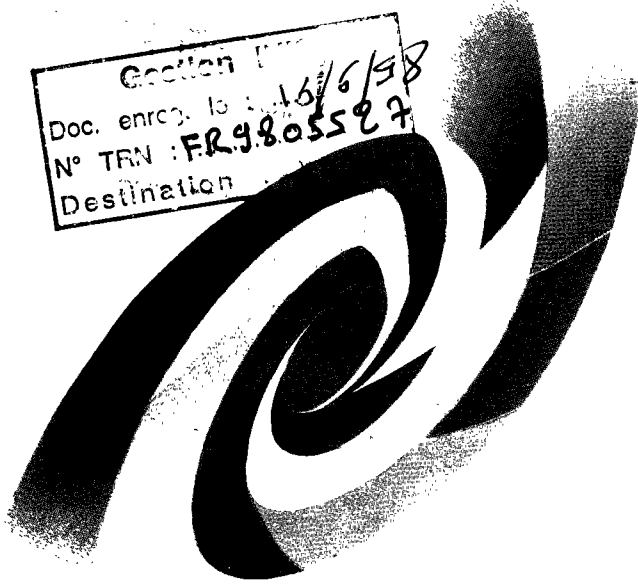
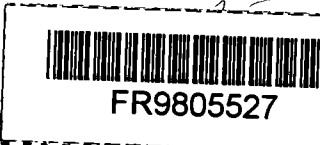


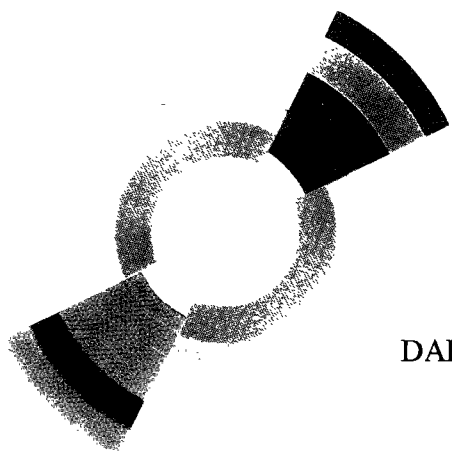
98006046



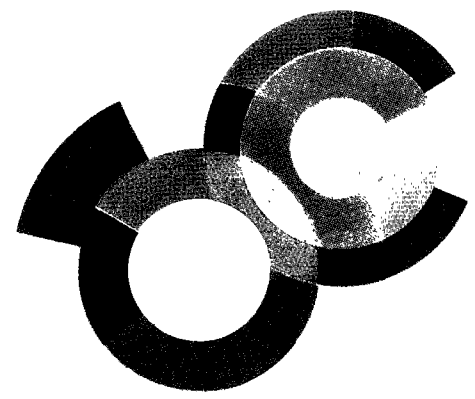
# SERVICE DE PHYSIQUE DES PARTICULES



Geoffroy L...  
Doc. enreg. le : 16/6/98  
N° TRN : FR9805527  
Destination :



DAPNIA/SPP 98-1001



Thèse soutenue le  
20 mai 1998

PHENOMENOLOGIE ET RECHERCHE DE SQUARKS  
A LEP200 AVEC LE DETECTEUR DELPHI

Philippe GRIS

# DAPNIA

Thèse de Doctorat  
de l'Université Paris VI

Spécialité

Physique des Particules

présentée par

Philippe GRIS

pour obtenir le grade de

**Docteur de l'Université Paris VI**

**Phénoménologie et Recherche  
de Squarks à LEP200  
avec le détecteur DELPHI**

Soutenue le 20 Mai 1998  
devant le jury composé de :

M. Besançon

P. Binétruy

J. Chauveau

D. Denégri

J.F. Grivaz

F. Richard

C. Savoy

*A Anne ...*

“Que nuit sçavoir toujours et toujours apprendre, feust d’un sot, d’un pot, d’une guedoufle, d’une moufle, d’une pantoufle?”

François Rabelais Le Tiers Livre (1546)

