\bar{c}$ a été effectuée pour les trois années de prise de données étudiées dans cette thèse. Le signal a été simulé avec une énergie dans le centre de masse de 189 GeV en 1998, de 200 GeV en 1999 et de 206 GeV en 2000. Il a été supposé que l'efficacité variait peu sur des petits intervalles pour les années 1999 et 2000 où plusieurs énergies de collision étaient fournies par le LEP. Pour chacun des échantillons, 2000 événements ont été générés.

Notons que seul l'état final contenant un quark c a été réellement généré. Dans la suite, on parlera donc de recherche de signal $t\bar{c}$, mais il sera sous-entendu que l'étude s'appliquera pour un quark u produit en association avec le quark t. En effet, ces deux quarks sont très légers et aucune différence n'est attendue dans la cinématique de l'événement.

Par ailleurs, la génération n'est valable que pour un squark échangé de la première ou de la deuxième famille. Pour la troisième famille, on a vu dans le chapitre 1 que l'angle de mélange des squarks pouvait être important (sachant que cet angle est proportionnel à la masse des quarks partenaires). Ce mélange entre états de chiralité droite et gauche est susceptible de modifier la section efficace. Cet effet n'a pas été incorporé dans le programme de génération : la recherche ne pourra donc s'appliquer que pour des constantes de couplage λ'_{11k}, λ'_{12k} et λ'_{13k} avec $k = \{1; 2\}$.

7.4 Limites indirectes sur les couplages λ'

Dans cette section, nous présentons les limites indirectes qui ont été déterminées sur les constantes de couplage λ'. Le principe consiste à étudier des processus pour lesquels il existe une contribution provenant de la violation de la R-parité. La non-observation de déviations est utilisée pour mettre des limites sur les couplages. Les mesures expérimentales et leur prédiction théorique au sein du modèle standard sont comparées de la façon suivante. Deux écarts types (2σ) sont ajoutés à la mesure expérimentale : ce nombre est alors confronté à la prédiction théorique et fournit une limite à 2σ sur la mesure. Cette déviation est ensuite interprétée en supposant qu'un processus avec violation de la R-parité intervient.

Limites sur les constantes de couplage seules

Toutes les limites présentées ici ont été calculées dans l'hypothèse où une seule constante de couplage domine à la fois [77]. Cette hypothèse n'est pas celle utilisée dans la recherche du signal, mais les contraintes en découlant sont cependant décrites ci-dessous.

De nombreux diagrammes avec violation de la R-parité peuvent modifier la signature expérimentale prédite dans le modèle standard. À l'ordre de l'arbre, les processus ou les propriétés utilisées pour poser des limites sur les couplages λ' sont :

a) l'universalité des courants chargés ;

b) la violation de la parité atomique ;

[7]Notons de plus que, dans la suite, une correction est introduite pour prendre en compte la simulation imparfaite du taux de gluons allant en quarks c ou b. Ce taux est en effet sous-estimé d'un facteur 1,5 pour le processus $g \longrightarrow c\bar{c}$ et d'un facteur 1,9 pour le processus $g \longrightarrow b\bar{b}$. Cette correction est importante pour estimer au mieux l'étiquetage des quarks b.

c) l'asymétrie avant-arrière dans les collisions e^+e^- ;

d) la mesure du rapport $R_\pi = \frac{\Gamma(\pi \longrightarrow e\nu)}{\Gamma(\pi \longrightarrow \mu\nu)}$ (voir la figure 7.7) ;

e) la diffusion profondément inélastique de ν_μ ;

f) les désintégrations du méson D ($D \longrightarrow Kl\nu$) ;

g) la mesure du rapport $R_{\tau\pi} = \frac{\Gamma(\tau \longrightarrow \pi\nu_\tau)}{\Gamma(\pi \longrightarrow \mu\nu_\mu)}$;

h) les désintégrations du méson D_s.

À l'ordre des boucles, les limites sont obtenues grâce à :

i) la double désintégration β sans neutrinos ;

j) la limite sur la masse des neutrinos (voir la figure 7.8) ;

k) la mesure du rapport $R_l = \frac{\Gamma(Z \longrightarrow q\bar{q})}{\Gamma(Z \longrightarrow l\bar{l})}$;

Le tableau 7.4 résume les limites sur les constantes de couplage λ'.

Couplage	Limite	Couplage	Limite	Couplage	Limite
λ'_{111}	$5{,}2.10^{-4}$ (i)	λ'_{211}	0,059 (d)	λ'_{311}	0,11 (g)
λ'_{112}	0,021 (a)	λ'_{212}	0,059 (d)	λ'_{312}	0,11 (g)
λ'_{113}	0,021 (a)	λ'_{213}	0,059 (d)	λ'_{313}	0,11 (g)
λ'_{121}	0,043 (a)	λ'_{221}	0,18 (e)	λ'_{321}	0,52 (h)
λ'_{122}	0,043 (a)	λ'_{222}	0,21 (f)	λ'_{322}	0,52 (h)
λ'_{123}	0,043 (a)	λ'_{223}	0,21 (f)	λ'_{323}	0,52 (h)
λ'_{131}	0,019 (b)	λ'_{231}	0,18 (e)	λ'_{331}	0,45 (k)
λ'_{132}	0,28 (c)	λ'_{232}	0,56 (k)	λ'_{332}	0,45 (k)
λ'_{133}	$1{,}4.10^{-4}$ (j)	λ'_{233}	0,15 (j)	λ'_{333}	0,45 (k)

TAB. 7.1 – Limites sur les constantes de couplage λ'. Ces limites sont calculées à 95 % de niveau de confiance, pour une masse de la superparticule échangée de 100 GeV/c^2. La lettre entre parenthèses réfère au processus décrit dans le texte.

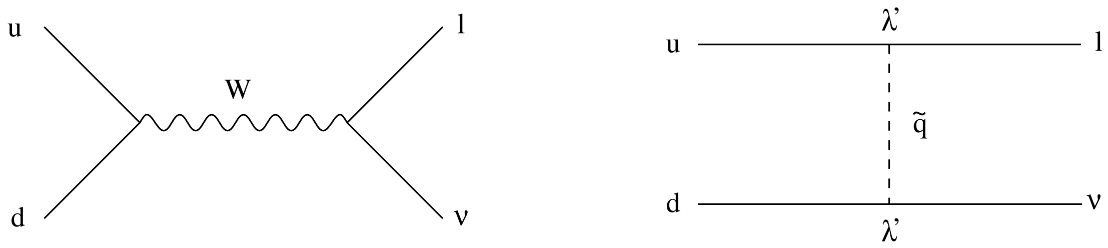


FIG. 7.7 – Processus participant à la désintégration du pion dans le modèle standard (à gauche) et en présence d'un couplage λ' (à droite).

Limites sur les produits de constantes de couplage

Dans cette partie, il est supposé que deux constantes de couplage dominent à la fois. Les limites sont obtenues en étudiant par exemple l'oscillation des mésons K et B, les désintégrations rares de ces mésons, la double désintégration β sans neutrinos, etc. De nombreuses limites

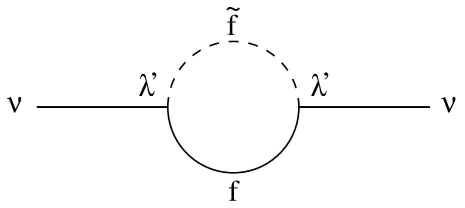


FIG. 7.8 – Diagramme donnant une contribution à la masse du neutrino par l'intermédiaire d'un couplage λ'.

peuvent être posées sur les produits entre couplages λ', mais nous ne nous intéresserons ici qu'aux couplages concernant le signal recherché.

Tout d'abord, il est possible d'étudier la réaction $B \longrightarrow K\gamma$ (ce qui est équivalent au processus $b \longrightarrow s\gamma$) [78]. Le rapport de branchement a été mesuré et est de l'ordre de $2{,}3.10^{-4}$ (ce qui est compatible avec la prédiction du modèle standard). La supersymétrie avec violation de la R-parité pourrait intervenir par exemple via une boucle de quark et de sneutrino. Le calcul permet de déduire les bornes suivantes [78] :

$$\lambda'_{i2j}\lambda'_{i3j} \lesssim 0{,}09\left[2\left(\frac{100\ \mathrm{GeV}/c^2}{m_{\tilde{\nu}_i}}\right)^2 - \left(\frac{100\ \mathrm{GeV}/c^2}{m_{\tilde{d}_j}}\right)^2\right]^{-1}. \tag{7.3}$$

D'autre part, l'étude de la réaction $B \longrightarrow X\nu\bar{\nu}$ aide également à contraindre ces produits de couplages. Cette réaction est possible au sein du modèle standard via des diagrammes en boîte et des diagrammes pingouins. Les calculs montrent que le rapport de branchement (Br) de cette désintégration est :

$$\mathrm{Br}(B \longrightarrow X\nu\bar{\nu}) = (3{,}5 \pm 0{,}7).10^{-5}.$$

Cet état final a été recherché par la collaboration ALEPH dans les données de LEPI [79]. La limite obtenue sur ce processus vaut (à 90 % de niveau de confiance) :

$$\mathrm{Br}(B \longrightarrow X\nu\bar{\nu}) < 7{,}7.10^{-4}.$$

La figure 7.9 montre la contribution de la supersymétrie avec violation de la R-parité à cette réaction. La limite donnée par la collaboration ALEPH conduit aux contraintes suivantes sur les couplages intervenant dans l'interaction (à 95 % de niveau de confiance) [80] :

$$\lambda'_{ijk}\lambda'_{i'3k} < 1{,}8.10^{-3}\left(\frac{m_{\tilde{d}_k}}{100\ \mathrm{GeV}/c^2}\right)^2. \tag{7.4}$$

Ces limites sur les produits des couplages sont très faibles. Si celles-ci sont incorporées dans l'expression (7.2), on trouve respectivement pour les contraintes (7.3) et (7.4) une valeur de la section efficace du signal $t\bar{c}$ égale à 0,48 pb et 6.10^{-5} pb (pour une énergie de 206 GeV et une masse du squark de 100 GeV/c^2). La première de ces deux valeurs donne l'espoir d'améliorer les limites sur les produits des couplages ; la deuxième valeur conduit à un nombre trop faible

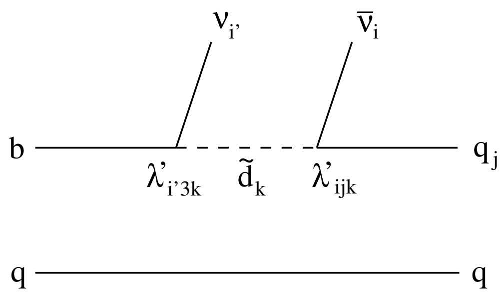


FIG. 7.9 – Contribution avec violation de la R-parité au processus $B \longrightarrow X\nu\bar{\nu}$.

d'événements pour être observable. La présente recherche ne sera donc pas en mesure de donner une meilleure limite par rapport à (7.4).

Néanmoins, les contraintes données plus haut résultent d'une comparaison entre ce que prédit le modèle standard et la supersymétrie avec violation de la R-parité. Ces comparaisons dépendent d'un grand nombre de facteurs et d'approximations, de calculs difficiles à l'ordre des boucles, d'incertitudes sur les valeurs des paramètres (comme la masse du quark t, ou les éléments de la matrice CKM qui interviennent dans les expressions), ainsi que du spectre de particules supersymétriques. Dans cette partie, nous nous proposons de mettre en œuvre une *recherche directe* d'un processus prévu par la supersymétrie avec violation de la R-parité. L'interprétation que nous ferons de cette recherche conduira de manière simple à une évaluation (mesure ou limite) des constantes de couplage. Les résultats que nous présenterons sont donc complémentaires à ceux présentés plus haut.

7.5 Identification des particules

L'identification des particules possède une grande importance dans la recherche du signal. L'étiquetage des quarks b va par exemple aider à discriminer le signal recherché de la plupart des processus standard. Dans le cas de la désintégration leptonique du boson W, l'identification des leptons de l'événement sera essentielle pour la discrimination et la reconstruction de masse. Chaque saveur de lepton requiert un traitement particulier.

7.5.1 Étiquetage des quarks b

Un quark b produit au moment de la collision s'hadronise et conduit à la présence d'un hadron beau parmi les particules du jet. Ce hadron possède des propriétés qui le distingue des autres particules de l'événement : son temps de vie est d'environ 1,5 ps (ce qui entraîne une longueur de vol pouvant atteindre plusieurs millimètres) et sa masse est relativement élevée (approximativement 5 GeV/c^2). Ces propriétés vont permettre de caractériser un jet de b par rapport aux jets des quarks légers. Précisons cependant que les jets provenant des quarks c partagent des particularités proches : le temps de vie des mésons $D^{\pm}$ est de 1 ps et leur masse est voisine de 1,8 GeV/c^2.

La procédure consiste à rechercher la présence d'un ou plusieurs vertex secondaires [81, 82]. L'étiquetage des quarks b repose sur une mesure précise de la trajectoire des particules de l'événement. L'utilisation du détecteur de vertex, ou VD (voir chapitre 2 pour une description de ce sous-détecteur), permet d'atteindre des précisions de l'ordre de quelques dizaines de micromètres sur l'origine des traces.

Détermination du vertex primaire et des vertex secondaires

Le vertex primaire est défini comme le lieu de collision entre l'électron et le positon. Son emplacement est estimé en utilisant d'une part les traces de l'événement et d'autre part la contrainte provenant de la position du faisceau[8]. La méthode utilisée repose sur un ajustement par χ^2 [81]. De façon à ne pas détériorer cet ajustement, une sélection est effectuée sur les traces participant à la mesure. Celles-ci doivent comporter des impacts dans deux à trois couches du VD et la qualité de l'association de ces impacts doit être satisfaisante. De plus, seules les traces assez proches du point de rencontre des faisceaux sont prises en compte (ceci évite d'utiliser des traces provenant de vertex secondaires). Un ajustement par la méthode des χ^2 est alors effectué sur les traces sélectionnées, ce qui permet d'obtenir la position du vertex primaire.

Les traces non sélectionnées lors de cette première étape constituent des candidates pour former un ou plusieurs vertex secondaires. Un vertex secondaire doit contenir au moins deux traces de ce type. Le rapport L/σ_L, où L est la distance du vertex primaire au vertex secondaire et σ_L l'erreur associée à cette distance, doit être supérieur à 4. De façon à ne pas prendre en compte des traces issues des hadrons à grande longueur de vol, comme les mésons K_s^0 ou les hadrons Λ, la distance L doit être inférieure à 1,5 cm. La ligne joignant le vertex primaire et le vertex secondaire est utilisée pour définir la direction de vol du hadron beau.

Propriétés des jets de b

Les traces de l'événement sont ensuite regroupées en jets. Dans notre cas, les événements seront soit forcés en deux jets (dans le canal semi-leptonique), soit en quatre jets (dans le canal hadronique). Des vertex secondaires sont alors recherchés parmi les traces du jet.

Différentes variables, toutes basées sur les propriétés des hadrons beaux, sont utilisées pour caractériser le jet. Ces variables sont ensuite combinées entre elles pour former une probabilité que le jet soit issu d'un quark b [82].

La première de ces variables repose sur la mesure des paramètres d'impact des traces du jet. Le paramètre d'impact est défini comme la distance de plus courte approche entre la trace concernée et le vertex primaire. Cette distance est dite positive si l'angle entre la direction du jet auquel appartient la trace et la direction donnée par la ligne joignant le vertex primaire au point de plus courte approche est inférieur à 90°. Le signe du paramètre d'impact est positif ou négatif de façon équiprobable pour des traces issues du vertex primaire. Au contraire, pour des traces issues d'un vertex secondaire, cette distance est positive et permet d'effectuer une première discrimination entre ces deux types de trace. À partir de la mesure des paramètres d'impact positifs, la probabilité qu'une trace donnée soit compatible avec le vertex primaire est calculée. Cette probabilité, appelée P_j^+, prend des petites valeurs pour les traces provenant d'une désintégration d'un hadron beau. La distribution de cette variable est montrée sur la figure 7.10a.

La masse invariante des traces issues d'un vertex secondaire appartenant au jet est illustrée sur la figure 7.10b. Cette masse M_s sera faible pour des quarks légers, inférieure à la masse d'un méson D pour des quarks c et relativement élevée pour des quarks b (jusqu'à 5 GeV/c^2).

La rapidité des traces provenant du vertex secondaire par rapport à l'axe du jet est également mise à profit[9]. La figure 7.10c illustre la distribution de cette variable, R_s^{tr}. Bien que l'énergie de production des hadrons beaux soit plus importante que dans le cas des mésons charmés, la

[8]La trajectoire du faisceau est connue assez précisément et sa taille est relativement faible : 110 μm horizontalement et 5 μm verticalement.

[9]La rapidité d'une trace par rapport à l'axe d'un jet est définie comme $R = \frac{1}{2} \ln \frac{E+P_{\parallel}c}{E-P_{\parallel}c}$ où E est l'énergie de la trace et $P_{\parallel}$ la quantité de mouvement longitudinale par rapport à la direction du jet.

rapidité des traces issues de la désintégration est plus faible en raison de la plus grande masse des hadrons beaux et de la plus grande multiplicité lors de la désintégration.

La discrimination peut encore être légèrement améliorée en utilisant la fraction d'énergie chargée issue du vertex secondaire (X_s^{ch}) pour le jet. Comme observé sur la figure 7.10d, cette fraction d'énergie augmente avec la masse du quark considéré.

Enfin, les quantités de mouvement transversales du vertex secondaire ainsi que du lepton identifié appartenant au jet complètent ce jeu de variables.

Ces variables sont combinées entre elles en utilisant la méthode des rapports de vraisemblance qui présuppose que toutes les variables sont indépendantes [82] : cette méthode conduit à une variable finale sur laquelle il est possible de discriminer entre un jet provenant d'un quark b et un jet provenant d'un quark plus léger. La figure 7.11 présente les résultats obtenus lorsque l'on fait varier la coupure sur cette variable finale. L'apport de chacune des variables décrites plus haut est illustré.

En pratique, la variable d'étiquetage d'un jet provenant d'un quark q, appelée b-*tag*(q) dans la suite, est comprise entre des valeurs de -2 à 6. Une petite valeur caractérisera un jet provenant d'un quark léger et une grande valeur indiquera une probabilité importante que le jet provienne d'un b (la distribution pour un jet de c est intermédiaire entre ces deux cas extrêmes).

7.5.2 Identification des électrons

Algorithme d'identification

Un électron, du fait de sa faible masse, interagit par rayonnement de freinage dans le détecteur. L'électron émet des photons suite à l'interaction électromagnétique avec les noyaux de la matière : cette perte d'énergie augmente avec le nombre de protons du noyau. Il est donc ralenti facilement par une accumulation de matière dense : le calorimètre électromagnétique suffit à l'arrêter et l'électron y laisse toute son énergie. Plusieurs critères sont utilisables pour identifier un électron. Le rapport de l'énergie déposée dans le calorimètre et de la quantité de mouvement mesurée grâce aux chambres à traces, E/p, doit être proche de 1 (puisque l'électron laisse toute son énergie dans le calorimètre[10]). La TPC, grâce à la mesure de la perte d'énergie par unité de longueur, dE/dx, aide également à l'identification de la particule (seulement pour des électrons possédant une quantité de mouvement inférieure à 15 GeV/c). De plus, il est possible d'utiliser les propriétés du profil de la gerbe électromagnétique attendu pour un électron (contrairement aux hadrons, la gerbe créée par le passage d'un électron commence à proximité de l'entrée du calorimètre). Ces informations sont combinées pour estimer la probabilité qu'une trace corresponde à un électron. Suivant la qualité de l'estimation, les niveaux d'identification sont définis comme *fermes* (*tight* en anglais) ou comme *lâches* (*loose*).

L'algorithme utilisé est REMCLU [83]. L'efficacité de l'algorithme dépend de l'angle de l'électron : cette efficacité est moins bonne dans les régions avant et arrière de DELPHI. Deux traitements différents sont effectués suivant l'angle de la trace.

Si celle-ci est dirigée vers la partie centrale de DELPHI (c'est-à-dire si la particule a déposé son énergie dans la HPC), l'algorithme tente de prendre en compte les photons énergiques qui ont pu être rayonnés par l'électron avant d'atteindre le calorimètre. Les photons sont associés à la trace s'ils sont contenus dans une petite région autour de celle-ci. L'algorithme utilise alors la combinaison des informations provenant des quantités E/p et dE/dx, ainsi que du profil de

[10] Au contraire, les hadrons et les muons traversent le calorimètre en ne déposant qu'une faible fraction de leur énergie.

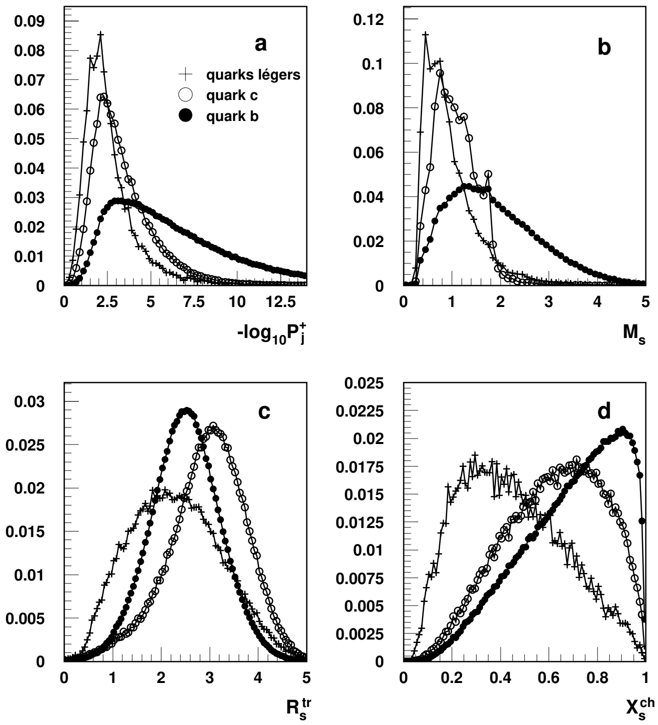


FIG. 7.10 – Distributions des variables discriminantes utilisées pour l'étiquetage des jets de b.