”L’univers dit magique était constitué d’attractions et de répulsions obéissant à des lois encore mystérieuses, mais point nécessairement impénétrables à l’entendement humain. L’aimant et l’ambre, parmi les substances connues, semblaient les seules à révéler à demi ces secrets que personne encore n’avait explorés et qui peut-être un jour élucideraient tout. Le grand mérite de la magie, et de l’alchimie, sa fille, était de postuler l’unité de la matière, à telles enseignes que certains philosophes de l’alambic avaient cru pouvoir assimiler celle-ci à la lumière et à la foudre. On s’engageait ainsi dans une voie qui menait loin, mais dont tous les adeptes dignes de ce nom reconnaissaient les dangers. Les sciences mécaniques, dont Zénon s’était fort mêlé, s’apparentaient à ces poursuites en ce qu’elles s’efforçaient de transformer la connaissance des choses en pouvoir sur les choses, et indirectement sur l’homme. En un sens, tout était magie: magie la science des herbes et des métaux qui permettait au médecin d’influencer la maladie et le malade; magique la maladie elle-même, qui s’impose au corps comme une possession dont celui-ci parfois ne veut pas guérir; magique le pouvoir des sons aigus ou graves qui agitent l’âme ou au contraire l’apaisent; magique surtout la virulente puissance des mots presque toujours plus forts que les choses et qui explique à leur sujet les assertions du *Sepher Yetsira*, pour ne pas dire l’*Evangile selon saint Jean*. Le prestige qui entoure les princes et se dégage des cérémonies était magie, et magie les noirs échafauds et les tambours lugubres des exécutions qui fascinent et terrifient les badauds encore plus que les victimes. Magiques enfin l’amour, et la haine, qui impriment dans nos cerveaux l’image d’un être par lequel nous consentons à nous laisser hanter.”

Marguerite Yourcenar L’Œuvre au Noir (1968)

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Supersymétrie et Supergravité</b>	<b>13</b>
1.1	Le Modèle Standard Minimal et ses problèmes . . . . .	13
1.1.1	Considérations générales . . . . .	13
1.1.2	Les points faibles du Modèle Standard . . . . .	16
1.1.3	Au delà du Modèle Standard Minimal . . . . .	19
1.1.3.1	les modèles composites : technicouleur . . . . .	19
1.1.3.2	la supersymétrie . . . . .	20
1.2	La supersymétrie: une introduction . . . . .	21
1.2.1	Algèbre supersymétrique . . . . .	21
1.2.2	Formalisme des superchamps . . . . .	22
1.2.2.1	Superchamp chiral . . . . .	23
1.2.2.2	Superchamp vectoriel . . . . .	24
1.2.3	Construction de lagrangiens supersymétriques . . . . .	25
1.2.3.1	Théorie de superchamps chiraux . . . . .	26
1.2.3.2	Théorie de superchamps vectoriels . . . . .	27
1.2.3.3	Théories de jauge non abéliennes . . . . .	27
1.2.3.4	Conséquences sur les extensions supersymétrique du Mo- dèle Standard . . . . .	28
1.2.4	Mécanismes de brisure de la supersymétrie . . . . .	29
1.2.4.1	Brisure spontanée de la supersymétrie . . . . .	29
1.2.4.2	Brisure explicite de la supersymétrie . . . . .	31
1.3	Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal . . . . .	32
1.3.1	Contenu en champs . . . . .	32
1.3.2	Le lagrangien du secteur électrofaible . . . . .	32
1.3.3	Brisure de la supersymétrie dans le MSSM . . . . .	36
1.3.4	Brisure de la symétrie électrofaible . . . . .	37
1.3.5	Spectre physique . . . . .	38
1.3.5.1	Secteur de Higgs . . . . .	40
1.3.5.2	Secteur des squarks . . . . .	40
1.3.5.3	Secteur des neutralinos . . . . .	41
1.3.5.4	Secteur des charginos . . . . .	41
1.3.6	Les problèmes du MSSM . . . . .	42
1.4	La supergravité . . . . .	43
1.4.1	Supersymétrie locale=Supergravité . . . . .	44

1.4.2	Couplage de la supergravité à la matière . . . . .	45
1.4.3	Brisure spontanée de la supergravité . . . . .	46
1.4.4	Le secteur caché . . . . .	48
1.4.4.1	Le superpotentiel de Polonyi . . . . .	48
1.4.4.2	Les modèles "no-scale" . . . . .	49
1.4.5	Effets de la brisure de la supergravité dans le secteur observable . . . . .	50
1.4.5.1	Transmission de la brisure par interactions gravitationnelles . . . . .	50
1.4.5.2	Transmission de la brisure par interactions de jauge . . . . .	51
1.4.6	Interactions du gravitino avec la matière . . . . .	52
<b>2</b>	<b>Phénoménologie des squarks à LEP200</b> . . . . .	<b>57</b>
2.1	Motivations pour des squarks légers . . . . .	57
2.1.1	Matrice de masse . . . . .	57
2.1.2	$R_b$ . . . . .	58
2.1.3	Baryogénèse électrofaible . . . . .	61
2.2	Production de squarks à LEP200 . . . . .	65
2.3	Les désintégrations des squarks dans le MSSM . . . . .	69
2.3.1	Qui est la LSP? . . . . .	69
2.3.2	Désintégrations du stop . . . . .	70
2.3.2.1	Cas où le chargino est plus léger que le stop . . . . .	74
2.3.2.2	Cas d'un chargino plus lourd que le stop . . . . .	75
2.3.2.3	Résumé des désintégrations du stop . . . . .	84
2.3.3	Désintégrations du sbottom . . . . .	85
2.4	Un gravitino léger . . . . .	89
2.4.1	Qui est la LSP? . . . . .	89
2.4.2	Largeurs de désintégration . . . . .	91
2.4.3	Rapports d'embranchement des squarks . . . . .	92
2.4.4	Désintégrations des neutralinos et gluinos . . . . .	97
2.4.5	Conséquences sur la recherche des squarks à LEP200 . . . . .	99
2.4.6	Conclusions . . . . .	103
2.5	Simulations dans le canal neutralino . . . . .	104
2.5.1	Fragmentation des squarks . . . . .	104
2.5.2	Fragmentation et hadronisation du bottom . . . . .	105
2.5.3	Hadronisations du stop $t_1$ et du quark charmé . . . . .	106
2.5.4	Simulation du stop . . . . .	107
2.5.5	Contenu en hadrons des événements stop et sbottom . . . . .	108
2.5.6	Effets observables de l'hadronisation du stop . . . . .	108
<b>3</b>	<b>Le détecteur DELPHI</b> . . . . .	<b>119</b>
3.1	Le LEP . . . . .	119
3.2	Le détecteur DELPHI . . . . .	121
3.2.1	Les détecteurs de traces . . . . .	122
3.2.1.1	Le détecteur de microvertex (MVX) . . . . .	122
3.2.1.2	La chambre à échantillonnage temporel(TPC) . . . . .	127

3.2.2	La calorimétrie électromagnétique dans DELPHI . . . . .	134
3.2.2.1	Généralités . . . . .	134
3.2.2.2	Un calorimètre homogène: le FEMC . . . . .	136
3.2.2.3	Des calorimètres inhomogènes: la HPC et le STIC . . . . .	136
3.2.2.4	Quelques remarques sur les résolutions en énergies . . . . .	139
3.3	Etude de résolution en énergie . . . . .	140
3.3.1	A $\sqrt{s}=90$ GeV . . . . .	141
3.3.2	A 183 GeV . . . . .	141
<b>4</b>	<b>Recherches de squarks à LEP200</b>	<b>157</b>
4.1	Généralités . . . . .	157
4.1.1	Outils de recherche . . . . .	158
4.1.1.1	Variables d'analyse . . . . .	158
4.1.2	Etiquetage de b . . . . .	160
4.1.3	L'analyse discriminante linéaire . . . . .	164
4.1.4	Signatures expérimentales des squarks . . . . .	165
4.1.5	Caractéristiques des événements fond . . . . .	169
4.1.5.1	Les événements $Z/\gamma^*$ . . . . .	169
4.1.5.2	Les paires de WW . . . . .	172
4.1.5.3	Processus à deux photons . . . . .	175
4.1.5.4	Les autres processus . . . . .	179
4.2	Recherches de stop et de sbottom à $\sqrt{s}=161$ et 172 GeV . . . . .	180
4.2.1	Etape de préselection . . . . .	180
4.2.2	Le filtre . . . . .	184
4.2.3	L'analyse discriminante linéaire . . . . .	190
4.2.4	Optimisation des sélections? . . . . .	194
4.2.5	Résultats . . . . .	197
4.2.6	Evaluation des systématiques . . . . .	198
4.2.6.1	Simulation imparfaite de la réponse du détecteur . . . . .	200
4.2.6.2	Effets d'hadronisation . . . . .	200
4.2.6.3	Erreur théorique sur la section efficace de production . . . . .	202
4.2.7	Exploitation des résultats . . . . .	202
4.2.8	Combinaison avec les autres expériences LEP . . . . .	209
4.2.9	Conclusions de la recherche à $\sqrt{s}=161$ et 172 GeV . . . . .	209
4.3	Recherche de stops et de sbottoms à $\sqrt{s}=183$ GeV . . . . .	212
4.3.1	Etape de préselection . . . . .	214
4.3.1.1	Cas $\Delta m > 10$ GeV . . . . .	214
4.3.1.2	Cas $\Delta m \leq 10$ GeV . . . . .	214
4.3.2	Analyses discriminantes linéaires . . . . .	217
4.3.3	Les filtres . . . . .	223
4.3.3.1	Cas $\Delta m > 10$ GeV . . . . .	224
4.3.3.2	Cas $\Delta m \leq 10$ GeV . . . . .	224
4.3.4	Résultats finals . . . . .	226
4.3.5	Evaluation des systématiques . . . . .	231
4.3.6	Exploitation des résultats . . . . .	235