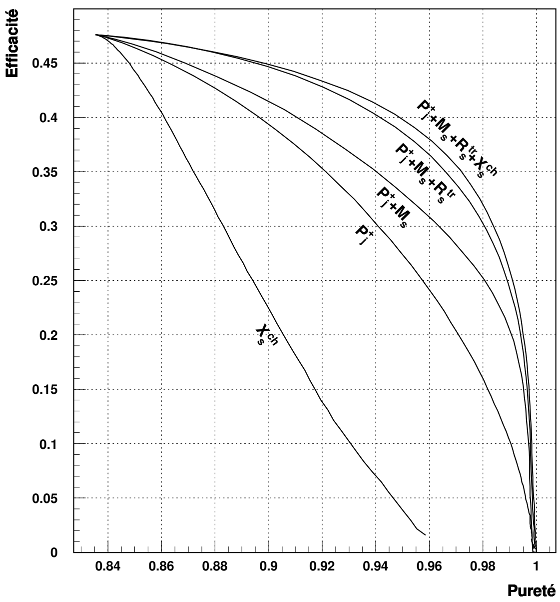


FIG. 7.11 – Efficacité d'étiquetage d'un jet de b en fonction de la pureté du lot sélectionné (rapport du nombre d'événements contenant un jet de b sur le nombre total d'événements sélectionnés). L'amélioration apportée par chaque variable est également illustrée.

la gerbe. De plus, sachant que l'électron a une probabilité faible de traverser la HPC, l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique dans le prolongement de la trace doit être minime.

Dans les parties avant et arrière du détecteur, l'algorithme est basé sur l'association des dépôts calorimétriques avec les traces issues des particules chargées. Cette association est cependant compliquée en raison d'une quantité de matière non négligeable devant le FEMC. En effet, résultant de leur interaction avec la matière, des traces peuvent aussi être trouvées pour les photons. De plus, une baisse de performance de l'identification des électrons est observée due à la moins bonne reconstruction des traces par les détecteurs ainsi qu'à l'absence de segmentation longitudinale de la gerbe dans le FEMC

Sélection d'un électron

Pour qu'une trace soit considérée comme un électron, les conditions sont les suivantes [84, 85] :

- la trace ne doit pas avoir été reconnue comme un muon[11] (voir plus loin) ;
- l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique doit être supérieure à 8 GeV (ce qui correspond à la limite inférieure attendue pour un électron issu du signal recherché) ;
- l'angle de la gerbe électromagnétique avec l'axe du faisceau doit être supérieur à 10° (sachant qu'il n'y a pas de détecteur de traces en dessous de cet angle) ;
- le rapport entre l'énergie hadronique et l'énergie électromagnétique associées à la trace doit être inférieur à 60 %.

Parmi toutes les traces identifiées comme électron, il est choisi de ne garder que la trace la plus énergique.

7.5.3 Identification des muons

Le muon, deux cents fois plus lourd que l'électron, subit très peu l'effet du rayonnement de freinage : il interagit faiblement avec la matière par l'intermédiaire d'ionisations. Si le muon possède une quantité de mouvement supérieure à 2 GeV/c, celui-ci traverse la totalité de DELPHI en signant son passage dans les détecteurs de traces. En particulier, ce sera la seule particule capable de laisser un impact dans les détecteurs les plus externes[12] (c'est-à-dire les chambres à muons). D'autre part, il est possible d'utiliser le profil des gerbes hadroniques : la gerbe des hadrons est en effet beaucoup plus étendue dans l'espace que celle des muons.

L'algorithme utilise les impacts dans les chambres à muons et ajuste la trace candidate sur ces impacts par la méthode du χ^2 [86]. Cet ajustement permet de discriminer contre le bruit de fond qui pourrait par exemple provenir des hadrons. Plus faible est la valeur du χ^2 et meilleur en sera l'étiquetage du muon. Le classement est le suivant : très lâche (*very loose*), lâche (*loose*), standard et ferme (*tight*).

Une trace est étiquetée comme un muon si celle-ci est au moins classée très lâche[13] et si son angle avec l'axe du faisceau est supérieur à 10°. La trace identifiée la plus énergique de l'événement est choisie comme le candidat muon qui sera utilisé dans la suite.

[11] S'il s'agit d'un muon de niveau d'identification très lâche (*very loose*), ce critère ne s'applique plus.

[12] Plus exactement, seulement 5 % des hadrons sont en mesure de déposer de l'énergie au-delà du calorimètre hadronique.

[13] Si la trace satisfait à la fois aux critères d'identification pour un muon et pour un électron, celle-ci est considérée comme un muon si ce dernier est au moins classé lâche.

7.5.4 Reconstruction des taus

Le tau, dix-sept fois plus lourd que le muon, possède en raison de sa grande masse une durée de vie beaucoup plus courte : la durée de vie du muon est de $2{,}2.10^{-6}$ s tandis que celle du tau est de $0{,}3.10^{-12}$ s. Le parcours moyen du tau avant de se désintégrer est par conséquent de quelques dizaines ou quelques centaines de micromètres. Plusieurs types de désintégration du tau sont envisageables, dont les principaux sont :

$$\begin{array}{lll}
\tau^- & \longrightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau & 17{,}4\ \%\ ; \\
\tau^- & \longrightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau & 17{,}8\ \%\ ; \\
\tau^- & \longrightarrow \pi^-\nu_\tau & 11{,}1\ \%\ ; \\
\tau^- & \longrightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau & 25{,}4\ \%\ ; \\
\tau^- & \longrightarrow \pi^-2\pi^0\nu_\tau & 9{,}1\ \%\ ; \\
\tau^- & \longrightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau & 9{,}5\ \%\ ; \\
\tau^- & \longrightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau & 4{,}3\ \%.
\end{array}$$

La désintégration du tau peut donc soit être leptonique avec un électron ou un muon dans l'état final, soit être de type hadronique avec plusieurs pions produits. Les pions neutres π^0 se désintègrent très rapidement en deux photons, tandis que les pions chargés $\pi^\pm$ interagissent dans le calorimètre hadronique. Le tau ne peut donc être identifié qu'à partir de ses produits de désintégration.

En ce qui concerne le signal étudié, la démarche est la suivante [84, 85]. Tout d'abord, un candidat électron ou muon est recherché dans l'événement. Si cette recherche est positive, des critères sont appliqués sur les caractéristiques de ce lepton : quantité de mouvement, angle d'isolation, angle entre le lepton et le jet le plus voisin. Si ces critères ne sont pas vérifiés ou si la recherche de l'électron et du muon a été négative, la méthode de reconstruction du tau est mise en œuvre. Cette méthode de reconstruction consiste à forcer l'événement en trois jets. Le jet de tau est constitué soit d'un électron ou d'un muon, soit d'un petit nombre de pions. Dans tous les cas, la multiplicité du jet est faible comparée à celle d'un jet provenant de l'hadronisation de quarks. Le tau est donc identifié comme le jet possédant le plus petit nombre de traces chargées. Dans les cas ambigus où deux jets de l'événement correspondent au même nombre de traces chargées, il est choisi celui dont la multiplicité de traces neutres est la plus faible.

L'événement est considéré comme contenant un lepton tau si :

- le nombre de traces chargées du jet de tau est au moins égal à 1 et au plus égal à 4 ;
- l'angle du jet de tau avec l'axe du faisceau doit être supérieur à 11,5° ;
- le rapport entre l'énergie chargée et l'énergie totale pour le jet de tau doit être supérieur à 5 %.

7.6 Présélection

Comme on l'a vu un peu plus haut, la section efficace de production dépend des constantes de couplage intervenant dans le diagramme. Le but de cette analyse est d'être sensible à la plus basse section efficace possible, afin de pouvoir augmenter le potentiel de découverte ou d'exclusion sur le produit des couplages. Une présélection est nécessaire pour supprimer les processus issus du modèle standard ne partageant pas de caractéristiques communes avec le signal recherché. Elle permet également de réduire les désaccords entre données et Monte-Carlo provenant d'effets non pris en compte dans la simulation.

La présélection varie légèrement avec l'énergie considérée. En effet, à 189 GeV (en 1998), la réaction $e^+e^- \longrightarrow t\bar{c}$ est relativement proche du seuil cinématique (puisque la masse du quark t est de l'ordre de 175 GeV/c^2). Les deux quarks produits possèdent donc une quantité de mouvement assez faible. Au contraire, vers 206 GeV, les réactions sont assez éloignées du seuil cinématique, et les quantités de mouvement des quarks sont beaucoup plus grandes. Ainsi, les caractéristiques topologiques évoluent avec l'énergie, ce qui nécessite quelques modifications de la présélection d'une année sur l'autre.

7.6.1 Canal hadronique

Nous nous plaçons tout d'abord dans le cas où le boson W se désintègre de façon hadronique : l'état final est constitué de quatre quarks (voir figure 7.4). Cette présélection est très proche de celle présentée dans le cadre de l'analyse à grand nombre de jets (section 6.3, page 155). En particulier, les caractéristiques du signal seront sa grande multiplicité de traces chargées, son énergie visible importante et son absence de photons énergiques correspondant au retour au pic du Z. La plupart des coupures ont été justifiées dans la section 6.3. Celles-ci sont présentées pour l'année 2000 (203-209 GeV) et les chiffres entre parenthèses indiquent leurs valeurs pour les années précédentes (1999 et 1998).

- $N_{chargé} \in [15, 40]$ (1999 : $\in [13, 40]$; 1998 : $\in [12, 40]$).
  Le nombre de traces issues des particules chargées doit être compris entre 15 et 40 pour l'analyse effectuée en 2000. Les quantités de mouvement des deux quarks produits sont beaucoup plus faibles à basse énergie, et par conséquent des traces peuvent être non mesurées dans le détecteur. La coupure sur le nombre de traces doit donc être moins sévère à plus basse énergie.
- $E_{visible} > 0{,}6\sqrt{s}$ (idem en 1999 et 1998).
  L'énergie visible doit être supérieure à 60 % de l'énergie disponible dans le centre de masse.
- $E_{chargé} > 0{,}3\sqrt{s}$ (idem en 1999 et 1998).
  L'énergie issue des traces chargées doit être supérieure à 30 % de l'énergie dans le centre de masse.
- $\sqrt{s'} > 150$ GeV (idem en 1999 et 1998).
  L'énergie effective dans le centre de masse (voir page 158) doit être supérieure à 150 GeV.
- $\alpha_{min}E_{min} - 0{,}5\,\beta_{min}E_{max}/E_{min} > 0$ (1999 : > 0 ; 1998 : > -5).
  Cette coupure a été détaillée page 158 et est utile pour discriminer contre les processus $q\bar{q}$ pour lesquels un gluon peu énergique a été émis. L'énergie du quark c est de plus en plus faible quand on s'approche du seuil cinématique. Cette coupure doit par conséquent être relâchée pour les faibles énergies.
- $\mathrm{Min}(M_{jet}) > 500$ MeV/c^2 (idem en 1999 et 1998).
  Après avoir forcé l'événement en quatre jets, la masse invariante minimale des jets doit être supérieure à 500 MeV/c^2.
- $T < 0{,}92$ (1999 : $< 0{,}94$; 1998 : $< 0{,}95$).
  La poussée T a été définie page 167. La coupure permet de discriminer contre les processus ayant deux jets dos à dos (grande valeur de la poussée).
- $-\log_{10}(y_{43}) < 3$ (1999 : $< 3{,}2$; 1998 : $< 3{,}5$).
  La valeur de transition (*cf.* chapitre 5) qui fait passer l'événement de 4 à 3 jets doit être inférieure à 3 pour l'analyse effectuée en 2000.

Coupure s'appliquant uniquement aux analyses effectuées en 1999 et 1998

- $-\log_{10}(y_{32}) < 2{,}2$.
  La valeur de transition qui fait passer l'événement de 3 à 2 jets doit être inférieure à 2,2.

Coupure s'appliquant uniquement à l'analyse effectuée en 1998

- $\alpha_{min} \times E_{min} \in [7, 30]$ (après avoir forcé l'événement en quatre jets).
  Cette variable est utile pour l'analyse effectuée en 1998 pour éliminer une petite fraction des événements $q\bar{q}$ (elle est inutile pour les autres années car la coupure sur la poussée est moins lâche).

Le tableau 7.2 présente les résultats après cette présélection pour les différentes années. Seuls les processus à quatre fermions (W^+W^- et ZZ) et les processus $q\bar{q}$ sont attendus après les coupures de présélection. On constate que la proportion entre ces deux bruits de fond est très différente suivant les années. En effet, plus l'énergie est proche du seuil cinématique de la réaction (c'est-à-dire environ 176 GeV) et moins le jet issu du quark c est énergique : le signal est alors plus facile à distinguer des événements à quatre fermions.

Le tableau présente également l'efficacité pour un signal $e^+e^- \longrightarrow t\bar{c}$. Il s'agit de l'efficacité de l'échantillon total, c'est-à-dire en prenant également en compte les désintégrations du boson W en leptons. Par exemple, 53,8 % correspond à une efficacité sur le signal hadronique de 78,5 %.

	Données	Processus standard	4 fermions	$q\bar{q}$	ε_{signal} (%)
1998	1118	1118,0 ± 4,2	616,8 ± 2,6	501,2 ± 3,3	46,8 ± 1,1
1999	2196	2109,5 ± 5,0	1431,4 ± 3,3	678,1 ± 3,7	53,1 ± 1,1
2000	1856	1849,6 ± 2,7	1373,1 ± 2,3	476,5 ± 1,4	53,8 ± 1,1

TAB. 7.2 – Nombre d'événements présélectionnés dans les données réelles et pour les différents processus standard (la dénomination "4 fermions" regroupe les processus W^+W^- et ZZ). La dernière colonne représente l'efficacité totale pour un signal $e^+e^- \longrightarrow t\bar{c}$. Les résultats sont présentés pour les années 1998 à 2000. Les erreurs citées sont uniquement d'origine statistique.

7.6.2 Canal semi-leptonique

Dans cette section, nous nous intéressons à la désintégration du boson W en deux leptons (un lepton chargé et un neutrino). Ce type de désintégration a lieu dans 31,5 % des cas et se divise équitablement dans les trois saveurs de lepton : électron, muon, tau et leur neutrino associé (10,5 % pour chaque saveur). Les caractéristiques générales d'un signal $e^+e^- \longrightarrow l\nu\, b\bar{c}$ sont les suivantes :

- l'événement doit contenir soit un électron ou un muon énergique, soit un jet de tau caractérisé par sa petite multiplicité ;
- le lepton est isolé des autres traces de l'événement ;
- une énergie manquante est attendue en raison de la non détection des neutrinos ;
- la présence des jets conduit néanmoins à une énergie visible relativement importante.

L'algorithme d'identification des leptons, décrit précédemment, est mis en œuvre. Si cet algorithme permet de déterminer la présence d'un électron ou d'un muon, l'événement est forcé en deux jets après avoir retiré la trace identifiée comme le lepton. La présélection, qui dépend du type de lepton impliqué, est pratiquement identique d'une année sur l'autre, et les principales coupures pour l'année 2000 (203-209 GeV) sont données dans la suite.

Coupures communes aux trois saveurs de lepton

- $N_{chargé} > 6$.
- $E_{visible} > 0{,}3\sqrt{s}$.
- $p_{\perp,\nu} > 9$ GeV/c.
  La quantité de mouvement transversale associée à l'énergie manquante (qui correspond au neutrino pour le signal) doit être plus grande que 9 GeV/c.
- $\theta_{faisceau-\nu} > 16°$.
  L'angle entre le faisceau et la quantité de mouvement manquante doit être supérieur à 16°. Ces deux dernières coupures jouent deux rôles. Elles sont tout d'abord utiles pour éliminer une partie des événements où un photon a été émis le long du tube à vide sans être détecté (retour radiatif au pic du Z). De plus, les régions à petits angles sont caractérisées par des zones sans détecteurs : une perte d'énergie dans cette zone peut donc reproduire artificiellement de l'énergie manquante.
- $\sqrt{s'} < 198$ GeV.
  Sachant que l'événement possède de l'énergie manquante, l'énergie effective dans le centre de masse va être plus faible que l'énergie réelle. Cette coupure supprime donc les événements sans énergie manquante, comme par exemple une partie des processus $q\bar{q}$ ou $W^+W^-/ZZ \longrightarrow qq\,qq$. Cette coupure dépend évidemment beaucoup de l'énergie. Elle est seulement de 180 GeV en 1998 et de 192 GeV en 1999.
- $M_{inv,\,jet-jet} \in [10, 100]$ GeV/c^2.
  La masse invariante calculée entre les deux jets doit être comprise entre 10 GeV/c^2 et 100 GeV/c^2. Dans le cas de l'électron et du muon, la borne inférieure est de 15 GeV/c^2.
- $-\log_{10}(y_{32}) > 1{,}3$.
  Cette coupure permet de rejeter la plupart des événements possédant une configuration proche de trois ou quatre jets.
- $N_{qualité} > 1$.
  La quantité $N_{qualité}$ est définie comme le nombre de traces ayant un paramètre d'impact inférieur à 1,5 mm en $R\Phi$ et à 4 mm en z, une quantité de mouvement transversale supérieure à 1,5 GeV/c et au moins un impact dans le détecteur de vertex. Les événements ne contenant que 0 ou 1 de ces traces sont considérés comme non physiques. Cette coupure permet en particulier de rejeter les processus (non décrits dans la simulation) où les électrons et les positons du halo du faisceau interagissent dans le détecteur.

Coupures concernant l'électron et le muon

- $p_{lepton} > 18$ GeV/c.
  La quantité de mouvement du lepton doit être supérieure à 18 GeV (valeur qui est au moins attendue pour le signal).
- $\theta_{isolation} > 5{,}7°$.
  L'angle d'isolation du lepton doit être supérieur à 5,7°. Cette quantité est définie comme l'angle entre le lepton et la trace chargée la plus proche possédant une quantité de mouvement au moins égale à 1 GeV/c. La coupure permet d'éliminer les traces qui ont été identifiées par erreur comme un lepton, ou les leptons qui sont contenus dans les jets (donc peu isolés).
- $E_{em,max} < 30$ GeV.
  L'énergie des gerbes neutres détectées dans les calorimètres électromagnétiques doit être inférieure à 30 GeV (ce qui permet de se protéger contre quelques événements de retour radiatif).

Coupures concernant seulement l'électron

- L'électron doit avoir été identifié suivant la méthode décrite dans la section 7.5. Aucun critère de qualité n'est appliqué sur son classement (lâche ou ferme).
- $E_{électron} < 0{,}5\sqrt{s}$.
  L'énergie de l'électron doit être inférieure à la moitié de l'énergie dans le centre de masse. Cette coupure permet de rejeter le faible nombre d'événements Bhabha restant à ce niveau de sélection.

Coupures concernant seulement le muon

- Le muon doit avoir été identifié suivant la méthode décrite dans la section 7.5. Une fraction non négligeable des muons du signal étant classée très lâche, aucun critère de qualité n'est demandé pour la trace de ce muon.
- $E_{had} < 12$ GeV.
  En plus de la coupure sur l'énergie électromagnétique, une coupure est effectuée sur l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique. Les événements ayant déposé plus de 12 GeV dans ce calorimètre sont rejetés.

Coupures concernant seulement le tau

- $p_{tau} > 5$ GeV/c.
  La quantité de mouvement du tau est définie comme la somme des quantités de mouvement des particules appartenant au jet du tau. La coupure est moins sévère que pour les électrons ou les muons car une partie de l'énergie du tau est perdue sous forme d'un ou de plusieurs neutrinos. En 1998 (respectivement en 1999), la coupure n'est que de 2 GeV/c (respectivement 3 GeV/c) pour prendre en compte le fait qu'il y a moins d'énergie disponible dans le centre de masse.
- $M_{tau} < 2{,}5$ GeV/c^2.
  La masse invariante du jet de tau doit être inférieure à 2,5 GeV/c^2 (sachant que la masse réelle du tau est de 1,8 GeV/c^2).
- $\theta_{isolation} > 14°$.
  L'angle entre l'axe du jet de tau et toutes autres traces de quantité de mouvement supérieure à 1 GeV/c doit être plus grand que 14°.
- $p_{\perp,manquante} > 25$ GeV/c.
  La quantité de mouvement transversale associée à l'énergie manquante doit être plus grande que 25 GeV/c.
- $\theta_{faisceau-manquante} > 32°$.
  L'angle entre le faisceau et la quantité de mouvement manquante doit être supérieur à 32°. Ces deux dernières coupures sont utiles pour rejeter des événements $e^+e^- \xrightarrow{\gamma\gamma} e^+e^- X$ où X représente des hadrons et où les électrons sont produits à petit angle et peuvent être non détectés. Ces processus sont donc caractérisés par une énergie manquante importante, avec une quantité de mouvement transversale manquante pointant vers l'avant ou l'arrière du détecteur.
- $E_{manquante} > 70$ GeV.
  L'énergie manquante doit être supérieure à 70 GeV pour les données collectées en 2000 (à 50 GeV en 1999 et aucune coupure en 1998).