4.3.7	Conclusion de la recherche à $\sqrt{s}=183$ GeV . . . . .	237
4.4	Autres recherches de squarks . . . . .	240
<b>A</b>	<b>Conventions et notations</b>	<b>251</b>
<b>B</b>	<b>Une brève histoire de l'Univers</b>	<b>253</b>
B.1	Cosmologie standard . . . . .	253
B.2	L'inflation . . . . .	255
B.3	La problème de la constante cosmologique . . . . .	256
B.4	L'énigme de la matière noire . . . . .	257



# Introduction

La Physique des Particules moderne repose à ce jour sur le Modèle Standard des interactions forte, faible et électromagnétique. Ce modèle est le mieux vérifié expérimentalement: on ne compte plus les succès de ses prédictions, et aucune observation ne l'a remis en cause. Le Modèle Standard est expérimentalement suffisant pour rendre compte de la plupart des phénomènes physiques qui nous entourent et se contenter de cette théorie sans aller plus avant ne serait pas incompatible avec les observations effectuées à ce jour. Mais c'est d'un point de vue théorique que naissent les doutes quant au caractère fondamental de cette théorie. De nombreux indices suggèrent qu'elle n'est pas la théorie finale mais une étape vers celle-ci: un élément crucial du Modèle Standard, expérimentalement insaisissable, le boson de Higgs, est à l'origine de dangereuses instabilités indiquant des limites d'énergie au delà desquelles les prédictions de cette théorie sont caduques. Celle-ci est par ailleurs muette sur la quatrième interaction fondamentale connue à ce jour, la gravitation, et cela devient problématique par exemple d'un point de vue cosmologique lorsqu'il s'agit de constituer un schéma cohérent de la formation de l'Univers.

Parmi les nombreuses théories candidates à la succession, les modèles supersymétriques, qui reposent sur une symétrie entre fermions et bosons appelée supersymétrie, sont très prometteurs, non seulement parce qu'ils résolvent la majeure partie des problèmes du Modèle Standard mais également parce qu'ils apportent d'autres réponses dans d'autres domaines, en cosmologie par exemple. La contre-partie des théories supersymétriques est leur nombre élevé de paramètres et de particules: pour toute particule connue elles prédisent l'existence de partenaires dont le spin diffère de  $1/2$ . Les recherches n'en sont que plus difficiles.

L'objet de cette thèse est l'étude de certains squarks, partenaires supersymétriques des quarks, ceux de la troisième génération. La place particulière qu'occupent les scalaires stop  $\tilde{t}$  et sbottom  $\tilde{b}$  dans le spectre des particules a pour origine celle occupée par les quarks top et bottom: le fort couplage de Yukawa de ces derniers peut être à l'origine de faibles masses pour le stop et le sbottom. La recherche de ces particules à basse énergie n'en est que plus attractive.

Le premier chapitre de cette thèse est consacré à l'introduction du cadre théorique utilisé pour les recherches. Son but n'est pas d'être exhaustif: il vise simplement à introduire certains concepts et notations. Les insuffisances du Modèle Standard y sont rappelées. Les vertus de la supersymétrie sont exposées. Différents modèles pour lesquels la supersymétrie est une symétrie globale sont décrits. L'un d'entre eux, le MSSM, est plus particulièrement étudié. Ce chapitre s'achève sur les théories de supergravité pour lesquels la supersymétrie est une symétrie locale.

Dans le deuxième chapitre est décrite la phénoménologie des squarks à LEP200. A partir du formalisme développé au cours du premier chapitre, les canaux de désintégration les plus probables des squarks stop et sbottom sont recherchés dans différents modèles (MSSM, mSUGRA, modèles de supergravité avec un gravitino léger). Les hypothèses sous-jacentes sont également précisées.

---

L'outil expérimentalement utilisé au cours de cette thèse, le détecteur DELPHI, est décrit dans le troisième chapitre. Les éléments principaux particulièrement utilisés au cours des recherches des squarks sont détaillés. Les résolutions associées sont précisées.

Cette thèse se termine par une recherche des squarks qui est exposée dans le quatrième chapitre. Les canaux de désintégration considérés comme dominants sont précisés. La méthode de réjection des processus standards et d'optimisation des efficacités de détection des signaux est détaillée. Les analyses concernent les énergies  $\sqrt{s}=161, 172$  et  $183$  GeV pour lesquelles des luminosités respectives de  $9.7, 10.$  et  $54 \text{ pb}^{-1}$  ont été collectées par le détecteur DELPHI. Les résultats obtenus sont interprétés dans le cadre de différentes théories supersymétriques.

# Chapitre 1

## Supersymétrie et Supergravité

Le Modèle Standard des interactions forte, faible et électromagnétique est actuellement la théorie de référence en physique des particules. Il repose sur des théories de jauge non abéliennes, qui décrivent les trois interactions et sur un mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible qui permet de générer des masses aux particules qu'il décrit dont le vecteur est un champ scalaire: le boson de Higgs. Ce dernier est à n'en pas douter un élément crucial de la théorie, mais il est également la source d'un certain nombre de problèmes théoriques. Deux voies sont possibles pour résoudre ces derniers: la première consiste à modifier le mécanisme de brisure et la seconde à conserver celui-ci tout en introduisant de nouvelles symétries. Parmi ces dernières, la supersymétrie, qui est une symétrie fermion/boson, est très prometteuse, non seulement parce qu'elle s'affranchit élégamment d'un certain nombre d'insuffisances du Modèle Standard mais également parce qu'elle permet dans sa version locale l'introduction de la gravitation, nourrissant ainsi l'espoir d'aboutir à une théorie cohérente des quatre interactions fondamentales connues à ce jour.

Le but de ce chapitre est d'introduire les concepts et les notations théoriques nécessaires à l'établissement de la phénoménologie de la supersymétrie. Il débute par des rappels concernant le Modèle Standard, son lagrangien, ses succès expérimentaux et ses faiblesses théoriques. La supersymétrie en tant que symétrie globale, qui est l'une des solutions possibles visant à pallier ses insuffisances, est ensuite développée. La construction de lagrangiens invariants et de mécanismes susceptibles de briser cette symétrie sont exposés. L'extension supersymétrique la plus simple du Modèle Standard est alors construite. Mais elle se révèle elle aussi théoriquement insuffisante: pour résoudre nombre de ses faiblesses, la supersymétrie est érigée au rang de symétrie locale, donnant naissance aux modèles de supergravité sur lesquels nous achevons ce chapitre.

### 1.1 Le Modèle Standard Minimal et ses problèmes

#### 1.1.1 Considérations générales

Le Modèle Standard Minimal (MS) décrit les interactions forte, faible et électromagnétique entre les particules élémentaires. Il repose sur le groupe de jauge non abélien

$SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  et est composé de :

- 12 bosons de jauge de spin 1 :
  - 8 gluons de  $SU(3)_C$ :  $g_\mu^i, i = 1, 8$
  - 3 bosons de jauge de  $SU(2)_L$ :  $A_\mu^i, i = 1, 3$
  - 1 boson d'hypercharge de  $U(1)_Y$  :  $B_\mu$
- 12 fermions classés en 3 familles de quarks et de leptons
- 1 doublet de scalaires formant le secteur de Higgs

Les nombres quantiques associés à l'ensemble des particules du MS sont précisés dans le tableau 1.

Champ de jauge	Spin	groupe de jauge		nb de bosons
$g_\mu^i$	1	$SU(3)_C$		8
$A_\mu^i$	1	$SU(2)_L$		3
$B_\mu$	1	$U(1)_Y$		1
Champs de matiere		représentation		hypercharge
		$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	Y
$\psi_\ell = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L$	1/2	1	2	-1
$e_L^C$	1/2	1	1	2
$\psi_q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	1/2	3	2	1/3
$u_L^C$	1/2	3*	1	-4/3
$d_L^C$	1/2	3*	1	-2/3
$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$	0	1	2	1

Tableau 1: Contenu en champs du Modèle Standard. 3\* est la représentation complexe conjuguée de 3.

L'hypercharge Y est normalisée de sorte que la charge électrique Q vérifie  $Q = T_3 + Y/2$  où  $T_3$  est la troisième composante d'isospin faible. En ne tenant compte que des interactions électrofaibles, le lagrangien du MS s'écrit:

$$\mathcal{L}_{MS,electrofaible} = \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_{cin} + \mathcal{L}_Y + V_H \quad (1.1)$$

$\mathcal{L}_f$  est le lagrangien du secteur fermionique;  $\mathcal{L}_{cin}$  renferme les termes cinétiques des champs de jauge;  $\mathcal{L}_Y$  décrit le secteur de Yukawa.  $V_H$  est le potentiel du secteur scalaire. On a donc:

$$\mathcal{L}_f = \bar{\Psi}_f(i\gamma^\mu D_\mu)\Psi_f + \bar{f}_R(i\gamma^\mu D_\mu)f_R \quad (1.2)$$

avec  $\Psi_f = \Psi_{l,q}$  et  $f = e, u, d$  (voir tableau 1).  $D_\mu$  est la dérivée covariante:

$$D_\mu = \partial_\mu - igA_\mu^i \frac{\tau^i}{2} - i\frac{g'}{2}YB_\mu$$

$g$  et  $g'$  sont les constantes de couplage des groupes de jauge  $SU(2)_L$  et  $U(1)_Y$  respectivement. Les matrices  $\tau^i$  sont les générateurs de  $SU(2)_L$  (matrices de Pauli).