Le résultat de l'identification des leptons après cette présélection est montré pour le signal dans le tableau 7.3. On constate que les muons sont identifiés avec une bonne efficacité. Au contraire, les leptons taus souffrent comme attendu d'une identification moins performante.

	e reconstruit (%)	μ reconstruit (%)	τ reconstruit(%)	Total (%)
Vrai e	**60,8**	0,0	15,7	76,5
Vrai μ	0,0	**74,4**	6,7	81,1
Vrai τ	5,0	8,0	**49,0**	62,0

TAB. 7.3 – Efficacités de reconstruction des leptons pour le signal $t\bar{c}$ (à 200 GeV). Les lignes représentent la saveur réelle du lepton (connue grâce à la simulation) et les colonnes montrent la saveur identifiée par le programme.

La composition des bruits de fond de l'analyse après la présélection dépend évidemment du lepton considéré. Le bruit de fond principal est constitué des événements W^+W^- dans le canal semi-leptonique : $e^+e^- \longrightarrow W^+W^- \longrightarrow qq'\,l\nu$. Seulement une très petite fraction d'événements $e^+e^- \longrightarrow ZZ \longrightarrow q\bar{q}\,l\bar{l}$ passe les critères de présélection. Des processus complémentaires ont également leur importance : il s'agit des événements où les électrons et positons initiaux rayonnent des bosons virtuels (W, Z ou γ) qui interagissent ensemble. Les états finals possibles sont $e^+e^- \longrightarrow qq'\,e\nu$, $e^+e^- \longrightarrow q\bar{q}\,\nu\nu$ et $e^+e^- \longrightarrow q\bar{q}\,ee$. Les directions de l'électron et du positon dans l'état final ont une probabilité importante d'être à petit angle. Une des particules peut ainsi s'échapper dans le tube à vide et simuler de l'énergie manquante sous forme d'un neutrino. Quelques événements de ce type sont attendus pour les canaux concernant les électrons et les taus. Tous les processus mentionnés jusqu'à ici sont regroupés sous la dénomination "bruit de fond à quatre fermions".

Les processus $e^+e^- \longrightarrow q\bar{q}(\gamma)$ contribuent également au bruit de fond. Seuls les événements dans lesquels un photon énergique a été rayonné dans le tube à vide sont présents à ce stade. Le photon non détecté conduit en effet à une quantité élevée d'énergie manquante. Ce processus est quasiment absent quand l'identification du lepton est efficace (cas du muon), et important si l'identification est difficile (cas du tau). Les interactions photon-photon (processus $e^+e^- \xrightarrow{\gamma\gamma} e^+e^-X$ où X représente un état hadronique ou leptonique) jouent également un rôle non négligeable.

Les tableaux 7.4 présentent, respectivement dans le canal électron, muon et tau, la comparaison entre les données et les simulations pour les trois années étudiées dans cette thèse. Le tableau 7.5 donne l'efficacité pour un signal $e^+e^- \longrightarrow t\bar{c}$ après la présélection pour chaque canal. Cette efficacité prend en compte le rapport de branchement du W en leptons, qui vaut 10,5 % pour chaque saveur (par exemple, une efficacité de 7 % correspond à 66 % quand seul le canal d'une saveur particulière est pris en compte). La figure 7.12 illustre la comparaison entre les données (à 203-209 GeV) et les processus décrits par le modèle standard. Les trois canaux sont représentés séparément[14].

[14] On remarque que la distribution de l'énergie visible est "coupée" vers les grandes valeurs pour le canal tau : cet effet provient de la coupure sur l'énergie manquante.

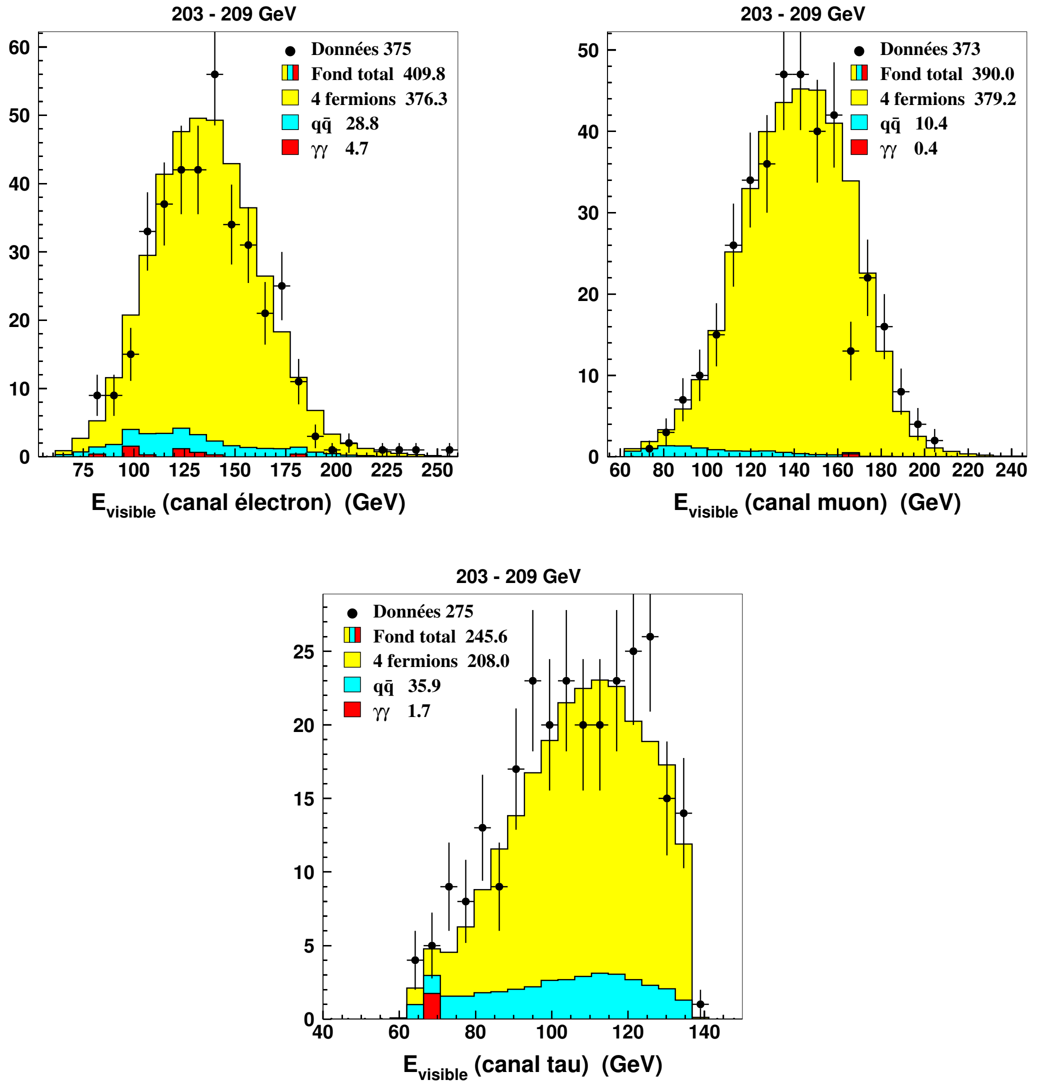


FIG. 7.12 – Distributions de l'énergie visible pour les données à 203-209 GeV (points) et les différents processus issus du modèle standard (histogrammes) au niveau de la présélection pour le canal électron, muon et tau.

Électron	Données	Processus standard	4 fermions	$q\bar{q}$	$\gamma\gamma$
1998	90	106,1 ± 1,6	93,6	10,5	2,0
1999	408	420,6 ± 2,2	380,9	36,6	2,9
2000	375	409,8 ± 2,4	376,3	28,8	4,7

Muon	Données	Processus standard	4 fermions	$q\bar{q}$	$\gamma\gamma$
1998	96	95,1 ± 0,9	90,0	5,1	0,0
1999	371	405,6 ± 1,9	392,8	12,8	0,0
2000	373	390,0 ± 0,6	379,2	10,4	0,4

Tau	Données	Processus standard	4 fermions	$q\bar{q}$	$\gamma\gamma$
1998	112	115,0 ± 1,5	79,9	33,8	1,3
1999	311	307,9 ± 0,5	250,6	54,6	2,7
2000	275	245,6 ± 1,6	208,0	35,9	1,7

TAB. 7.4 – Nombre d'événements présélectionnés dans les données réelles et pour les différents processus standard (canal électron en haut, canal muon au milieu et canal tau en bas). Le bruit de fond $\gamma\gamma$ correspond au processus $e^+e^- \xrightarrow{\gamma\gamma} e^+e^- X$. Les résultats sont présentés pour les années 1998 à 2000. Les erreurs citées sont uniquement d'origine statistique.

Efficacité (%)	Électron	Muon	Tau	Total
1998	6,4 ± 0,5	7,7 ± 0,6	5,1 ± 0,5	19,2 ± 0,9
1999	6,7 ± 0,6	8,5 ± 0,6	5,7 ± 0,5	20,9 ± 1,0
2000	6,6 ± 0,6	8,1 ± 0,6	5,3 ± 0,5	20,0 ± 1,0

TAB. 7.5 – Efficacités pour le signal après la présélection pour chaque canal. La dernière colonne représente l'efficacité pour les trois canaux semi-leptoniques cumulés.

7.7 Cinématique

La cinématique du signal $t\bar{c}$ va aider à la discrimination contre les processus du modèle standard. Comme toutes les masses sont connues, cette cinématique est fixée et ne dépend que de l'énergie dans le centre de masse.

La réaction étant à deux corps, la cinématique des quarks est très simple à calculer. Si l'on néglige la masse du quark c, le calcul donne (en posant la vitesse de la lumière c égale à 1) :

$$E_c = \frac{\sqrt{s}}{2}\left(1 - \frac{m_t^2}{s}\right). \tag{7.5}$$

Pour une énergie dans le centre de masse de 189 GeV, l'énergie du quark c est égale à 13,5 GeV, pour 200 GeV, elle est de 23,5 GeV et pour 206 GeV, elle est de 28,5 GeV. La figure 7.13 montre l'évolution de l'énergie de ce quark en fonction de l'énergie de collision. En réalité, deux effets vont contribuer à ce que l'énergie ne soit pas exactement centrée sur cette valeur. Tout d'abord, la résolution instrumentale va dégrader l'énergie. Ensuite, le rayonnement de photons dans l'état initial conduit à une énergie dans le centre de masse plus faible (définie comme $\sqrt{s'}$). La formule (7.5) doit être modifiée en prenant en compte cette énergie effective. L'énergie du quark est alors diminuée par rapport à la valeur attendue.

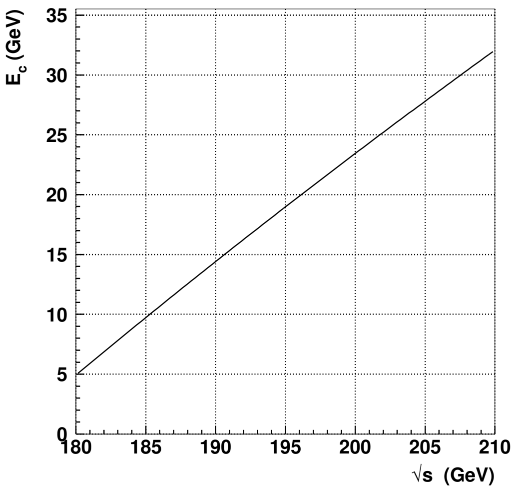


FIG. 7.13 – Évolution de l'énergie du quark c dans la réaction $e^+e^- \longrightarrow t\bar{c}$ en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse.

Un calcul similaire peut être effectué dans le centre de masse du quark t. Ce quark se désintègre en un quark b et un boson W. La formule précédente peut à nouveau s'appliquer si l'on néglige la masse du quark b :

$$E_b = \frac{m_t}{2}\left(1 - \frac{M_W^2}{m_t^2}\right) \approx 69 \text{ GeV}. \tag{7.6}$$

Cette expression est valable dans le référentiel du laboratoire si le quark t est au repos. Ainsi, la formule est une bonne approximation de l'énergie du quark b quand l'énergie dans le centre de masse n'est pas trop élevée (par exemple 189 GeV).

La cinématique est donc très différente suivant l'énergie considérée. Dans la suite, les distributions des variables seront montrées pour des énergies de 189 GeV et de 203-209 GeV, ce qui permettra de juger de ces différences.

7.8 Analyse dans le canal hadronique

Dans cette section est présentée l'analyse concernant les événements $t\bar{c} \longrightarrow qq'\,b\bar{c}$. Le diagramme est rappelé sur la figure 7.14. L'analyse est basée principalement sur la cinématique de ces événements, sur les masses reconstruites et sur l'étiquetage des quarks b.

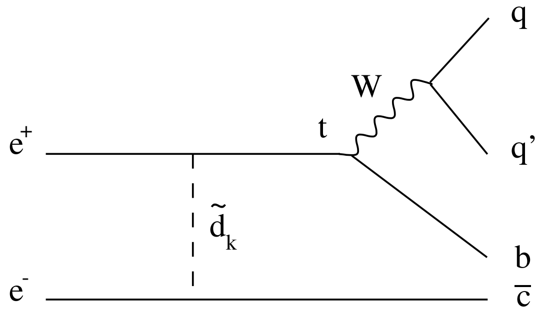


FIG. 7.14 – Signal recherché dans le canal hadronique.

7.8.1 Attribution des jets

Dans une première étape, l'événement est forcé en quatre jets. L'algorithme utilisé est ici Cambridge (décrit dans le chapitre 5). Cet algorithme est très utile dans la recherche du signal $t\bar{c}$ et permet d'améliorer les performances de l'analyse. En effet, l'énergie du quark c étant faible, l'utilisation de l'algorithme, grâce au procédé du gel des jets peu énergiques, permet d'éviter que le jet de c n'attire des particules ne lui appartenant pas : l'énergie de ce quark sera donc mieux estimée. Une comparaison à 189 GeV a été effectuée entre l'algorithme de Cambridge et de Durham : une amélioration de 7 % dans la détermination de l'énergie du quark c a été observée en faveur de l'algorithme de Cambridge.

Afin de reconstruire la masse du quark t et du boson W, les quatre jets de l'événement doivent être identifiés avec les quarks q, q', b et c. Pour effectuer ce choix, il faut utiliser au mieux les informations suivantes :

- $M_{qq'b} = m_t$: la masse invariante des jets issus de q, q' et b est égale à la masse du quark t ;
- $M_{qq'} = M_W$: la masse invariante des jets issus de q et q' est égale à la masse du W ;
- b-*tag* (b) grand : le jet issu du b aura une valeur du b-*tag* importante ;
- b-*tag* (q) et b-*tag* (q') petits : les jets issus du boson W ont une valeur du b-*tag* très faible ;
- $E_b > E_c$: aux énergies considérées, l'énergie du quark b est quasiment toujours supérieure à celle du quark c ;
- E_c petit : l'énergie du quark c est faible.

Le fait que le *b-tag* des jets q et q' soit faible provient de l'observation que les désintégrations du W ne contiennent un quark b que par l'intermédiaire de l'élément V_{cb} de la matrice CKM (avec $V_{cb} \simeq 0,04$)[15]. Il faut noter également que le jet du c peut avoir une variable de *b-tag* importante. Cette propriété ne sera pas prise en compte puisque l'analyse doit également s'appliquer sans changement dans le cas où un quark u est produit en association avec le quark t.

Plusieurs méthodes différentes pour combiner ces informations sont possibles : de nombreuses alternatives ont été essayées dans le cadre de cette thèse et il a été conservé celle donnant les meilleurs résultats. Cette méthode est identique pour toutes les énergies considérées (de 189 GeV à 209 GeV). La procédure est la suivante :

- l'événement est forcé en quatre jets à l'aide de l'algorithme de Cambridge.
- Un ajustement cinématique à quatre contraintes (contraintes sur le quadri-vecteur énergie-impulsion) est effectué sur les jets de l'événement.
- Le jet du c est défini comme le jet le moins énergique.
- Parmi les jets restants, le jet du b est défini comme celui qui possède la plus grande valeur du *b-tag*.
- Les deux jets restants sont considérés comme venant du W.

Cette procédure n'utilise aucune information en masse (comme par exemple la masse du quark t ou du boson W), ce qui permet de garder le pouvoir discriminant de ces variables.

La figure 7.15 illustre ce que donne la procédure en ce qui concerne l'énergie des jets étiquetés comme provenant des quarks c et b (à 189 GeV et 203-209 GeV).

Plusieurs variantes de la méthode présentée pourraient être introduites. Le critère choisi pour comparer ces méthodes était, non pas la reconstruction de masse du quark t et du boson W, mais les performances finales de l'analyse. Toutes les autres procédures examinées ont montré de moins bons résultats.

Par exemple, il a été tenté d'inverser l'ordre entre le choix du quark c et du quark b (c'est-à-dire définir le quark b comme le jet ayant la plus grande valeur du *b-tag* parmi les quatre jets). Une dégradation de la méthode a alors été observée du fait que le quark c est parfois le jet avec le plus grand *b-tag* (il faut garder en mémoire que la variable du *b-tag* est une probabilité). Autre exemple : il a été montré que la procédure était plus efficace si le choix du jet de c était effectué après un ajustement cinématique à quatre contraintes plutôt qu'en exploitant les énergies brutes.

La méthode choisie est parfaitement adaptée pour une énergie de 189 GeV. En effet, à cette énergie, le jet du c est centré sur une valeur de 13,5 GeV : il correspond pratiquement dans tous les cas au jet le moins énergique. Si l'on se place à 206 GeV, l'énergie du jet vaut 28,5 GeV. Il existe alors des cas où l'un des jets issus du W est moins énergique que le jet du c : cette erreur dans l'attribution dégrade la reconstruction d'énergie (voir la figure 7.15). Pour contourner ce défaut, il a par exemple été essayé de définir le jet du c comme le jet le plus proche de sa valeur nominale (donnée par l'équation (7.5)), ici 28,5 GeV. Cette méthode a certes permis d'améliorer la reconstruction d'énergie des particules, mais elle a largement dégradé la discrimination du signal par rapport aux processus du modèle standard. La procédure possède en effet le désavantage de "forcer" les événements du bruit de fond à des valeurs proches de celles du signal.

D'autres essais ont été effectués pour éviter cette erreur d'attribution. Des ajustements cinématiques ont en particulier été utilisés pour aider à l'identification des quarks (par exemple identifier la paire de quark dont la masse invariante est la plus proche de celle du W). Ces essais ont montré que, là encore, la reconstruction d'énergie pour les bruits de fond avait tendance à

[15]De plus, la désintégration $W \longrightarrow t\bar{b}$ est interdite de façon cinématique.

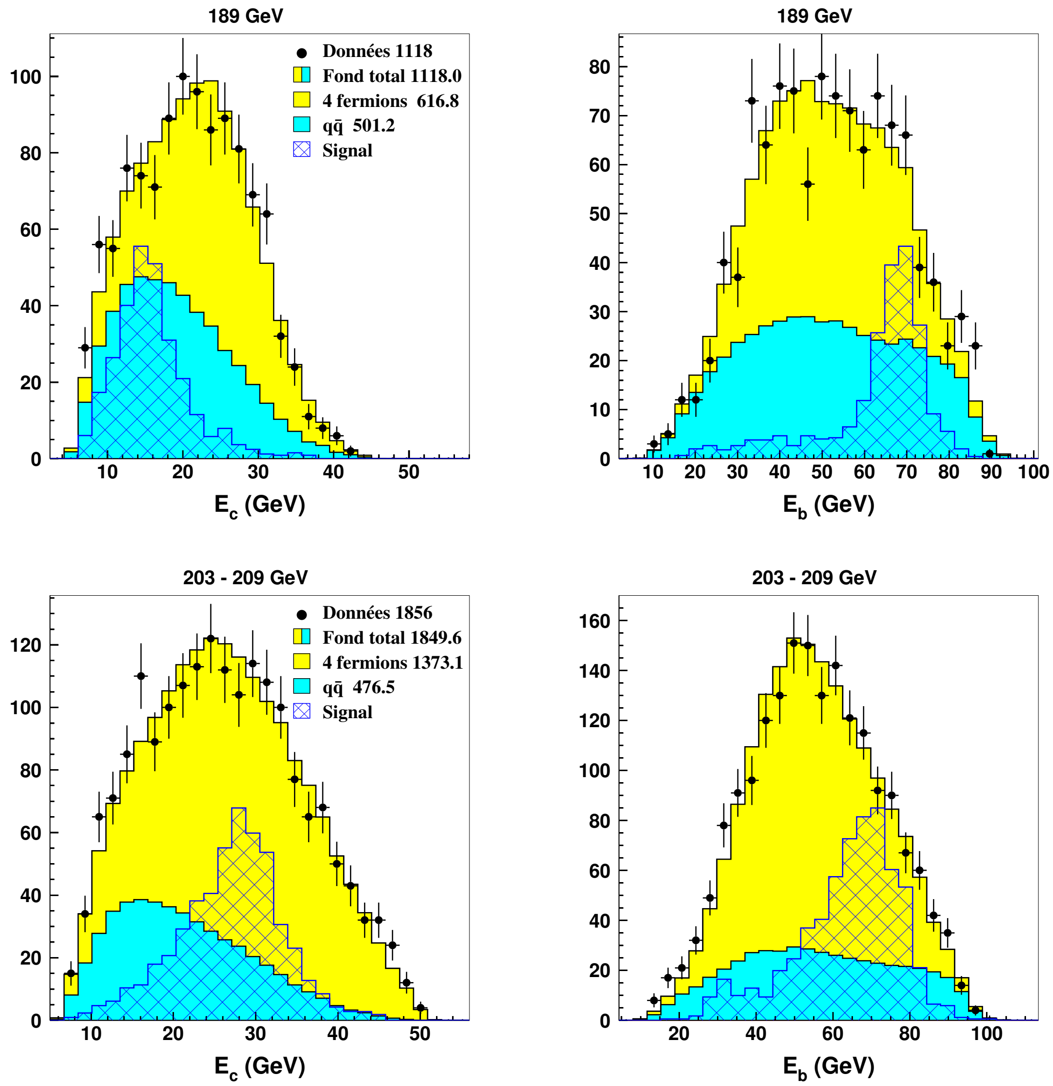


FIG. 7.15 – Énergie reconstruite pour le jet étiqueté comme provenant du quark c (à gauche) et comme provenant du quark b (à droite) pour les énergies de 189 GeV (en haut) et 203-209 GeV (en bas). Les différents processus du modèle standard sont indiqués par les niveaux de gris détaillés sur la légende. L'histogramme hachuré correspond à un signal $t\bar{c}$ normalisé de façon arbitraire.

prendre les valeurs attendues pour le signal.