Le lagrangien cinétique du secteur de jauge  $\mathcal{L}_{cin}$  vaut:

$$\mathcal{L}_{cin} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^i F^{\mu\nu i} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.3)$$

$F_{\mu\nu}^i$  et  $B_{\mu\nu}$  sont les tenseurs des champs de jauge de  $SU(2)_L$  et  $U(1)_Y$  et ont comme expression:

$$\begin{aligned} F_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu A_\nu^i - \partial_\nu A_\mu^i + ig\epsilon^{ijk} A_\mu^j A_\nu^k \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \end{aligned}$$

Le lagrangien de Yukawa  $L_Y$  couple les champs de fermions au secteur du Higgs et s'écrit:

$$\mathcal{L}_Y = -m_e \bar{\Psi}_e \Phi e_R - m_d \bar{\Psi}_d \Phi d_R - m_u \bar{\Psi}_u \tilde{\Phi} u_R + h.c \quad (1.4)$$

avec  $\tilde{\Phi} = i\tau_2 \Phi^*$ , où  $\Phi$  constitue le doublet de champs complexes de Higgs.

Le potentiel scalaire de ce dernier vaut:

$$V_H = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.5)$$

$\lambda$  est pris positif par convention. Lorsque la composante neutre du doublet de Higgs acquiert une valeur moyenne non nulle dans le vide:

$$\langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

avec  $v = \sqrt{\frac{\mu^2}{2\lambda}}$ , la symétrie  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  est spontanément brisée en  $U(1)_{EM}$ . Trois bosons de Goldstone provenant des 4 degrés de liberté de  $\Phi$  fournissent un degré de liberté longitudinal aux  $W^+W^-$  (combinaison de  $A_\mu^1$  et de  $A_\mu^2$ ) au  $Z^0$  (combinaison de  $A_\mu^3$  et de  $B_\mu$ ) qui deviennent massifs: c'est le mécanisme de Higgs. Le photon  $\gamma$  (de composition orthogonale au  $Z^0$ ) est de masse nulle. Les fermions acquièrent une masse par un couplage au champ de Higgs décrit par le lagrangien de Yukawa  $\mathcal{L}_Y$ . Notons qu'un seul doublet de Higgs est suffisant pour donner une masse aux quarks de types up et down. Les mélanges entre les trois familles de quarks et de leptons sont paramétrisés par la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM).

La renormalisabilité d'une théorie de jauge peut être compromise par des anomalies par exemple en triangle de type AVV (un couplage axial et deux vectoriels)[1]. Dans le

Modèle Standard, les anomalies de jauge ont une contribution globale nulle. On peut en effet montrer que dans une théorie de jauge non abélienne avec des générateurs de symétrie interne  $T^a$ , les anomalies s'annulent si  $Tr(\{T^a, T^b\}T^c) = 0$ . Dans le Modèle Standard  $Tr(\{T^a, T^b\}T^c)$  se réduit à  $TrY^3$  [1] où  $Y$  est l'isospin et on a bien  $Tr(Y^3) = 0$  d'après les valeurs du tableau 1. Par ailleurs la conservation des nombres leptonique  $L$  et baryonique  $B$  est automatique dans le MS au niveau classique du fait de l'invariance sous  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  et du critère de renormalisabilité [2]. Les corrections quantiques violent cette conservation[3].

Le Modèle Standard constitue à ce jour la théorie de physique des particules la mieux vérifiée expérimentalement. La plupart des observables calculables au sein de ce modèle, comme par exemple  $R_e, R_\mu, R_\tau$ , les rapports de branchement du  $Z$  en leptons ou encore les asymétries [4] ont été mesurées avec une précision de l'ordre du pourcent en accord avec les prédictions théoriques[4]. Si l'on considère le spectre de particules qu'il prévoit, on constate que deux n'ont pas encore été mises en évidence directement: le neutrino  $\nu_\tau$  dont l'existence est quasi certaine d'après les mesures de précision précédemment citées, et le boson de Higgs, la seule entité scalaire de ce modèle. Les particules scalaires sont très attrayantes en physique des hautes énergies: elles sont par exemple les seules à pouvoir développer une valeur moyenne non nulle dans le vide sans briser l'invariance de Lorentz. Le point négatif est qu'elles sont sujettes aux divergences quadratiques comme nous l'explicitons plus loin.

### 1.1.2 Les points faibles du Modèle Standard

Il convient d'insister sur le fait que les problèmes qui vont être exposés sont essentiellement d'ordre théorique. Aucune observation ne remet en cause le Modèle Standard.

Ses principales insuffisances sont les suivantes:

- le nombre de paramètres libres

Le Modèle Standard renferme au moins 18 paramètres libres constitués de 9 masses de fermions (3 pour les leptons-les neutrinos sont supposés de masse nulle - et 6 pour les quarks), 3 constantes de couplages  $\alpha_S, g$  et  $g'$ , 2 paramètres liés au secteur du Higgs  $\lambda$  et  $v$ , et 3 angles et une phase pour les quarks provenant de la matrice CKM.

- contraintes d'unitarité

La contrainte d'unitarité appliquée au calcul de l'amplitude de transition de la réaction  $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$  (la contribution dominante à l'amplitude  $W^+ W^- \rightarrow W^+ W^-$  provient des  $W$  dans un état de polarisation longitudinale) impose qu'à haute énergie  $s \gg m_\Phi \gg m_W, m_Z$ , la masse du Higgs soit bornée [5]:

$$m_\Phi^2 \leq \frac{4\pi\sqrt{2}}{3G_F} \sim O\left(\frac{m_W^2}{\lambda}\right) \sim (700 \text{ GeV})^2$$

Cela signifie en fait que pour une échelle de masse au delà du TeV, la condition d'unitarité est violée dans l'approximation de Born[6]: la théorie des perturbations n'est alors plus applicable parce que le secteur du Higgs interagit trop fortement.

Une nouvelle physique, perturbative ou non (formation de résonance dans un secteur WW interagissant fortement) doit donc apparaître pour une énergie de l'ordre du TeV.

- le problème de naturalité ou de hiérarchie des masses

Les corrections d'ordre supérieur à la masse du Higgs apportées par le diagramme de la figure 1 sont quadratiquement divergentes. Cela n'est a priori pas gênant puisque l'on peut procéder à une régularisation et réécrire la théorie en termes de paramètres renormalisés. Néanmoins ces divergences introduisent une nouvelle échelle de masse dans la théorie qui peut être totalement arbitraire. En effet, si  $\Lambda$  est l'échelle d'énergie au delà de laquelle le Modèle Standard n'est plus valable ("cut-off"), la contribution du graphe 1 est[6]:

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

où  $m_0$  est la masse nue.  $\Lambda$  peut prendre a priori une valeur quelconque. Supposons qu'elle soit égale à l'échelle de Planck ( $10^{19} \text{ GeV}$ ). De plus si  $m = 100 \text{ GeV}$  alors:

$$\frac{m_0^2}{\Lambda^2} = 10^{-34} - \frac{\lambda}{16\pi^2}$$

On observe que  $\lambda$  doit être ajustée à 34 ordre de grandeur! Or une théorie est dite naturelle si ses propriétés observables sont stables lorsque l'on procède à de petites variations de ses paramètres. Le Modèle Standard n'est donc pas une théorie naturelle d'après cette définition.

Notons que seuls les scalaires de la théorie sont sujets aux divergences quadratiques. Les masses des fermions sont protégées par la symétrie chirale et ils deviennent massifs après brisure de  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ : toutes les masses des fermions sont proportionnelles à  $v$  ce qui explique qu'elles ne peuvent pas être beaucoup plus grande que  $m_W$ . Les masses des scalaires ne sont quant à elles protégées par aucune symétrie.

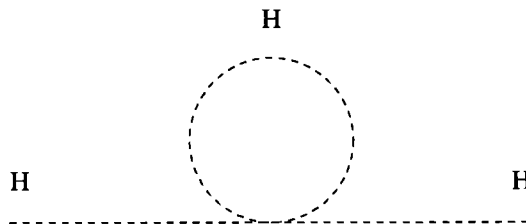


Figure 1: Diagramme contribuant aux corrections à une boucle à la masse du boson de Higgs.

- Le problème de CP fort

Le lagrangien de la Chromodynamique Quantique (QCD), après brisure de la

symétrie électrofaible, s'écrit:

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{\mu\nu a} + \sum (\bar{q}_k i \gamma_\mu D^\mu q_k - m_k \bar{q}_{kL} q_{kR} - m_k^* \bar{q}_{kR} q_{kL}) + \frac{\theta g_S^2}{32\pi^2} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{\mu\nu a} \quad (1.6)$$

avec

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu g_\nu^a - \partial_\nu g_\mu^a + g_S f^{abc} g_\mu^b g_\nu^c \\ \tilde{G}_{\mu\nu}^a &= \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} G^{\rho\sigma a} \\ D_\mu &= \partial_\mu - i g_S g_\mu^a \frac{\lambda^a}{2} \end{aligned}$$