En conclusion, la méthode choisie, basée sur les propriétés du signal, rend à la fois possible une bonne reconstruction de masse et d'énergie, ainsi qu'une discrimination efficace contre les différents bruits de fond.

7.8.2 Reconstruction des masses

Une fois l'étiquetage des jets effectué, il est facile de reconstruire les masses de l'événement. Les énergies et les quantités de mouvement déterminées à partir de l'ajustement cinématique à quatre contraintes sont utilisées pour le calcul de la masse invariante. La masse du quark t est reconstruite en calculant la masse invariante des trois jets étiquetés comme venant des quarks q, q' et b, tandis que la masse du boson W est calculée grâce aux jets étiquetés comme provenant des quarks q et q'. La figure 7.16 présente la reconstruction de masse pour le quark t pour différentes énergies. On remarque que cette distribution est effectivement centrée sur une valeur de 175 GeV/c^2 pour le signal.

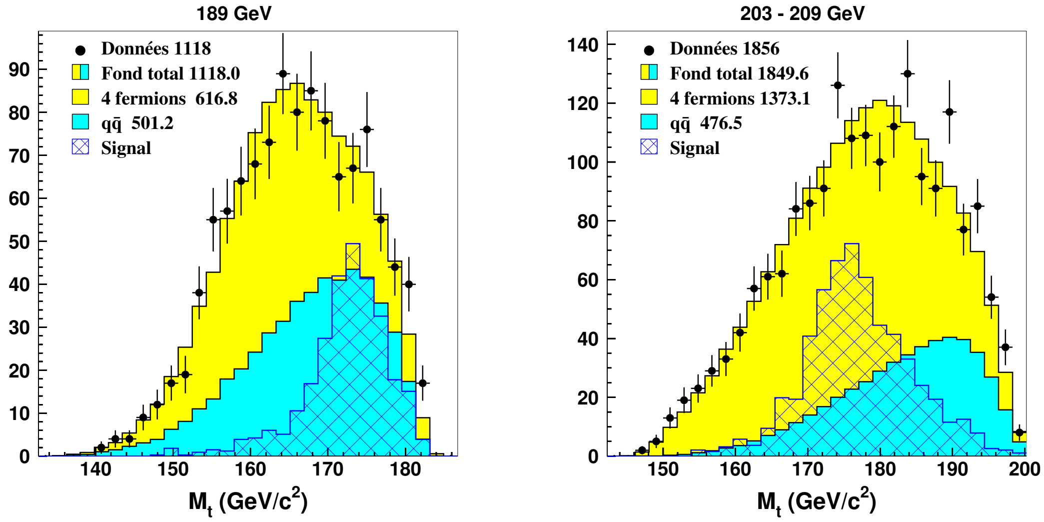


FIG. 7.16 – Masse invariante des trois jets étiquetés comme provenant des quarks q, q' et b à 189 GeV (à gauche) et à 203-209 GeV (à droite). Le signal est indiqué par l'histogramme hachuré.

La résolution sur la masse du quark t pour le signal est indiquée dans le tableau 7.6 pour les trois années pour lesquelles cette analyse a été effectuée[16]. On observe en particulier que cette résolution se dégrade à plus haute énergie. Ceci s'explique par la qualité de l'ajustement qui se détériore quand l'espace de phase augmente (donc quand l'énergie de collision est plus importante)

La figure 7.17 montre la reconstruction de la masse des deux jets identifiés comme venant du boson W pour le signal.

[16] L'ajustement a été réalisé grâce à une courbe gaussienne entre 140 GeV/c^2 et 200 GeV/c^2.

Énergie (GeV)	189	200	206
Résolution (GeV/c^2)	4,1 ± 0,1	6,3 ± 0,2	7,2 ± 0,2

TAB. 7.6 – Résolutions sur la masse reconstruite du quark t pour un signal simulé aux énergies de 189, 200 et 206 GeV (canal hadronique).

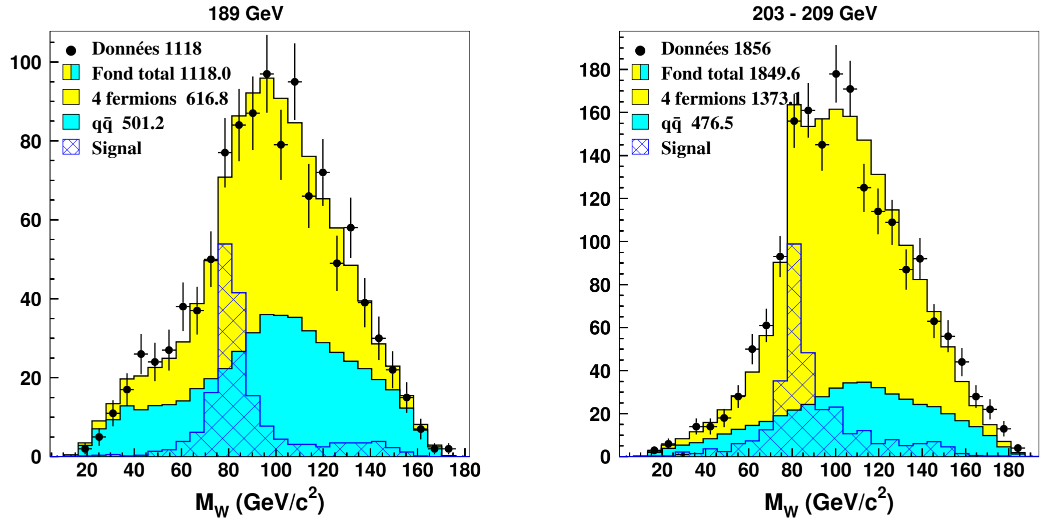


FIG. 7.17 – Masse invariante des deux jets provenant du boson W dans le cas du signal à 189 GeV (à gauche) et à 203-209 GeV (à droite). Le signal correspond à l'histogramme hachuré (avec une normalisation arbitraire).

7.8.3 Choix des variables discriminantes

Variables basées sur l'attribution des jets

Parmi les variables introduites précédemment, seules sont utilisées l'énergie du jet de c et la masse reconstruite du boson W. La masse reconstruite du quark t n'est pas exploitée car cette variable est corrélée de façon stricte avec l'énergie du jet de c (*cf.* équation (7.5)) et n'apporte donc aucune information supplémentaire. L'énergie du jet de b n'est pas non plus introduite dans l'analyse car l'usage de cette variable n'a pas montré d'amélioration dans le canal hadronique.

Un ajustement cinématique à six contraintes est effectué sur la combinaison choisie des jets (et uniquement sur cette combinaison). En plus des contraintes d'énergie et de quantité de mouvement, des contraintes sont imposées sur la masse invariante des trois jets étiquetés comme venant du quark t et sur la masse invariante des deux jets identifiés comme venant du boson W. Ces masses sont respectivement imposées à 175 et 80 GeV/c^2. L'ajustement donne comme résultat une valeur du χ^2 : cette valeur sera faible pour le signal puisque les six contraintes sont respectées (à la résolution des détecteurs et aux erreurs d'attribution près), tandis que cette valeur du χ^2 sera arbitraire pour les différents bruits de fond (sachant que les deux dernières contraintes ne sont pas vérifiées). La figure 7.18 présente la distribution de cette quantité pour une énergie de 203-209 GeV.

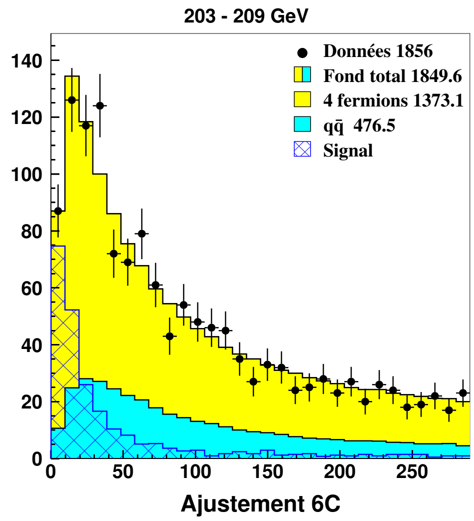


FIG. 7.18 – Distribution à 203-209 GeV de la valeur du χ^2 après un ajustement cinématique à six contraintes sur la combinaison des jets choisie par la méthode d'attribution.

Variables basées sur l'étiquetage des quarks b

La valeur de la variable du *b-tag* pour le jet identifié comme provenant du b est illustrée sur la figure 7.19 (à une énergie de 203-209 GeV). Les grandes valeurs correspondent à une probabilité importante que le jet soit issu d'un quark b.

Comme mentionné plus haut, les jets issus du boson W ont une probabilité très faible d'être des jets de b. Cette propriété est utilisée pour construire une variable d'anti-*b-tag*. Cette variable est la somme des valeurs du *b-tag* pour les deux jets supposés issus du W : elle prend des petites valeurs pour le signal, tandis qu'elle pourra être importante pour les processus $q\bar{q}$.

Variables caractérisant la topologie de l'événement

Afin de discriminer contre les processus $q\bar{q}$, les variables suivantes sont introduites : la poussée T, $\alpha_{min} \times E_{min}$ pour quatre jets et $\alpha_{min} \times E_{min}$ pour cinq jets. L'intérêt de ces variables a déjà été discuté dans le chapitre 6, page 167.

Le signal possédant quatre jets, les valeurs de transition $-\log_{10}(y_{32})$ et $-\log_{10}(y_{43})$ sont utilisées pour caractériser cette topologie.

Résumé des variables discriminantes

Les variables utilisées en entrée du réseau de neurones sont donc les suivantes :

- l'énergie du jet de c (après ajustement à quatre contraintes) ;
- la masse reconstruite du W (après ajustement à quatre contraintes) ;
- la valeur du χ^2 issue de l'ajustement cinématique à six contraintes sur la combinaison choisie ;
- le *b-tag* du jet de b ;
- la somme du *b-tag* des jets issus du W ;

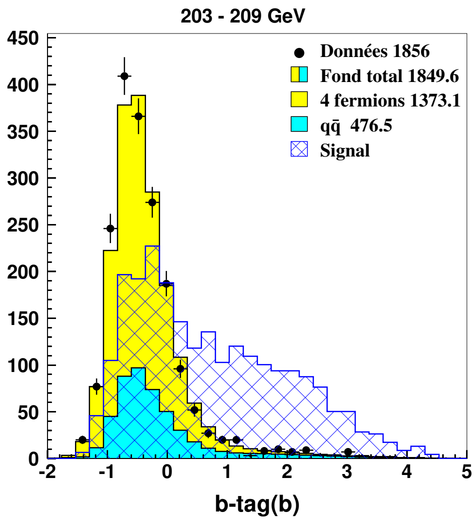


FIG. 7.19 – Distribution de la valeur du *b-tag* à une énergie de 203-209 GeV.

- la poussée ;
- $\alpha_{min} \times E_{min}$ pour quatre jets ;
- $\alpha_{min} \times E_{min}$ pour cinq jets ;
- $-\log_{10}(y_{32})$;
- $-\log_{10}(y_{43})$;

7.8.4 Réseaux de neurones

Ces dix variables discriminantes sont placées en entrée du réseau de neurones. En raison du faible nombre d'événements, l'échantillon de signal n'est pas divisé en deux lots pour l'apprentissage du réseau. Cependant, il a été vérifié par ailleurs que 100 époques permettaient d'éviter un sur-entraînement des neurones. À la suite de cet apprentissage, les données et les différents bruits de fond sont présentés au réseau, et une coupure pas à pas est effectuée sur la variable de sortie. Le résultat est montré pour les trois années étudiées sur la figure 7.20. À toutes les énergies considérées, un bon accord est observé quelque soit la coupure choisie. Cet accord indique qu'aucun signal n'a été détecté dans les données et la coupure peut donc être optimisée de façon à augmenter le pouvoir d'exclusion. Le point de fonctionnement correspond à la coupure qui permet d'atteindre le minimum de la section efficace attendue exclue à 95 % de niveau de confiance (voir le chapitre 3). La figure 7.21 présente l'évolution de cette quantité à 189 GeV : on constate sur la figure que l'on est en mesure d'exclure un signal possédant une section efficace de 0,28 pb à 189 GeV.

7.8.5 Résultats

Le choix des points de fonctionnement pour les trois années conduit aux résultats présentés dans le tableau 7.7. Notons que l'efficacité citée correspond à celle multipliée par le rapport de branchement du boson W en quarks (65,8 %).

Le tableau ne reporte pas d'excès, ce qui confirme qu'aucun signal $t\bar{c}$ n'a été détecté dans les données concernant le canal hadronique. La figure 7.22 montre la reconstruction de masse du

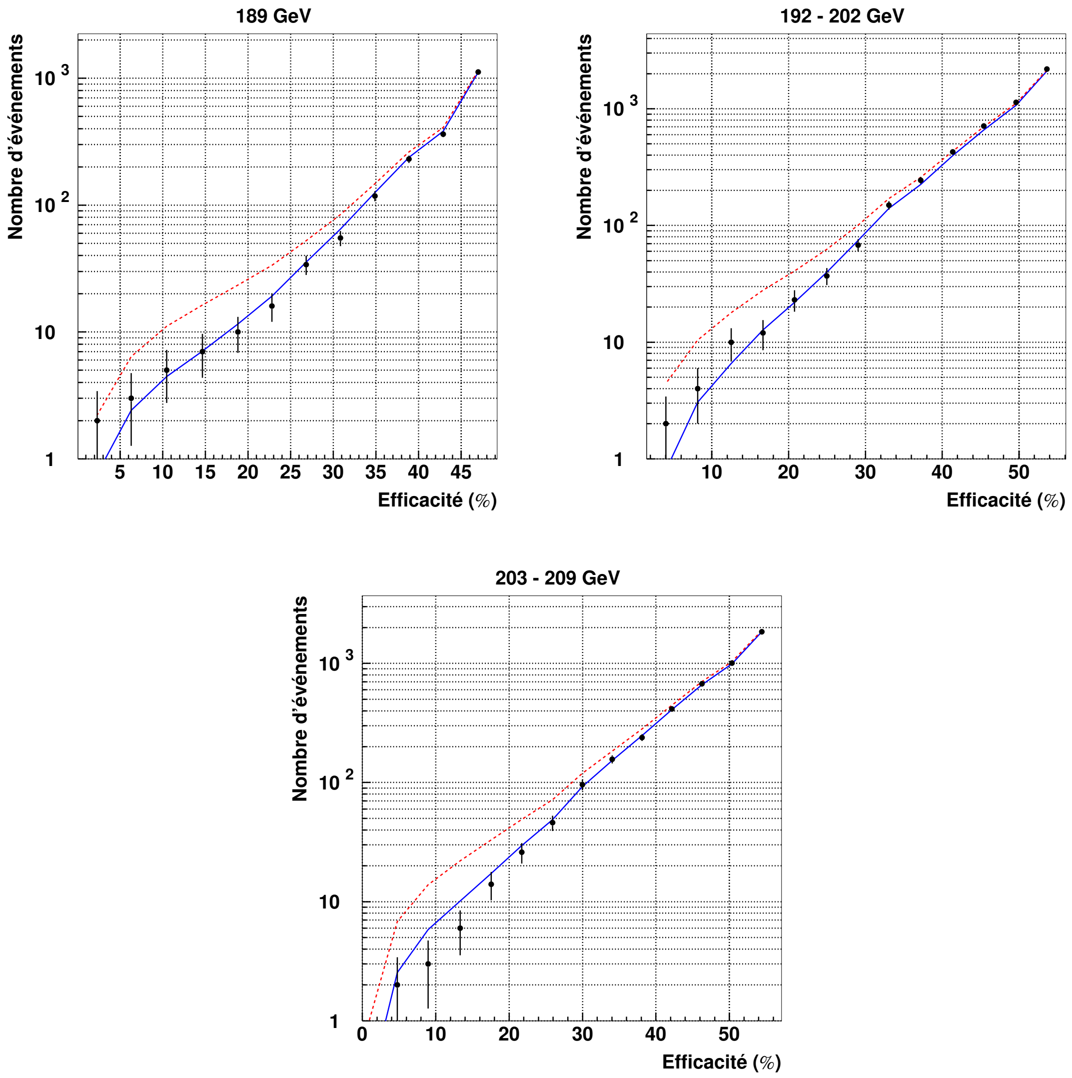


FIG. 7.20 – Nombre d'événements sélectionnés pour les données collectées en 1998, 1999 et 2000 (points) et pour le bruit de fond total (ligne continue) en fonction de l'efficacité pour le signal. La ligne pointillée illustre ce que l'on attendrait d'un signal possédant une section efficace de 0,4 pb.

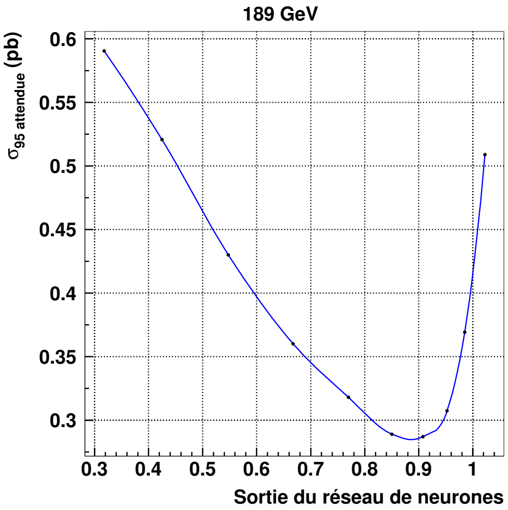


FIG. 7.21 – Évolution de la section efficace attendue exclue à 95 % de niveau de confiance en fonction de la sortie du réseau de neurones (à 189 GeV). Les points représentent les valeurs réellement calculées.

candidat t dans les données, pour les différents bruits de fond et pour un signal de 0,4 pb après la coupure à 203-209 GeV. Le signal est ici ajouté sur la contribution des processus du modèle standard.

Les efficacités présentées dans le tableau sont également valables pour un signal $t\bar{u}$. Il a été vérifié que le *"b-tag"* du quark c ne jouait aucun rôle dans la sélection d'un événement. En particulier, quand la procédure d'attribution des jets échoue (ce qui ne se produit qu'aux plus hautes énergies), l'analyse montre que l'interversion concerne le jet de b et l'un des jets du W : le jet de c ne participe donc pas par erreur à l'évaluation du *b-tag*.

	Données	Processus standard	4 fermions	$q\bar{q}$	ε_{signal} (%)
1998	11	12,4 ± 0,47	4,0 ± 0,20	8,4 ± 0,41	19,7 ± 0,88
1999	11	11,4 ± 0,42	4,6 ± 0,18	6,8 ± 0,38	16,4 ± 0,82
2000	20	21,2 ± 0,29	11,7 ± 0,22	9,5 ± 0,20	18,9 ± 0,88

TAB. 7.7 – Nombre d'événements sélectionnés après la coupure sur la variable du réseau de neurones dans les données réelles et pour les différents processus standard. La dernière colonne représente l'efficacité totale pour un signal $e^+e^- \longrightarrow t\bar{c}$. Les résultats sont présentés pour les années 1998 à 2000. Les erreurs citées sont uniquement d'origine statistique.

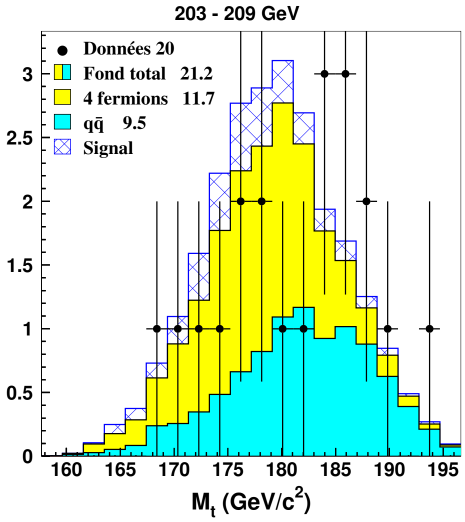


FIG. 7.22 – Reconstruction de masse du candidat t appliquée aux données, à la simulation des processus du modèle standard et à un signal $t\bar{c}$ normalisé à 0,4 pb. Contrairement aux figures précédentes, le signal est ici ajouté à la simulation des processus du modèle standard.

7.9 Analyse dans le canal semi-leptonique

Nous nous intéressons maintenant à l'état final $t\bar{c} \longrightarrow l\nu\, b\bar{c}$ dont le diagramme est représenté sur la figure 7.23.

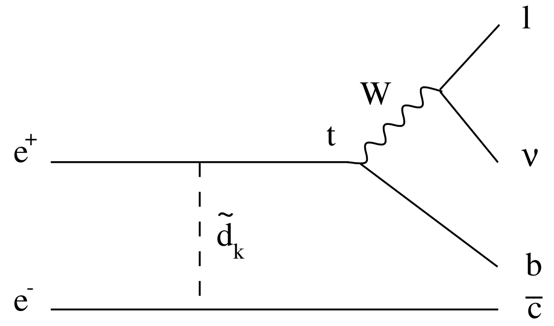


FIG. 7.23 – Signal recherché dans le canal semi-leptonique.

7.9.1 Reconstruction de masse

Le canal semi-leptonique possède beaucoup moins d'ambiguïtés que le canal hadronique étudié plus haut. La nature très différente des particules mises en jeu va faciliter la reconstruction de masse.

La première étape consiste à calculer l'énergie et la quantité de mouvement du neutrino : ces valeurs sont simplement déterminées grâce à l'énergie manquante et à la quantité de mouvement manquante de l'événement. Ensuite, un ajustement cinématique à une contrainte[17] est appliqué sur les quadri-vecteurs énergie-impulsion des quarks, du lepton chargé et du neutrino. Cet ajustement permet d'obtenir les énergies et les quantités de mouvement de ces particules.

Il a été vu plus haut que, pour le signal, l'énergie du quark c est toujours plus faible que celle du quark b. Ainsi, le jet provenant du quark c est défini comme le moins énergique des deux jets[18].

La reconstruction de masse est ensuite évidente : la masse du quark t est calculée grâce à la masse invariante du lepton chargé, du neutrino et du jet de b. Le résultat de ce procédé est montré pour chaque saveur de lepton sur les figures 7.24, 7.25 et 7.26. Précisons que le même traitement est opéré sur le signal par rapport aux données et à la simulation des bruits de fond : la saveur du lepton est déterminée par la méthode d'identification et non pas par la connaissance de la saveur générée. Ainsi, un lot de signal dans un canal donné ne contient pas exclusivement la saveur étudiée (*cf.* le tableau 7.3).

La résolution sur la masse reconstruite du quark t est présentée pour le signal dans le tableau 7.8 (l'ajustement a été réalisé dans les mêmes conditions que pour le canal hadronique). On constate que cette résolution se dégrade avec la montée en énergie. Par ailleurs, ces résultats peuvent être comparés à ceux obtenus dans le canal hadronique (tableau 7.6, page 235). Les résolutions sont du même ordre de grandeur. Le canal hadronique comporte l'avantage de ne pas posséder d'énergie manquante, mais l'incertitude sur l'association des jets entre eux pour former

[17]Une seule contrainte subsiste des quatre contraintes initiales étant donné que la quantité de mouvement du neutrino n'est pas mesurée (et que sa masse est considérée comme nulle).

[18]La méthode d'attribution n'utilise pas la comparaison de la valeur du *b-tag* des deux jets sachant que le jet de c peut parfois posséder une valeur du *b-tag* supérieure à celle du b.

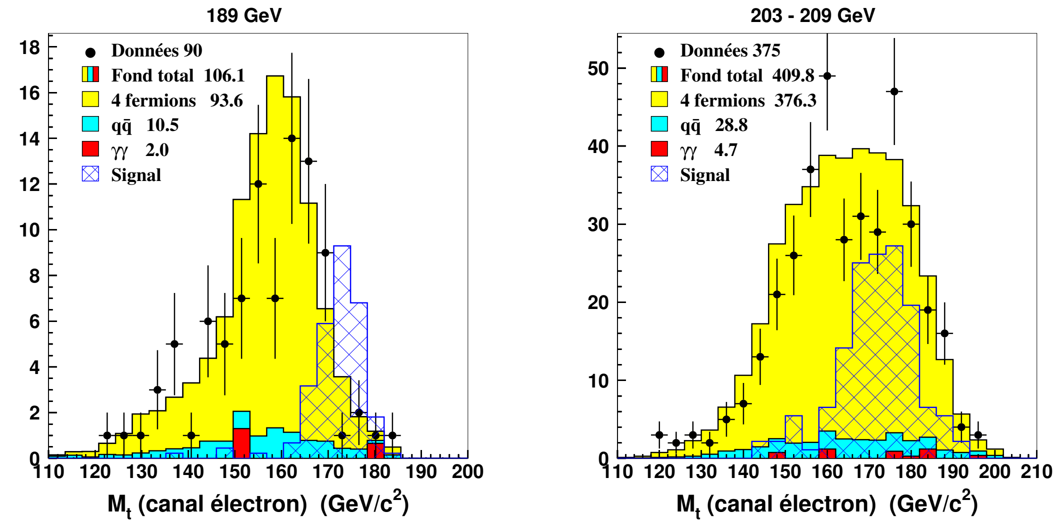


FIG. 7.24 – Masse invariante de l'électron, du neutrino et du jet étiqueté comme provenant du quark b à 189 GeV (à gauche) et à 203-209 GeV (à droite). Les distributions concernent le canal électron. Le signal, non normalisé, est indiqué par l'histogramme hachuré et ne correspond qu'au canal électron.

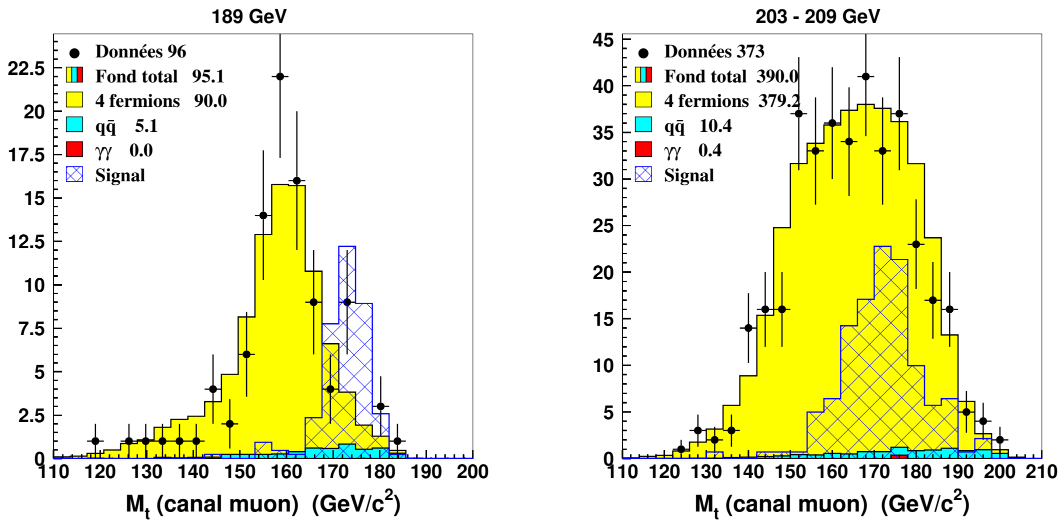


FIG. 7.25 – Masse invariante du muon, du neutrino et du jet étiqueté comme provenant du quark b à 189 GeV (à gauche) et à 203-209 GeV (à droite). Les distributions concernent le canal muon. Le signal est indiqué par l'histogramme hachuré et ne correspond qu'au canal muon.

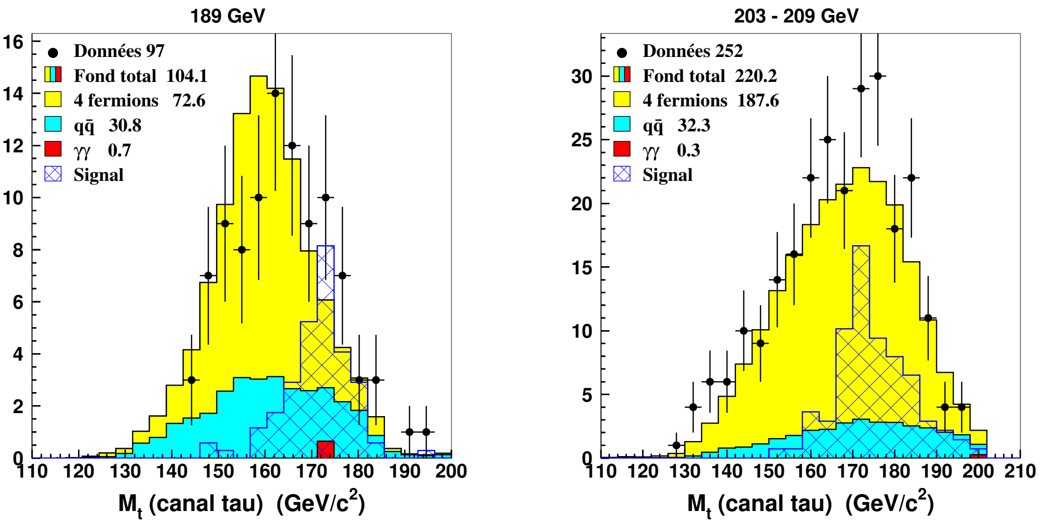


FIG. 7.26 – Masse invariante du tau, du neutrino et du jet étiqueté comme provenant du quark b à 189 GeV (à gauche) et à 203-209 GeV (à droite). Les distributions concernent le canal tau. Les nombres mentionnés dans la légende sont plus faibles que ceux indiqués dans le tableau 7.4 en raison d'une mauvaise convergence de certains événements après l'ajustement à une contrainte. Le signal est indiqué par l'histogramme hachuré et ne correspond qu'au canal tau.

le quark t détériore la reconstruction de masse. Dans le canal semi-leptonique, l'association est plus facile mais la résolution est altérée par l'utilisation du neutrino dans le calcul de la masse.

	Énergie (GeV)	189	200	206
Canal électron	Résolution (GeV/c^2)	4,5 ± 0,3	6,4 ± 0,7	7,1 ± 0,8
Canal muon	Résolution (GeV/c^2)	3,8 ± 0,3	6,6 ± 0,6	8,8 ± 0,8
Canal tau	Résolution (GeV/c^2)	6,9 ± 1,2	6,5 ± 0,8	9,9 ± 1,3

TAB. 7.8 – Résolutions sur la masse reconstruite du quark t pour un signal simulé aux énergies de 189, 200 et 206 GeV pour les trois canaux semi-leptoniques.

La masse du boson W est reconstruite grâce au calcul de la masse invariante du lepton et du neutrino. La distribution de cette masse invariante est montrée sur la figure 7.27. On constate que le bruit de fond principal, $W^+W^- \longrightarrow qq'l\nu$, possède des valeurs proches de la masse du boson W, ce qui montre la validité de la méthode.

7.9.2 Choix des variables discriminantes

Il a été choisi d'effectuer une analyse séparée pour chaque saveur de lepton. En effet, la composition des bruits de fond dépend de la saveur considérée (voir le tableau 7.4, page 229), et il est donc préférable d'entraîner trois réseaux de neurones différents. Les particularités de chaque type de lepton seront ainsi mieux prises en compte, et l'analyse, après combinaison des résultats, n'en sera que plus performante.

L'analyse dans le canal des muons présentera les meilleurs résultats : la mesure précise de l'énergie et de la quantité de mouvement du muon assure une bonne discrimination. De plus, nous

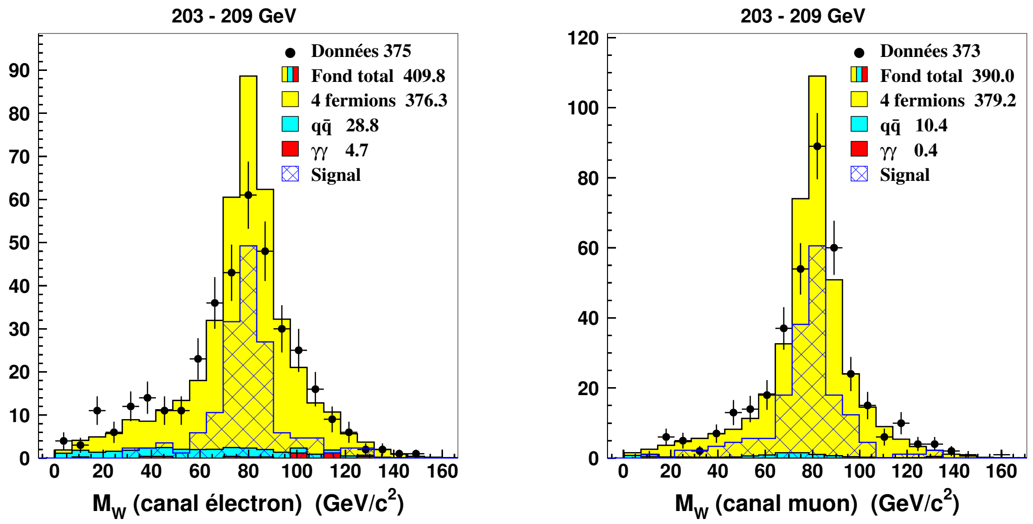


FIG. 7.27 – Masse invariante du lepton et du neutrino à 203-209 GeV. À gauche : dans le canal des électrons. À droite : dans le canal des muons. Le signal correspond à l'histogramme hachuré (non normalisé). Il s'agit du signal relatif au canal étudié.

avons vu dans le tableau 7.3 que l'efficacité de reconstruction était meilleure pour ce lepton. Peu de variables discriminantes sont donc réellement nécessaires pour entraîner le réseau de neurones. Le canal des électrons possède des performances légèrement inférieures à celui des muons. En ce qui concerne les taus, l'analyse offrira un moins bon pouvoir de discrimination. Ce travers s'explique d'une part car la détermination de l'énergie et de la quantité de mouvement du tau est difficile, et d'autre part car l'efficacité de reconstruction est seulement de 49 %. Pour pallier ces défauts, le réseau de neurones doit contenir plus d'informations pour augmenter le pouvoir discriminant : pour cette raison, l'apprentissage utilisera un plus grand nombre de variables.

Par ailleurs, l'analyse perd de son efficacité avec la montée en énergie. Cet effet est dû en grande partie à l'énergie du quark c qui augmente et qui fait perdre au signal ses caractéristiques : ceci complique en particulier la discrimination avec le bruit de fond W^+W^- (une figure illustre cette affirmation dans la section suivante).

Variables basées sur la cinématique

L'énergie du quark c (qui est l'équivalent strict de la masse reconstruite du quark t) et l'énergie du quark b sont employées pour distinguer le signal des processus issus du modèle standard. La masse reconstruite du boson W est également utilisée. De plus, le bruit de fond le plus important est constitué par les événements $W^+W^- \longrightarrow qq'l\nu$: dans ce cas, la masse invariante des deux quarks est égale à la masse du W (ce qui n'est plus vrai pour le signal). La figure 7.28 illustre la distribution de la masse invariante des deux jets pour des énergies de 189 GeV et de 203-209 GeV dans le canal des muons. On constate l'importante différence entre les deux énergies : cette masse invariante est très faible à 189 GeV en raison de la petite énergie du quark c, ce qui offre une très bonne discrimination contre les processus W^+W^-. À 203-209 GeV, l'énergie du quark c est de 28,5 GeV, ce qui donne une masse invariante des deux jets plus grande, entraînant une perte de discrimination.

Enfin, la quantité de mouvement transversale manquante est également utilisée, ce qui permet de discriminer contre les événements $q\bar{q}$ dans lesquels un photon énergique a été émis le long du tube à vide.

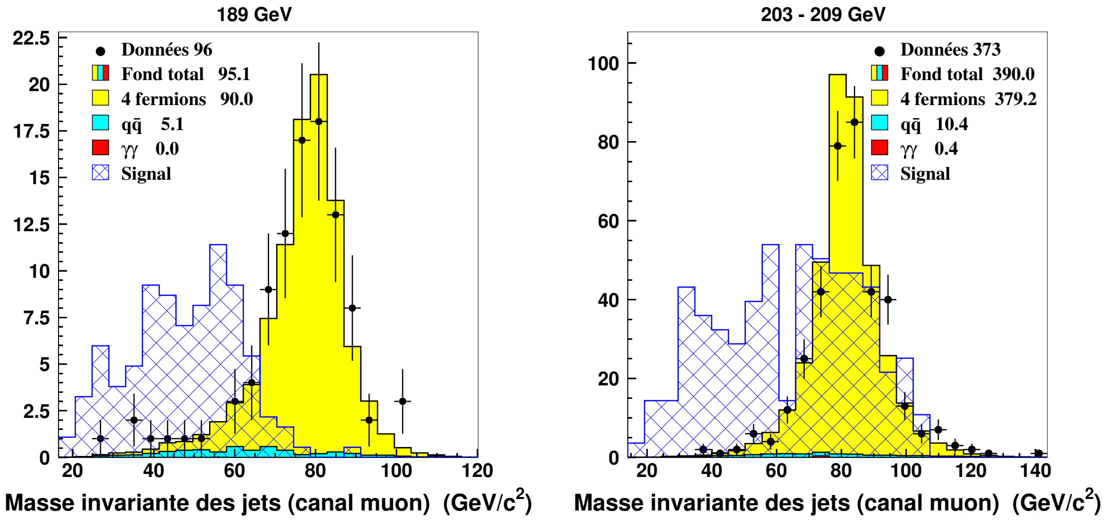


FIG. 7.28 – Distributions de la masse invariante des deux jets pour les données à 189 GeV (à gauche) et à 203-209 GeV (à droite), pour les différents bruits de fond et pour un signal $t\bar{c}$ non normalisé. Ces distributions sont montrées pour le canal des muons.

Variable basée sur l'étiquetage des quarks b

Les événements du signal contiennent un quark b tandis que le bruit de fond principal (W^+W^-) n'en contient aucun. La distribution de cette variable est montrée sur la figure 7.29 (à gauche) pour le canal des muons.

Variables caractérisant la topologie de l'événement

Les valeurs de transition $-\log_{10}(y_{21})$ et $-\log_{10}(y_{32})$ sont également employées pour aider à la discrimination. Ces valeurs sont calculées en retirant au préalable les traces associées au lepton. Le signal possède deux jets, dont un très peu énergique : cette propriété entraîne des plus petites valeurs de la quantité de mouvement transversale entre les traces, ou, ce qui est équivalent, des valeurs de transition (l'effet est évidemment inversé pour la variable $-\log_{10}(y_{n\ n-1})$ en raison du signe négatif). La quantité $-\log_{10}(y_{21})$ est présentée sur la figure 7.29 (à droite) dans le canal des électrons.

La variable $dist_{WW}$ (voir page 169) est redéfinie de la façon suivante : les masses invariantes des deux quarks, M_1, et des deux leptons, M_2, sont calculées et introduites dans l'équation (6.1). Cette variable prend des petites valeurs pour les événements W^+W^-.

Enfin, la quantité $\sqrt{s'}$ (voir page 158) est mise à profit pour discriminer contre les processus $q\bar{q}$ (seulement dans le cas de l'électron et du tau).

Variables utilisées uniquement dans le canal des taus

Comme nous l'avons déjà dit, des variables supplémentaires sont indispensables pour améliorer l'étude dans le canal des taus. Tout d'abord, l'énergie du lepton tau est mise à profit dans

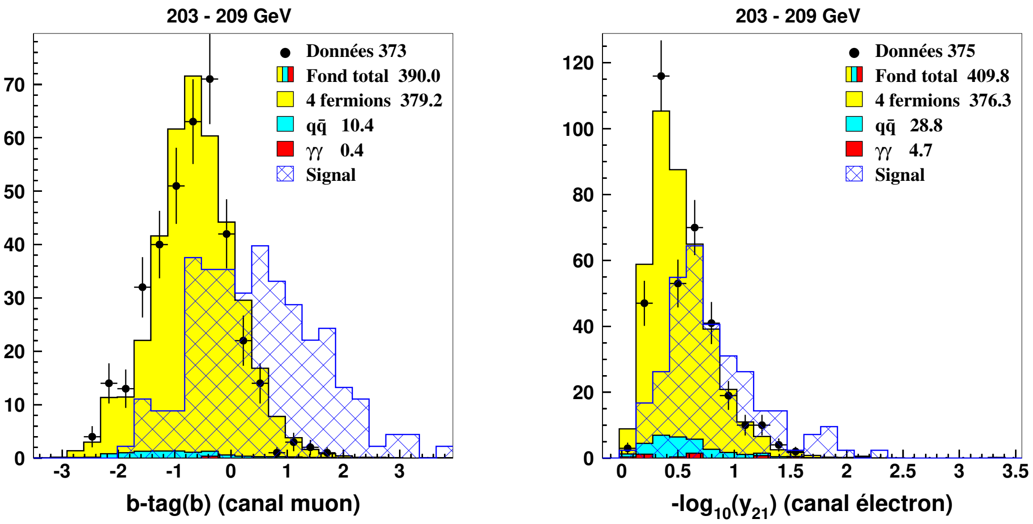


FIG. 7.29 – À gauche : distribution de la variable d'étiquetage des b dans le canal des muons pour les données à 203-209 GeV, pour les différents bruits de fond et pour un signal $t\bar{c}$ non normalisé. À droite : distribution de $-\log_{10}(y_{21})$ dans le canal des électrons.

l'apprentissage du réseau. De plus, un ajustement à cinq contraintes est appliqué sur l'événement : l'égalité est imposée entre la masse invariante des jets et celle du tau et de son neutrino associé. Cet ajustement est parfaitement adapté aux processus W^+W^- et conduit à la reconstruction précise de la masse du W. Pour le signal, cette masse invariante prend des valeurs arbitraires. La figure 7.30 (à gauche) illustre le comportement de cette variable.

Un ajustement cinématique à six contraintes est réalisé sur les jets et les leptons de l'événement. Les deux contraintes supplémentaires imposent que la masse invariante du lepton et du neutrino soit égale à la masse du boson W et que la masse invariante du lepton, du neutrino et du jet identifié comme provenant du b soit égale à la masse du quark t. Cet ajustement produit une valeur du χ^2 qui sera plus faible pour le signal que pour les bruits de fond. Cette variable est présentée sur la figure 7.30 (à droite).

Plusieurs angles sont utilisés pour la discrimination. Tout d'abord, le cosinus de l'angle entre la direction du faisceau et l'énergie manquante, ainsi que le cosinus de l'angle d'isolation du tau (défini page 226), sont introduits dans le réseau de neurones. De plus, le cosinus de l'angle de direction de vol du boson W (pour le signal) est calculé : la distribution est plate pour le signal tandis que la variable est située au voisinage de 1 (c'est-à-dire aux petits angles) pour les processus $q\bar{q}$. Le cosinus de l'angle du lepton dans le repère du boson W (pour le signal) est également mis à profit.

Enfin, la valeur de la poussée complète ce jeu de variables discriminantes.

7.9.3 Réseaux de neurones

Trois réseaux de neurones différents ont été entraînés pour chaque année de prise de données. L'apprentissage du réseau est effectué sur 100 époques. Après l'entraînement, le réseau est appliqué sur les données et sur les différents bruits de fond. La figure 7.31 illustre la sortie du réseau de neurones dans le canal des muons (canal où la séparation entre le signal et les bruits de fond est la plus aisée) pour des énergies de 189 GeV et de 203-209 GeV. Cette figure montre en

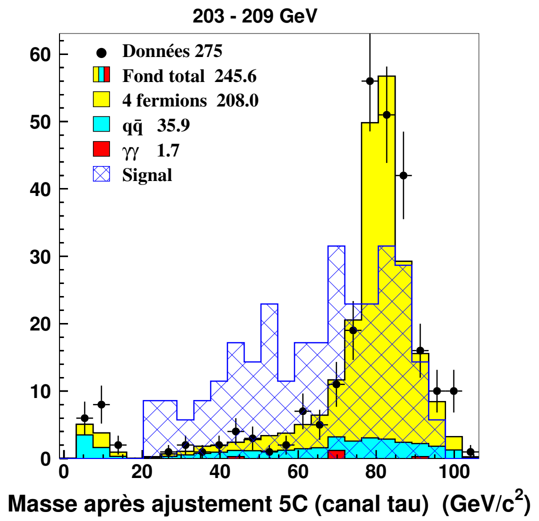


FIG. 7.30 – À gauche : distribution de la masse invariante après ajustement imposant l'égalité des masses pour le système des jets et des leptons dans le canal des taus pour les données à 203-209 GeV, pour les différents bruits de fond et pour un signal $t\bar{c}$ non normalisé. À droite : distribution de la valeur du χ^2 après un ajustement à six contraintes dans le canal des taus (seuls sont montrés les événements possédant une valeur du χ^2 inférieure à 20).

particulier la perte de discrimination avec la montée en énergie (voir également la figure 7.28).

Une coupure pas à pas est effectuée sur la sortie des réseaux de neurones. Les résultats sont présentés sur les figures 7.32, 7.33 et 7.34 pour les trois années. L'accord entre les données et la simulation est globalement correct, et aucun excès n'est observé. On remarque cependant un déficit de données de deux écarts types dans le canal des électrons à 203-209 GeV (précisons que tous les points de la courbe sont corrélés entre eux). La probabilité qu'un désaccord à deux écarts types survienne sur l'étude de neuf canaux indépendants (trois canaux semi-leptoniques par année) est de 37 %. Une fluctuation statistique pourrait donc expliquer ce déficit, mais une source d'erreurs systématiques pourrait être également envisageable (étalonnage des calorimètres, simulation imparfaite du détecteur, etc.).

Ainsi, aucun événement de signal n'a été détecté dans le canal semi-leptonique dans les données de 189 à 209 GeV. Cette conclusion nous amène à exclure le signal recherché. Pour augmenter le pouvoir d'exclusion, les différents points de fonctionnement ont été déterminés suivant la méthode décrite dans le chapitre 3.

7.9.4 Résultats

Le choix des points de fonctionnement conduit aux résultats présentés dans le tableau 7.9. Un bon accord est constaté pour tous les canaux et à toutes les énergies. Les efficacités (tous canaux confondus) sont montrés dans le tableau 7.10

Les figures 7.36, 7.37 et 7.38 (page 257 et suivantes) montrent des exemples de candidats des analyses dans le canal électron, muon et tau pour des énergies supérieures à 203 GeV. Tous ces événements sont néanmoins compatibles avec des processus W^+W^- ou $q\bar{q}\,(\gamma)$.

Il a été vérifié au cours de l'analyse qu'il ne se produisait que très peu d'interversion entre le

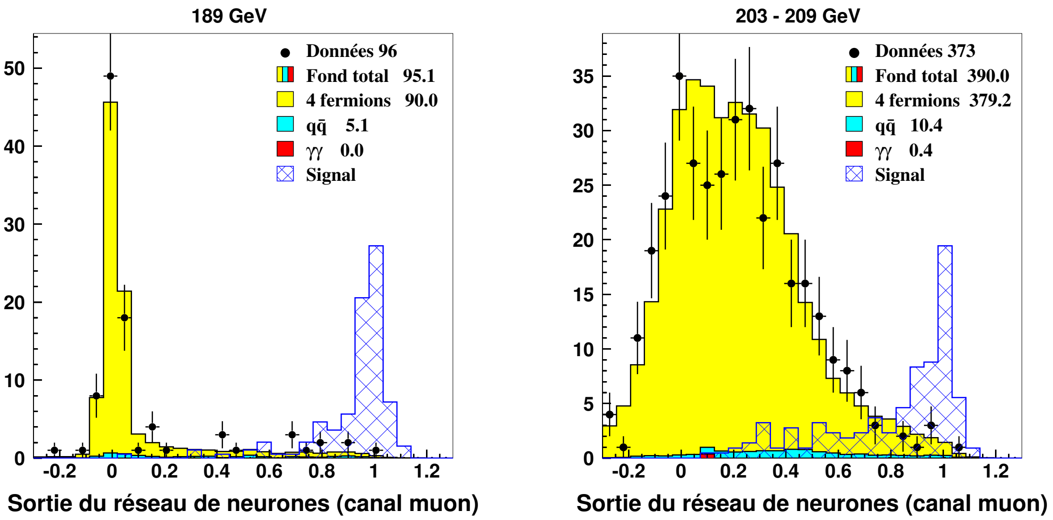


FIG. 7.31 – Réponses des réseaux de neurones dans le canal des muons pour les données (points), les différents bruits de fond (histogrammes pleins) et le signal. À gauche : à une énergie de 189 GeV. À droite : à une énergie de 203-209 GeV. La normalisation du signal est arbitraire. Le signal ne concerne que le canal des muons.

jet de b et le jet de c : le *"b-tag"* du jet de c n'aide donc pas à la discrimination du signal. Par conséquent, ces résultats s'appliquent sans modification au processus $e^+e^- \longrightarrow t\bar{u}$.

De plus, comme discuté dans la section 7.2 (voir en particulier la figure 7.6), la distribution angulaire des particules de l'état final est très peu influencée par la masse du squark échangé dans la voie u (dans la mesure où cette masse est supérieure à 70 GeV/c^2). L'efficacité pour le signal, calculée ici avec une masse du squark de 100 GeV/c^2, reste par conséquent pratiquement inchangée pour des masses différentes.

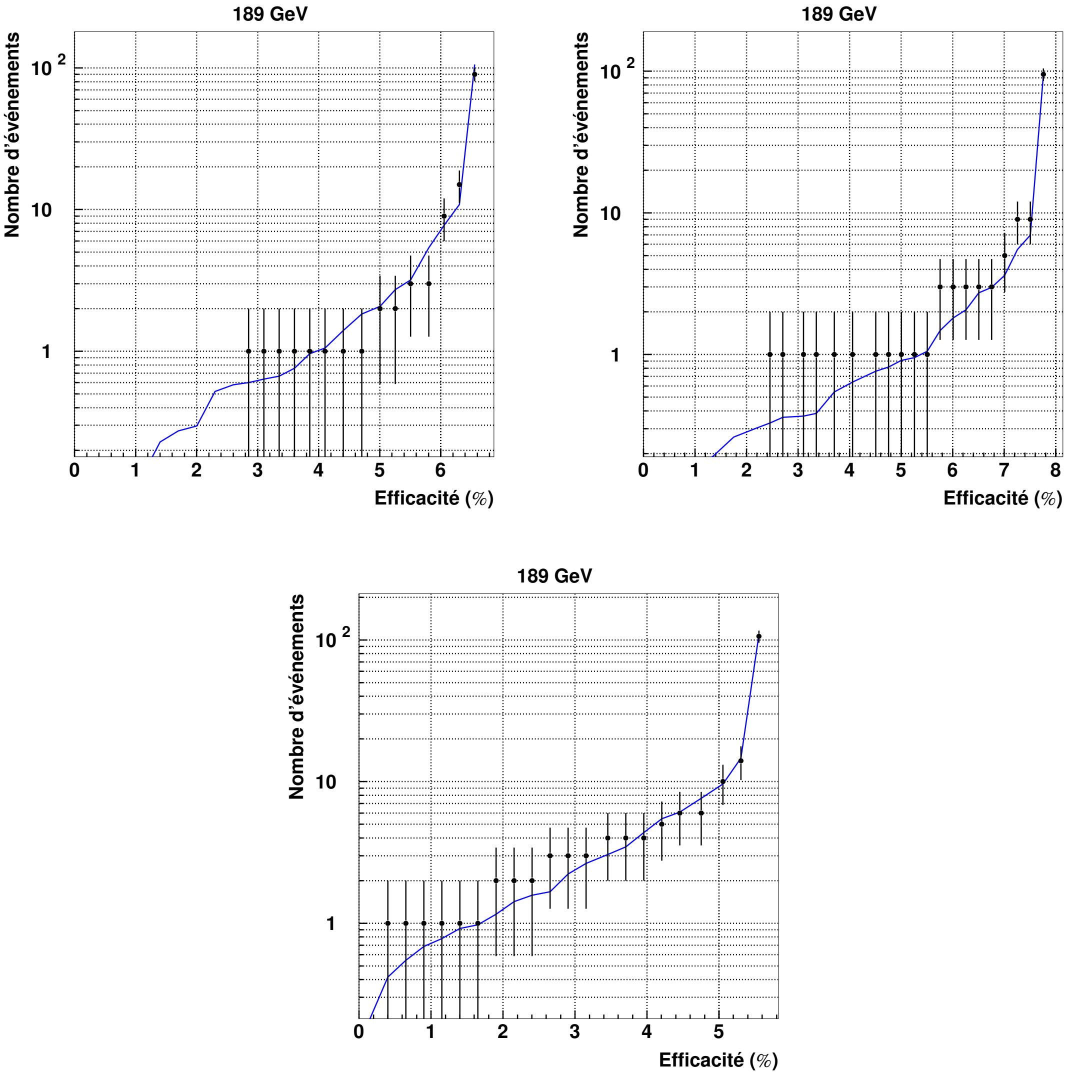


FIG. 7.32 – Nombre d'événements sélectionnés pour les données collectées à 189 GeV (points) et pour le bruit de fond total (ligne continue) en fonction de l'efficacité pour le signal (tous canaux confondus). En haut à gauche : canal des électrons. En haut à droite : canal des muons. En bas : canal des taus.

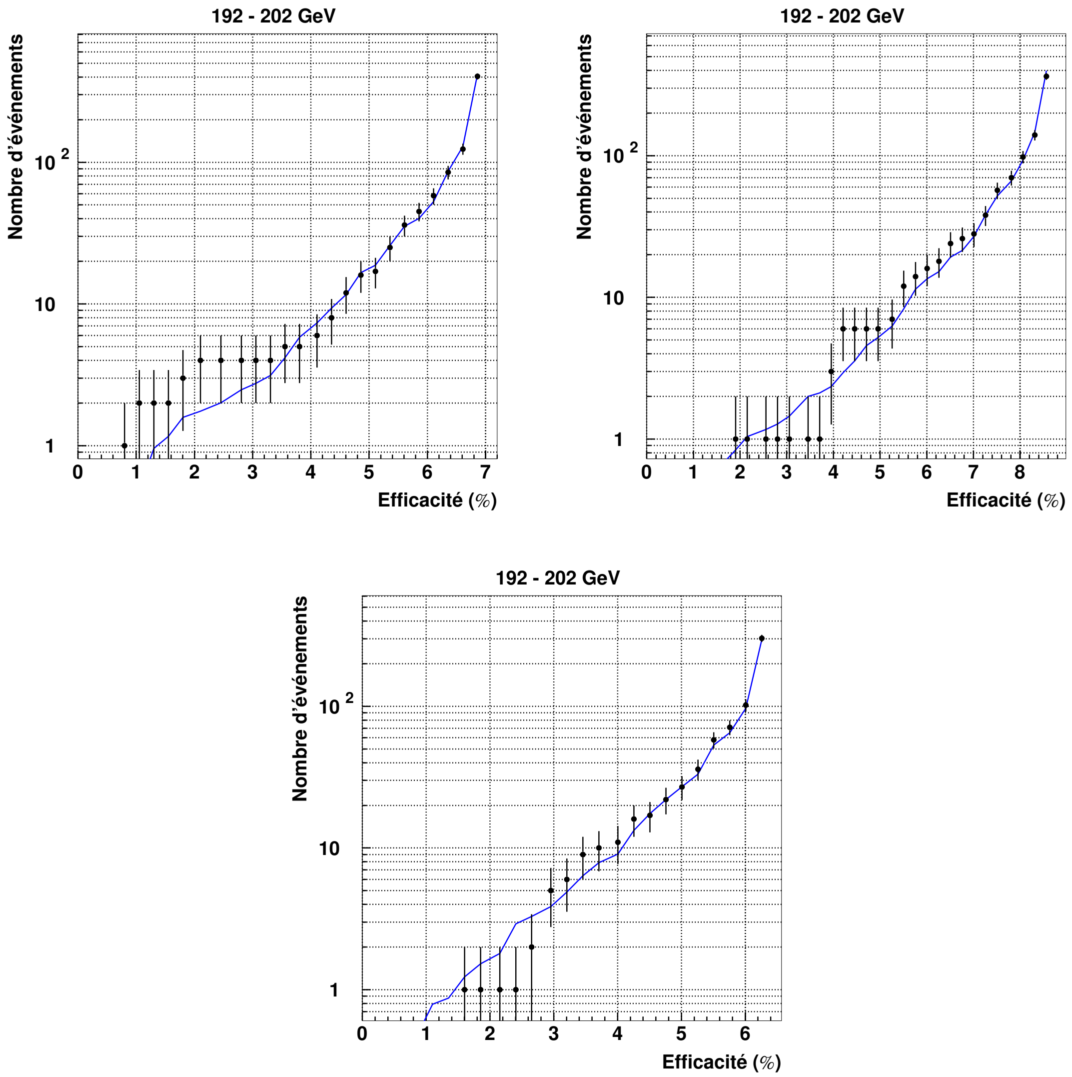


FIG. 7.33 – Nombre d'événements sélectionnés pour les données collectées à 192-202 GeV (points) et pour le bruit de fond total (ligne continue) en fonction de l'efficacité pour le signal (tous canaux confondus). En haut à gauche : canal des électrons. En haut à droite : canal des muons. En bas : canal des taus.

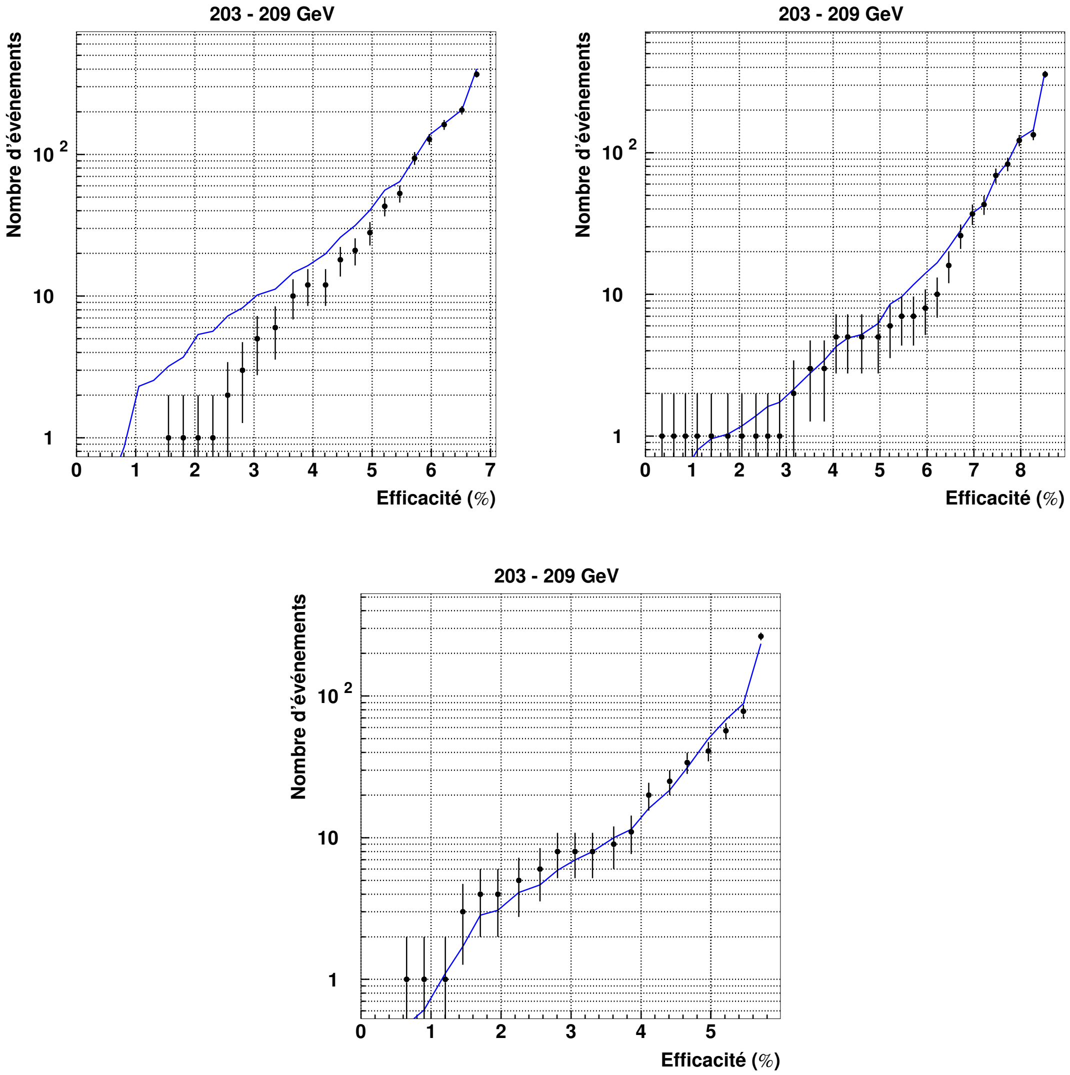


FIG. 7.34 – Nombre d'événements sélectionnés pour les données collectées à 203-209 GeV (points) et pour le bruit de fond total (ligne continue) en fonction de l'efficacité pour le signal (tous canaux confondus). En haut à gauche : canal des électrons. En haut à droite : canal des muons. En bas : canal des taus.

Électron	Données	Processus standard	4 fermions	$q\bar{q}$	$\gamma\gamma$
1998	2	2,3 $\pm$ 0,29	1,7	0,6	0,0
1999	4	3,1 $\pm$ 0,30	2,0	0,8	0,3
2000	6	11,6 $\pm$ 1,13	9,1	1,3	1,2

Muon	Données	Processus standard	4 fermions	$q\bar{q}$	$\gamma\gamma$
1998	1	1,1 $\pm$ 0,10	0,8	0,3	0,0
1999	3	2,5 $\pm$ 0,15	2,1	0,4	0,0
2000	5	5,3 $\pm$ 0,16	4,5	0,8	0,0

Tau	Données	Processus standard	4 fermions	$q\bar{q}$	$\gamma\gamma$
1998	4	3,7 $\pm$ 0,27	2,3	1,4	0,0
1999	10	8,3 $\pm$ 0,42	5,2	2,4	0,7
2000	9	10,7 $\pm$ 0,22	8,5	2,2	0,0

TAB. 7.9 – Nombre d'événements sélectionnés après la coupure finale dans les données réelles et pour les différents processus standard (canal électron en haut, canal muon au milieu et canal tau en bas). Les résultats sont présentés pour les années 1998 à 2000. Les erreurs citées sont uniquement d'origine statistique.

Efficacité (%)	Électron	Muon	Tau	Total
1998	5,2 $\pm$ 0,49	5,5 $\pm$ 0,51	3,7 $\pm$ 0,42	14,4 $\pm$ 0,82
1999	3,2 $\pm$ 0,39	4,1 $\pm$ 0,44	3,6 $\pm$ 0,41	10,4 $\pm$ 0,70
2000	3,5 $\pm$ 0,41	4,6 $\pm$ 0,47	3,6 $\pm$ 0,42	11,7 $\pm$ 0,75

TAB. 7.10 – Efficacités pour le signal après la coupure finale pour chaque canal. La dernière colonne représente l'efficacité pour les trois canaux semi-leptoniques cumulés.

7.10 Exclusion

Limite sur la section efficace de production

L'étude des trois années de prise de données dans les canaux hadronique et semi-leptonique montre qu'aucun signal $e^+e^- \longrightarrow t\bar{c}/t\bar{u}$ n'a été détecté. Ces résultats permettent de donner une limite sur la section efficace de production de ces signaux. Pour chaque année, nous allons combiner les résultats obtenus dans le canal hadronique, dans les canaux des électrons, des muons et des taus. Cette opération est justifiée sachant que tous ces canaux sont strictement indépendants. De plus, l'exclusion sera d'autant meilleure que la luminosité collectée est importante : il est donc essentiel de combiner les différents échantillons de prise de données.

La combinaison de tous les canaux a été effectuée en utilisant le programme ALRMC[19] [62]. Celui-ci utilise une méthode basée sur les rapports de vraisemblance (voir la référence [62] pour une description détaillée) et est parfaitement adapté pour combiner plusieurs canaux indépendants. La combinaison entre canaux pour des données collectées à une même énergie ne nécessite pas la présence d'un modèle sous-jacent à la production du signal. Les limites obtenues dans ce cas sont donc indépendantes d'hypothèses sur la section efficace de production $e^+e^- \longrightarrow t\bar{c}/t\bar{u}$. Au contraire, combiner des données collectées à des énergies différentes requiert la connaissance de l'évolution de la section efficace de production du signal. Dans le cadre de la violation de la R-parité, cette évolution a été montrée dans la section 7.2. Nous avons choisi d'exprimer la limite sur la section efficace combinée à une énergie de 206 GeV (mais de manière équivalente, cela aurait pu être fait à 189 GeV ou 200 GeV). Les résultats sont présentés dans le tableau 7.11. Les canaux sont combinés pour chaque année (canal hadronique et canaux semi-leptoniques), ainsi qu'entre les trois échantillons de données étudiées, ce qui représente une luminosité intégrée de 608 pb^{-1}. Toutes les limites sont établies avec un niveau de confiance de 95 %. Les erreurs statistiques sur le nombre d'événements de bruit de fond et sur l'efficacité du signal sont prises en compte dans le calcul de ces limites.

L'examen du tableau montre que ces limites sont similaires quand on compare les canaux entre les différentes années (la baisse de performance des analyses observée avec la montée en énergie est compensée par la luminosité plus importante). On note cependant des résultats moins bons dans le canal semi-leptonique pour les données collectées en 1999 : ceci s'explique par le léger excès reporté dans le tableau 7.9 pour les trois canaux semi-leptoniques.

Le résultat final, pour une collision à 206 GeV, est ainsi (à 95 % de niveau de confiance) :

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \longrightarrow t\bar{u} + \bar{t}u) &< 0{,}11 \text{ pb} ; \\ \sigma(e^+e^- \longrightarrow t\bar{c} + \bar{t}c) &< 0{,}11 \text{ pb}. \end{aligned}$$

Comme montré précédemment, ce résultat est valable dès que la masse du squark échangé entre les particules initiales est supérieure à 70 GeV/c^2 (quoiqu'il en soit, les masses inférieures ont été exclues par les données collectées au LEP).

Limite sur les produits de couplages

Ces limites peuvent s'interpréter en termes de bornes supérieures sur le produit des constantes de couplage intervenant dans l'interaction. L'équation (7.2) de la section efficace de production du signal montre que celle-ci peut s'exprimer sous la forme $\sigma = |\lambda'_{1jk}\lambda'^{*}_{13k}|^2 f(\sqrt{s}, m_{\tilde{d}_k})$ avec

[19]Notons que ce programme est celui employé pour combiner les analyses des bosons de Higgs entre les différentes expériences du collisionneur LEP.

Échantillon	σ_H (pb)	σ_{SL} (pb)	σ_{H+SL} (pb)
Données 1998 (189 GeV)	0,25	0,26	0,16
Données 1999 (200 GeV)	0,22	0,43	0,19
Données 2000 (206 GeV)	0,23	0,29	0,16
Combinaison (206 GeV)	0,14	0,22	**0,11**

TAB. 7.11 – Section efficace exclue à 95 % de niveau de confiance pour le canal hadronique seul (σ_H), pour le canal semi-leptonique seul (σ_{SL}) et pour la combinaison de ces deux canaux (σ_{H+SL}). Les résultats sont présentés pour les données collectées en 1998, en 1999 et en 2000 (avec entre parenthèses l'énergie moyenne à laquelle a été calculée cette limite). La dernière ligne fournit la limite combinée sur la section efficace à une énergie de 206 GeV (après combinaison des trois échantillons de données).

$j, k = \{1; 2\}$ et f une fonction de l'énergie de collision et de la masse du squark. On obtient alors :

$$|\lambda'_{1jk}\lambda'^{*}_{13k}| = \sqrt{\frac{\sigma}{f(\sqrt{s}, m_{\tilde{d}_k})}}.$$

Il suffit ensuite de remplacer la valeur de la section efficace par sa limite supérieure déterminée à 206 GeV. La figure 7.35 présente la contrainte obtenue sur le produit des constantes de couplage en fonction de la masse du squark de type bas. L'incertitude de $\pm 5{,}1$ GeV/c^2 sur la masse du quark t est prise en compte dans cette figure et correspond à la bande autour de la courbe centrale.

Pour une masse du squark de type bas de 100 GeV/c^2, la limite sur le produit des constantes de couplage est :

$$|\lambda'_{1jk}\lambda'^{*}_{13k}| < 0{,}043 \quad \text{(95 \% de niveau de confiance)}.$$

Comme anticipé, la limite obtenue dans cette thèse pose des contraintes moins fortes que celles déterminées par les mesures de précision (voir page 216). Cependant, comme nous l'avons déjà souligné, contrairement aux études précédentes, les recherches présentées ici reposent sur une analyse directe des événements avec violation de la R-parité. Pour la première fois dans ce canal, ces recherches ont ainsi permis de sonder les couplages λ'.

7.11 Perspectives

La production de quark t solitaire par l'intermédiaire de couplages avec violation de la R-parité peut être étudiée aux accélérateurs futurs. Ceux-ci possèdent l'avantage d'une énergie et d'une luminosité plus importantes, et permettront par conséquent d'améliorer la recherche présentée ici.

Le prochain collisionneur linéaire e^+e^- fonctionnera avec une énergie de 500 GeV et une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} par an. Plusieurs études ont été réalisées dans le cadre de la violation de la R-parité [87, 68, 70] : la sensibilité sur le produit $|\lambda'_{1jk}\lambda'^{*}_{13k}|$ atteindrait des valeurs comprises entre 0,01 et 0,1 pour une masse du squark variant de 100 GeV/c^2 à 1 TeV/c^2. Ce résultat est à comparer avec la limite indirecte qui varie de 0,0018 à 0,18 pour une masse du squark évoluant entre 100 GeV/c^2 et 1 TeV/c^2 (voir page 216).

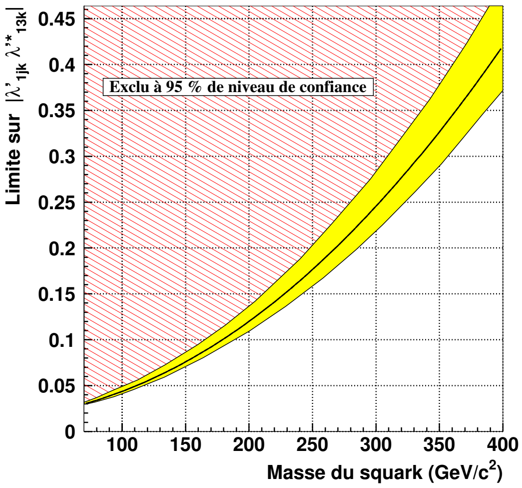


FIG. 7.35 – Limite sur le produit $|\lambda'_{1jk}\lambda'^{*}_{13k}|$ (avec $j, k = \{1; 2\}$) en fonction de la masse du squark de type bas. La courbe centrale correspond à la limite obtenue pour une masse du quark t de 174,3 GeV$/c^2$ et la région autour de cette courbe prend en compte l'incertitude à un écart type sur la masse de ce quark.

Par ailleurs, un collisionneur à muons pourrait voir le jour à plus long terme. Ce collisionneur permettrait, via un diagramme similaire à celui étudié dans cette thèse, de sonder le produit de couplages $|\lambda'_{2jk}\lambda'^{*}_{23k}|$.

Il est également possible d'étudier la production d'un quark t solitaire dans les données collectées aux collisionneurs hadroniques (Tevatron ou LHC). Cette interaction, dans le cadre de la violation de la R-parité, aurait lieu par l'intermédiaire d'un slepton ou d'un squark : $q\bar{q}' \longrightarrow \tilde{l} \longrightarrow t\bar{b}$ (via des couplages λ') et $qq' \longrightarrow \tilde{q} \longrightarrow tb$ (via des couplages λ'') [88]. Ces contributions pourraient augmenter notablement le nombre d'événements observés par rapport aux prédictions du modèle standard et permettraient soit de découvrir, soit d'améliorer les exclusions sur les produits des couplages (sur une large gamme de masse de la superparticule échangée).

Conclusion

Pour la première fois, un signal $e^+e^- \longrightarrow t\bar{c}/t\bar{u}$ produit par l'intermédiaire des constantes de couplage λ' a été recherché au sein d'un collisionneur. L'intérêt de cette étude réside dans le fait que les couplages interviennent au niveau de la production des particules, fournissant la possibilité de sonder directement leur valeur. Afin d'augmenter la sensibilité aux couplages, les deux types de désintégration du boson W ont été étudiés. Le signal possède des particularités aidant à la discrimination contre les processus du modèle standard : cinématique des événements, masse du quark t et du boson W, vertex secondaire pour le jet de b.

À la suite de l'analyse des données représentant une luminosité intégrée de 608 pb^{-1}, aucun des canaux étudiés ne présente d'excès significatifs. Après combinaison des différentes analyses, ce résultat peut être interprété dans le cadre de la violation de la R-parité en une limite sur la section efficace de production (à 206 GeV) :

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \longrightarrow t\bar{u} + \bar{t}u) &< 0{,}11 \text{ pb} ; \\ \sigma(e^+e^- \longrightarrow t\bar{c} + \bar{t}c) &< 0{,}11 \text{ pb}. \end{aligned}$$

Ce résultat est valable dès que la masse du squark échangé est supérieure à 70 GeV/c^2.

Connaissant la section efficace théorique, ces limites se traduisent en contraintes sur les produits des constantes de couplage. Pour une masse du squark bas de 100 GeV/c^2, on obtient ainsi (pour $j, k = \{1; 2\}$) :

$$|\lambda'_{1jk}\lambda'^{*}_{13k}| < 0{,}043 \quad (95\ \%\ \text{de niveau de confiance}).$$

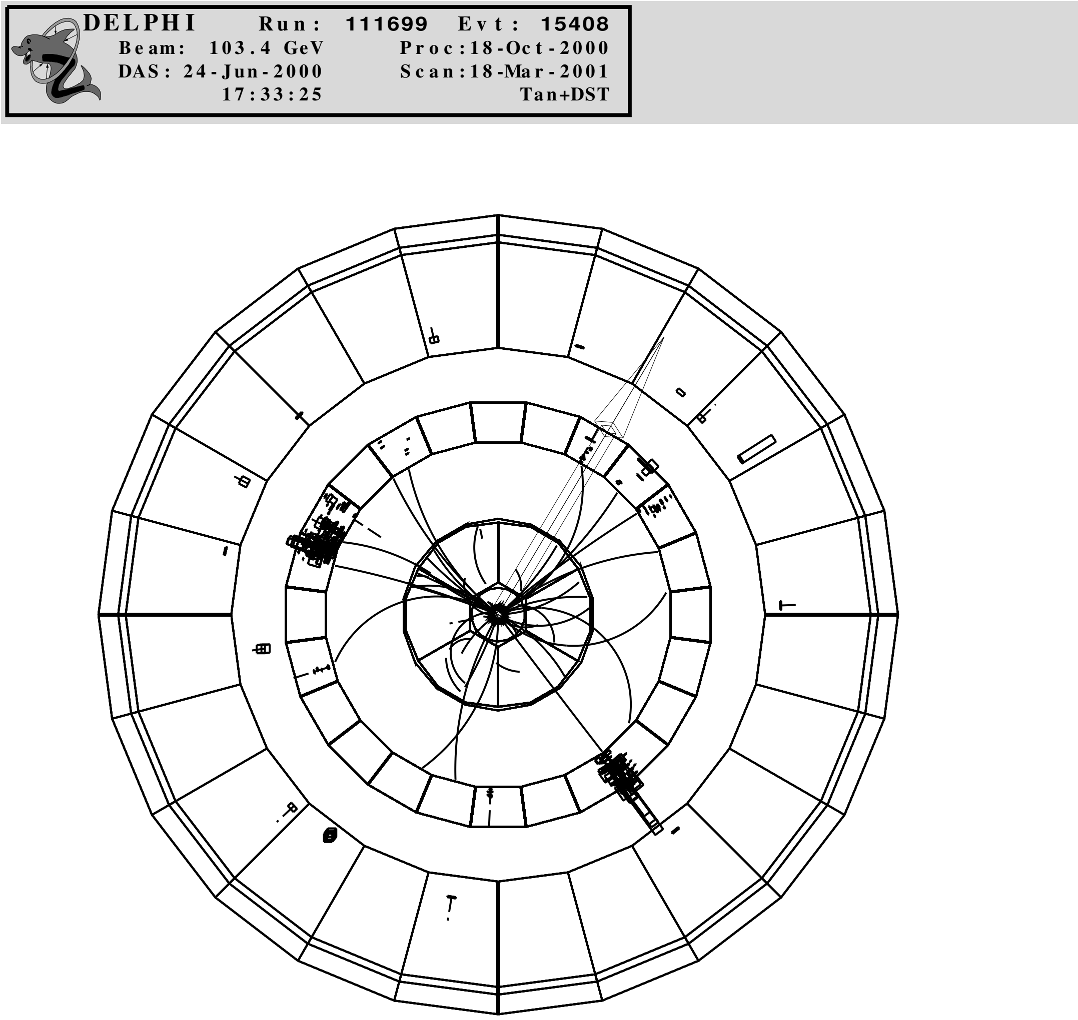


FIG. 7.36 – Événement sélectionné après la coupure finale de l'analyse dans le canal des électrons (collecté à une énergie de 206,8 GeV). Les masses reconstruites du candidat W et t sont respectivement 101 GeV/c^2 et 182 GeV/c^2 (la masse invariante des deux jets est égale 71 GeV/c^2). La variable du *b-tag* vaut 2,0 et la sortie du réseau de neurones est égale à 0,98. Les détecteurs montrés sont la TPC, le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique. Les rectangles correspondent à l'énergie déposée dans ces calorimètres et la flèche à la direction de la quantité de mouvement manquante. La trace de l'électron est située dans le cadran inférieur droit de la figure.

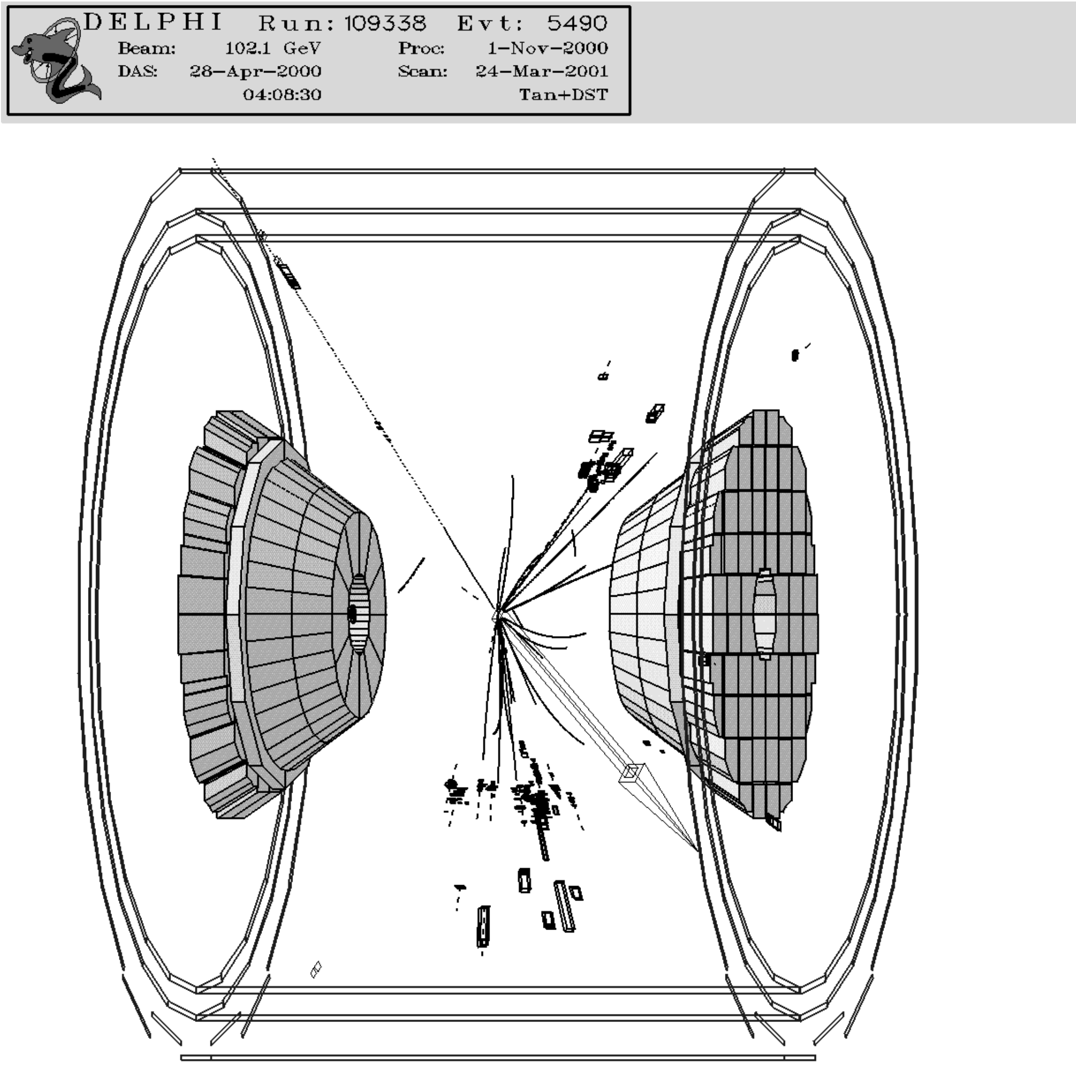


FIG. 7.37 – Événement sélectionné après la coupure finale de l'analyse dans le canal des muons (collecté à une énergie de 204,2 GeV). Les masses reconstruites du candidat W et t sont respectivement 77 GeV/c^2 et 170 GeV/c^2 (la masse invariante des deux jets est égale 88 GeV/c^2). La variable du *b-tag* vaut 1,8 et la sortie du réseau de neurones est égale à 0,96. Il s'agit d'une vue perpendiculaire à l'axe du faisceau. Les détecteurs représentés sont dans les parties avant et arrière, le RICH, la chambre FCB et le calorimètre FEMC, et dans la partie centrale, les chambres à muons. La trace associée au muon (classée comme ferme ou *tight*) est extrapolée vers ces chambres (cette trace est située dans le cadran supérieur gauche de la figure). Les rectangles correspondent à l'énergie déposée dans les calorimètres et la flèche à la direction de la quantité de mouvement manquante.

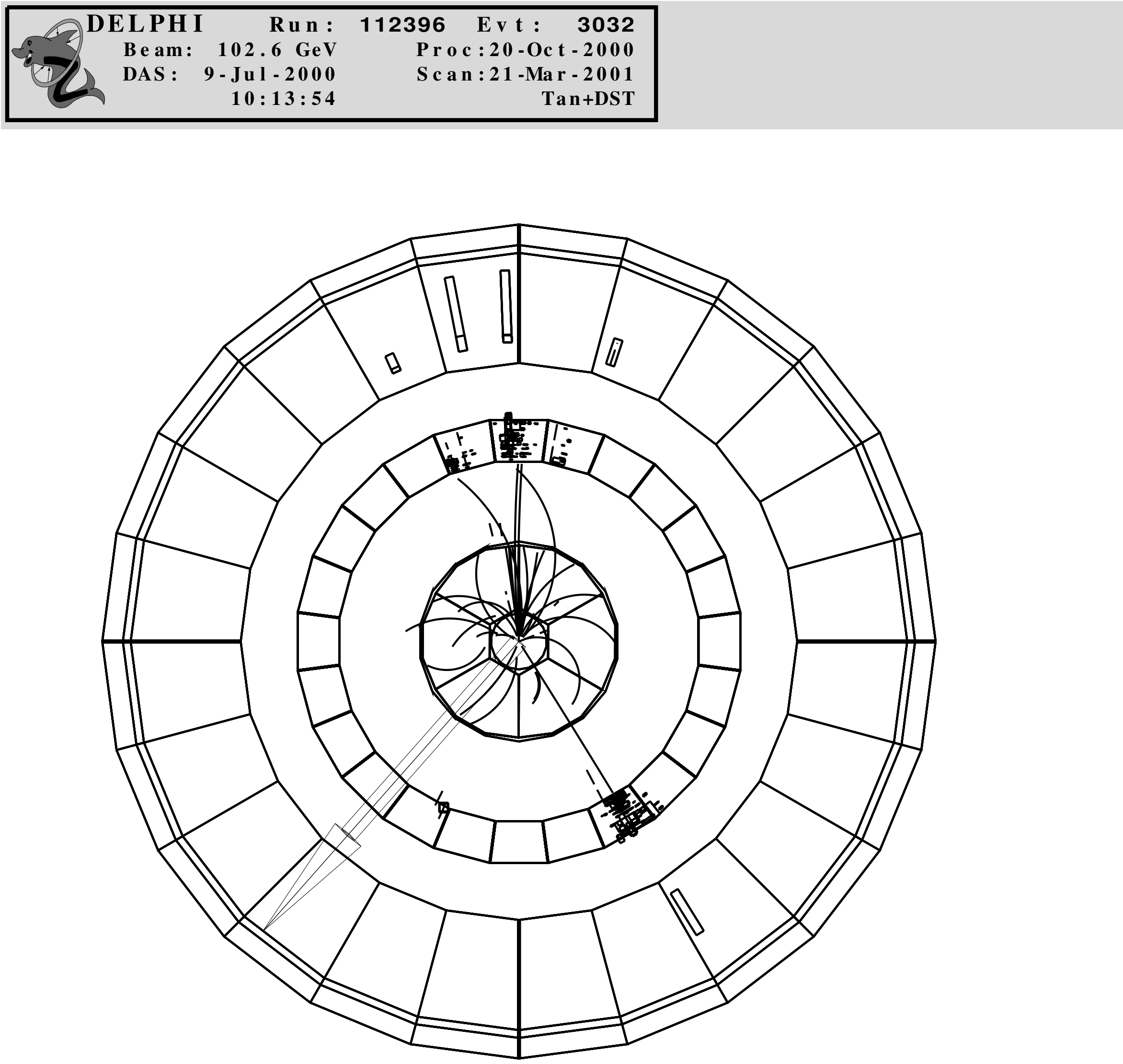


FIG. 7.38 – Événement sélectionné après la coupure finale de l'analyse dans le canal des taus (collecté à une énergie de 205,2 GeV). Les masses reconstruites du candidat W et t sont respectivement 80 GeV/c^2 et 184 GeV/c^2 (la masse invariante des deux jets est égale 59 GeV/c^2). La variable du *b-tag* vaut $-0{,}7$ et la sortie du réseau de neurones est égale à 0,95. Les détecteurs montrés sont la TPC, le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique. Les rectangles correspondent à l'énergie déposée dans ces calorimètres et la flèche à la direction de la quantité de mouvement manquante. Dans cet événement, le tau s'est sans doute désintégré en $\pi^+\pi^0\bar{\nu}_\tau$ avec $\pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma$ (la trace est visible dans la partie basse du détecteur).

Bibliographie

[1] T. Cheng et L. Li, *Gauge theory of elementary particle physics*, Oxford science publications.

[2] The LEP Electroweak Working Group, `http ://www.cern.ch/LEPEWWG/`.

[3] A. D. Sakharov, *JETP Lett.*, **91B** (1967) 24.

[4] B. W. Lee, C. Quigg et H. Thacker, *Phys. Rev.* **D16** (1977) 1519.

[5] Voir par exemple E. Fahri et L. Susskind, *Phys. Rep.* **74** (1981) 277.

[6] H. P. Nilles, *Phys. Rep.* **110** (1984) 1 ;
M. F. Sohnius, *Phys. Rep.* **128** (1985) 39 ;
M. Drees, *An introduction to supersymmetry*, hep-ph/9611409.

[7] *La supersymétrie et ses modèles*, cours de P. Binétruy donné à l'École Normale Supérieure de Paris, dans le cadre de la formation doctorale de physique.

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

[9] D. V. Volkov et V. P. Akulov, *Phys. Lett.* **B46** (1973) 109 ;
J. Wess et B. Zumino, *Nucl. Phys.* **B70** (1974) 39.

[10] R. Haag, J. Lopuszansky et M. Sohnius, *Nucl. Phys.* **B88** (1975) 61.

[11] M. F. Sohnius et P. C. West, *Phys. Lett.* **B100** (1981) 245 ;
S. Mandelstam, *Nucl. Phys.* **B213** (1983) 149.

[12] Voir par exemple S. Govindarajan, *A note on M(atrix) theory in seven dimensions with eight supercharges*, hep-th/9705113.

[13] A. Bilal, cours donné à l'école de GIF 2000, *Supercordes et dimensions supplémentaires*, à paraître.

[14] L. O'Raifeartaigh, *Nucl. Phys.* **B96** (1975) 331.

[15] P. Fayet et J. Iliopoulos, *Phys. Lett.* **B51** (1974) 461.

[16] J. J. Dugne et *al.*, *Preon Trinity : a new model of leptons and quarks*, hep-ph/9909569 ;
J. C. Pati et A. Salam, *Nucl. Phys.* **B218** (1983) 109.

[17] G. Kane, C. Kolda et J. D. Wells, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 2686 ;
J. R. Espinosa et M. Quirós, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 516.

[18] LEP Higgs working group, *note DELPHI* 2001-032 CONF 473.

[19] M. Carena et *al.*, *Suggestions for improved benchmark scenario for Higgs-boson searches at LEP2*, hep-ph/9912223 ;
S. Heinemeyer et *al.*, *Constraints on tan β in the MSSM from the upper bound on the mass of the lightest Higgs boson*, hep-ph/9909540.

[20] H.-P. Nilles, M. Srednicki et D. Wyler, *Phys. Lett.* **B120** (1983) 345 ;
L. J. Hall, J. Lykken et S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D27** (1983) 2359.

[21] U. Amaldi, W. de Boer et H. Fürstenau, *Phys. Lett.* **B260** (1991) 447.

[22] K. A. Olive, école d'été 1999, les Houches, *The Primordial Universe*, hep-ph/9911307.

[23] H. Dreiner, *An introduction to explicit R-parity violation*, hep-ph/9707435.

[24] L. J. Hall et M. Suzuki, *Nucl. Phys.* **B231** (1984) 419.

[25] A. Salam et J. Strathdee, *Nucl. Phys.* **B87** (1975) 85 ;
P. Fayet, *Nucl. Phys.* **B90** (1975) 104.

[26] J. Ellis et *al.*, *Phys. Lett.* **B150** (1985) 142 ;
G. Ross et J. Valle, *Phys. Lett.* **B151** (1985) 375.

[27] D. E. Brahm et *al.*, *Phys. Lett.* **D42** (1990) 1860 ;
E. J. Chun et S. K. Kang, *Phys. Lett.* **D61** (2000) 075012.

[28] L. Hall et M. Suzuki, *Nucl. Phys.* **B231** (1978) 575.

[29] Particle Data Group, *Eur. Phys. J.* **C3** (1998) 1.

[30] J.L.Goity et *al.*, *Phys. Lett.* **B346** (1995) 69, hep-ph/9412208.

[31] G.Bhattacharyya et *al.*, *Phys. Lett.* **B355** (1995) 193, hep-ph/9504314.

[32] A. Riotto et M. Trodden, *Recent progress in baryogenesis*, hep-ph/9901362 ;
M. Shaposhnikov, *Baryogenesis*, publié dans *Particles physics : ideas and recent developments*, NATO science series.

[33] P. Binétruy, *Nucl. Phys.* **B** *(Proc. Suppl.)* **62A-C** (1998) 152.

[34] Collaboration DELPHI, *Nucl. Instr. Meth.* **A303** (1991) 233 ;
Collaboration DELPHI, *Nucl. Instr. Meth.* **A378** (1996) 57.

[35] Collaboration DELPHI, *Eur. Phys. J.* **C11** (1999) 383.

[36] F. A. Berends, R. Pittau et R. Kleiss, *Computer Phys. Comm.* **85** (1995) 437.

[37] T. Sjöstrand, *Computer Phys. Comm.* **82** (1994) 74.

[38] S. Nova, A. Olchevski et T. Todorov, *note DELPHI* 90-35 PROG 152.

[39] Collaboration DELPHI, *note DELPHI* 89-68 PROG 143.

[40] Collaboration DELPHI, *note DELPHI* 89-44 PROG 137.

[41] M. Elsing et *al.*, *note DELPHI* 2001-04 TRACK 95.

[42] S. Ask et *al.*, *note DELPHI* 99-157 LEDI 12.

[43] N. J. Kjaer et R. Moller, *note DELPHI* 91-17 PHYS 88.

[44] K. Hornik et *al.*, *Multilayer feedforward networks are universal approximator*, publié dans *Neural networks*, vol. 2, pp. 359-366 (1989).

[45] O. Couet, B. Mansoulié et J. Schwindling, MLPFIT,
`http ://schwind.home.cern.ch/schwind/MLPfit.html`.

[46] V. F. Obraztsov, *Nucl. Instr. Meth.* **A316** (1992) 388.

[47] S. Moretti et *al.*, *New and old jet clustering algorithms for electron-positron events*, hep-ph/9804296.

[48] Y. L. Dokshitzer et *al.*, *JHEP* **08** (1997) 001, hep-ph/9707323.

[49] S. Bentvelsen, I. Meyer, *Eur. Phys. J.* **C4** (1998) 623.

[50] B. Andersson et *al.*, *Phys. Rep.* **97** (1983) 31.

[51] A. Ballestrero et *al.*, *Report of the QCD working group*, hep-ph/0006259.

[52] M. Bengtsson et T. Sjöstrand, *Phys. Lett.* **B185** (1987) 435.

[53] R. Kuhn et *al.*, APACIC++, *A PArton Cascade In C++*, hep-ph/0004270.

[54] G. Gustafson, *Phys. Lett.* **B175** (1986) 453 ;
G. Gustafson et U. Pettersson, *Nucl. Phys.* **B306** (1988) 746.

[55] L. Lönnblad, *Computer Phys. Comm.* **71** (1992) 15.

[56] J. Rehn, *note DELPHI* 2001-037 PHYS 891.

[57] S. Katsanevas et P. Morawitz, *Computer Phys. Comm.* **112** (1998) 227.

[58] P. Abreu et *al.*, *note DELPHI* 96-124 PHYS 132.

[59] P. Bambade et *al.*, *note DELPHI* 97-51 PHYS 703.

[60] S. Brandt et *al.*, *Phys. Lett.* **12** (1964) 57.

[61] P. Lutz, communication privée.

[62] A. L. Read, *note DELPHI* 97-158 PHYS 737.

[63] K. Mönig, *note DELPHI* 97-174 PHYS 748.

[64] Collaboration DELPHI, *A search for invisible Higgs bosons produced in e^+e^- interactions up to $\sqrt{s}$ = 189 GeV*, CERN-EP-2000-051.

[65] B. Allanach et *al.*, *Searching for R-parity violation at run II of the Tevatron*, hep-ph/9906224.

[66] ATLAS, *Detector and physics performance, technical design report.*

[67] D. K. Ghosh, *Signals for R-parity-violating supersymmetry at a 500 GeV e^+e^- collider*, hep-ph/9904233 ;
M. Besançon et G. Moreau, *Experimental aspects of supersymmetry with R-parity violating couplings at the e^+e^- linear collider*, hep-ph/9909441.

[68] U. Mahanta et A. Gosal, *R-parity violation contribution to $e^+e^-(\mu^+\mu^-) \longrightarrow t\bar{c}$*, hep-ph/9706398.

[69] M. Chemtob et G. Moreau, *Phys. Rev.* **D59** (1999) 116012, hep-ph/9806494.
G. Moreau, *Étude phénoménologique des interactions violant la symétrie de R-parité dans les théories supersymétriques*, thèse soutenue le 27 novembre 2000.

[70] Y. Zeng-Hui et *al.*, *Probing R-parity violation in the production of $t\bar{c}\,(c\bar{t})$ on the lepton colliders*, hep-ph/9910323.

[71] S. L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani, *Phys. Rev.* **D2** (1970) 1285.

[72] C-S. Huang et *al.*, *Phys. Lett.* **B452** (1999) 143.

[73] B. Mukhopadhyaya et A. Raychaudhuri, *Phys. Rev.* **D39** (1989) 280 ;
J. L. Lopez et *al.*, *New supersymmetric contributions to $t \longrightarrow cV$*, hep-ph/9702350.

[74] D. Atwood et *al.*, *Phys. Rev.* **D53** (1996) 1199.

[75] Collaboration ALEPH, *Search for R-parity violating decays of supersymmetric particles in e^+e^- collisions at centre-of-mass energies from 189 GeV to 202 GeV*, hep-ex/0011008.

[76] Générateur développé par M. Besançon.

[77] F. Ledroit et G. Sajot, *Indirect limits on SUSY R_p violating couplings λ and λ'*, GDR-S-008 ;
B. C. Allanach et *al.*, *Bounds on R-parity violating couplings at the weak scale and at the GUT scale*, hep-ph/9906209.

[78] B. de Carlos et P.L. White, *Phys. Rev.* **D55** (1997) 4222, hep-ph/9609443.

[79] H. Kroka, dans *Proceedings of the 28th international conference on high energy physics*, juillet 1996.

[80] Y. Grossman et *al.*, *Nucl. Phys.* **B465** (1996) 369, hep-ph/9510378 ;
Y. Grossman et *al.*, *Nucl. Phys.* **B480** (1996) 753, hep-ph/9510378v3.

[81] G. Borisov, *note DELPHI* 94-125 PROG 208 ;
G. Borisov et C. Mariotti, *note DELPHI* 97-16 PHYS 672.

[82] G. Borisov, *note DELPHI* 97-94 PHYS 716.

[83] F. Cossuti, A. Tonazzo et F. Mazzucato, *note DELPHI* 2000-164 PROG 242.

[84] L. Simard, *Mesure de la masse du W dans l'expérience DELPHI*, thèse soutenue le 14 janvier 2000.

[85] Code développé par A. Ouraou et L. Simard pour l'étude du boson W à DELPHI.

[86] F. Stichelbaut et G. R. Wilkinson, *note DELPHI* 95-140 PHYS 565 ;
G. R. Wilkinson, *note DELPHI* 97-37 PHYS 690.

[87] M. Chemtob et G. Moreau, *Phys. Rev.* **D61** (2000) 116004, hep-ph/9910543.

[88] R. J. Oakes et *al*, *Single top quark production as a probe of R-parity-violating SUSY at pp and $p\bar{p}$ colliders*, hep-ph/9707477.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Michel Spiro, Pascal Debu et Joël Feltesse pour m'avoir accueilli au Service de Physique des Particules du CEA de Saclay. J'ai apprécié pendant ces trois années de thèse la qualité des moyens mis à disposition.

Je remercie sincèrement Pierre Lutz pour sa disponibilité constante et pour la confiance qu'il m'a attribué durant mon travail. Il a toujours pris le temps de répondre à mes questions les plus diverses et a su encadrer cette thèse tout en me laissant un espace de liberté qui m'était indispensable.

Un grand merci à toute l'équipe DELPHI de Saclay : Marc Besançon, Nathalie Besson, Maarten Boonekamp, Patrick Jarry, Morgan Lethuillier, Rosy Nikolaïdou, Ahmimed Ouraou, François Pierre, Vanina Ruhlmann-Kleider, Laurent Simard, Maria-Luisa Turluer et Didier Vilanova. Ils ont montré une patience à toute épreuve face à mes innombrables questions. Un énorme merci pour avoir eu le courage d'assister aux nombreuses répétitions que je n'ai pas manqué de leur faire subir. J'exprime en particulier ma reconnaissance à François Pierre et Didier Vilanova qui n'ont pas hésité à venir au CEA un jour férié pour écouter une énième présentation. Enfin, je remercie tous les membres de l'équipe pour avoir eu la gentillesse d'offrir un cadeau à l'occasion de mon mariage.

Certains ont joué un rôle important dans cette thèse. Je tiens en particulier à remercier chaleureusement Ahmimed Ouraou pour l'aide et les nombreux conseils qu'il m'a apportés, en particulier pour la troisième partie de la thèse. Je remercie également Marc Besançon pour sa contribution essentielle pour cette même partie : il est parvenu à développer le générateur $e^+e^- \longrightarrow t\bar{c}$ malgré les nombreuses difficultés de parcours. Enfin, merci à Vanina Ruhlmann-Kleider pour les explications concernant l'utilisation du programme ALRMC.

J'exprime toute ma reconnaissance et ma sympathie au groupe des Lyonnais et des Grenoblois qui ont travaillé sur la violation de la R-parité : Rémi Barbier, Corinne Bérat, Per Jonsson, Elsa Merle, Fabienne Ledroit-Guillon et Ricardo López-Fernández. En particulier, je remercie Rémi Barbier pour l'aide et les conseils donnés au début de ma thèse et pour la collaboration qui s'est ensuivie.

Merci à Yannick Arnoud et Patrick Jarry pour leurs explications sur la TPC.

Je veux témoigner ici toute ma gratitude aux correcteurs de mon manuscrit de thèse : Philip Bambade, Marc Besançon, Elisabeth, Pierre Lutz, Ahmimed Ouraou et François Pierre.

Je remercie Tiziano Camporesi et Stavros Katsanevas d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse, et ceci malgré leur emploi du temps surchargé. Merci à Tiziano Camporesi pour avoir suivi mon travail durant ces trois années. Je suis également reconnaissant à Pierre Billoir, Abdelhak Djouadi et Claude Guyot d'avoir participé au jury de thèse. Certains ont fait un long voyage en train jusqu'à Saclay ; qu'ils trouvent ici l'expression de ma gratitude.

J'aimerais également souligner l'excellente ambiance qui a régné parmi les thésards du CEA, et ceci grâce à la bonne humeur de Gilles Barouch, Andrea Formica, Antoine Kouchner, Thierry Lasserre, Bruno Serfass, Laurent Simard et Boris Tuchming.

Un grand merci à tous ceux qui ont été présents durant ma thèse : mes parents, ma sœur Anne-Laure et mon frère Jean-Michel, ma belle-famille, mes amis, Arnaud, Benoît, Emmanuel, et beaucoup d'autres.

Enfin, je remercie affectueusement Elisabeth, ma femme, pour son soutien et son réconfort durant ces trois années de thèse. En particulier, je lui suis infiniment reconnaissant de la compréhension dont elle a fait preuve au cours de nos six premiers mois de mariage.

Résumé

Cette thèse présente une recherche d'événements multijets dans le détecteur DELPHI situé sur l'anneau du LEP. Ces événements sont prédits en particulier par la supersymétrie avec violation de la R-parité. Les données enregistrées correspondent à une luminosité intégrée de 608 pb^{-1}, avec une énergie de collision évoluant de 189 GeV à 209 GeV.

Nous avons tout d'abord recherché une production de paires de neutralinos et de charginos qui, via un couplage λ'' violant la R-parité, conduit à des états finals contenant de 6 à 10 jets. Durant cette analyse, un désaccord a été observé dans la région à grand nombre de jets. Nous avons montré que celui-ci s'expliquait par la modélisation imparfaite de l'hadronisation dans les générateurs actuels. Une correction a alors été déterminée pour prendre en compte cet effet systématique. L'analyse ainsi modifiée n'a montré aucune présence de signal, ce qui se traduit, dans le cadre du modèle mSUGRA, par les limites suivantes (à 95 % de niveau de confiance) : $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 102{,}5$ GeV/c^2 et $M_{\tilde{\chi}_1^0} > 38$ GeV/c^2.

D'autre part, la supersymétrie avec violation de la R-parité, via des couplages λ' et l'échange d'un squark, prévoit une possible production d'un quark t accompagné d'un quark léger. Une recherche de tels événements a été effectuée dans le canal hadronique (quatre jets) et dans le canal semi-leptonique (deux jets et deux leptons). Aucun excès par rapport aux prédictions du modèle standard n'a été mis en évidence dans les données, ce qui permet de mettre une limite à 95 % de niveau de confiance sur le produit des couplages : $|\lambda'_{1jk}\lambda'^{*}_{13k}| < 0{,}043$ (pour $j,k = \{1;2\}$ et pour une masse du squark de 100 GeV/c^2).

Abstract

A search for multijet events was performed in the DELPHI detector at LEP. These events are predicted by supersymmetry with R-parity violation. An integrated luminosity of 608 pb^{-1} was collected in the detector, with a centre of mass energy from 189 GeV to 209 GeV.

First of all, pair production of neutralinos and charginos was searched for in the data. These events give 6 to 10 jet final states via a R-parity violating λ'' coupling. During the analysis, a discrepancy was observed in the high number of jet region. It was shown that this disagreement comes from an inaccurate modelisation of hadronisation in the generators. A correction was applied on the simulation to take this systematic effect into account. The analysis showed no presence of signal, which, in the framework of the mSUGRA model, can be translated into the following limits (at 95 % confidence level) : $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 102{,}5$ GeV/c^2 et $M_{\tilde{\chi}_1^0} > 38$ GeV/c^2.

In addition, supersymmetry with R-parity violation, via λ' couplings and a squark exchange, predicts a possible production of a t quark together with a light quark. A search for these events was done in the hadronic channel (four jets) and in the semi-leptonic channel (two jets and two leptons). No excess was found in the data with respect to the standard model expectations, which translates into a 95 % confidence level limit on the coupling product : $|\lambda'_{1jk}\lambda'^{*}_{13k}| < 0{,}043$ (for $j,k = \{1;2\}$ and for a squark mass of 100 GeV/c^2).