Les matrices  $\lambda^a$  sont les générateurs de  $SU(3)_C$  (matrices de Gell-Mann).  $\theta$  n'est pas nécessairement nul d'un point de vue théorique. Il est possible de montrer que si le paramètre  $\bar{\theta} = \theta + \arg(\det(M))$  où  $M$  est la matrice de masse des quarks, est non nul alors les symétries  $P$  et  $CP$  sont violées. Or  $CP$  est une bonne symétrie de QCD. Elle doit par contre être violée dans le secteur électrofaible, pour expliquer par exemple la désintégration  $K_L \rightarrow 2\pi$ . Elle peut être introduite dans les phases de la matrice CKM. Il y a alors compatibilité entre une matrice de masse complexe et  $\bar{\theta} \neq 0$ . Néanmoins  $\bar{\theta}$  a été mesuré dans le moment dipolaire électrique du neutron et il s'avère que  $\bar{\theta} \leq 10^{-9}$  [7]. Il semble difficile d'expliquer pourquoi  $\bar{\theta}$  est si faible. Par ailleurs,  $\det(M)$  est la phase globale de la matrice CKM qui a été introduite dans le secteur électrofaible. La valeur de la phase est a priori arbitraire et il n'y a aucune raison qu'elle coïncide avec celle de  $\bar{\theta}$ .

Pour tenter de comprendre dynamiquement le paramètre  $\bar{\theta}$ , Peccei et Quinn [8] ont postulé l'invariance du lagrangien complet du Modèle Standard sous une symétrie globale  $U(1)$  additionnelle au groupe de jauge  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Le modèle le plus simple nécessite l'introduction d'un deuxième doublet de Higgs  $\Phi'$  et les champs se transforment sous  $U(1)_{PQ}$  de la façon suivante:

$$U(1)_{PQ} \quad q_k \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5} q_k \quad \Phi \rightarrow e^{2i\alpha} \Phi \quad \Phi' \rightarrow e^{-2i\alpha} \Phi' \quad (1.7)$$

$\bar{\theta}$  est alors naturellement égal à 0.  $U(1)_{PQ}$  est néanmoins spontanément brisée par les termes de masse des quarks: le pseudo boson de Goldstone qui en résulte, l'axion, est massif du fait de l'anomalie QCD en triangle [9].

Si l'échelle de brisure de  $U(1)_{PQ}$   $f$  est de l'ordre de celle de la brisure de la symétrie électrofaible  $v$ , l'axion a une masse de quelques keV. Cela a été exclu expérimentalement [10]. Pour que les modèles "axioniques" soient viables il faut donc que  $f \gg v$ . Les masse et couplage du pseudo boson de Goldstone à la matière sont alors faibles (car inversement proportionnels à  $f$ ) et son temps de vie grand ( $\tau(axion \rightarrow \gamma\gamma) \sim f^5$ ): on dit que l'axion est invisible [10].

– Constantes de couplage et gravitation

L'importante luminosité accumulée au LEP ( $55 \text{ pb}^{-1}$  par expérience) en 1994 [11] à une énergie correspondant à la masse du boson  $Z$  a permis de mesurer les



constantes de couplage  $g$ ,  $g'$  et  $g_s$  avec une très grande précision. Une partie des résultats obtenus a été utilisée pour tester l'hypothèse d'unification au sein du Modèle Standard. L'idée est de résoudre les équations du groupe de renormalisation et d'extrapoler les constantes de couplages à d'autres énergies pour observer un éventuel point de concours commun. L'unification n'a très clairement pas lieu dans le Modèle Standard minimal: elle a pu être exclue à 8 déviations standard en utilisant les équations du groupe de renormalisation à deux boucles[12]. Notons que cela n'est pas nécessairement problématique: cette unification n'est pas un critère de réjection d'une théorie. Néanmoins nous n'avons évoqué jusqu'ici que les constantes de couplage liées aux interactions faible, forte et électromagnétique. Qu'en est-il de la gravitation, quatrième interaction fondamentale à notre échelle? Le Modèle Standard reste muet sur la question. Son formalisme ne se prête pas du tout à l'introduction des forces gravitationnelles et cela devient problématique s'il l'on souhaite avoir une théorie qui englobe toutes les interactions.

Ainsi, en dépit de formidables succès expérimentaux, le Modèle Standard ne semble pas être le fin mot de l'histoire: les problèmes rencontrés suggèrent qu'il constitue une théorie effective et il s'agit d'aller au delà pour répondre aux questions qu'il suscite. Voyons de quelles façons la résolution de ses insuffisances peut être effectuée.

### 1.1.3 Au delà du Modèle Standard Minimal

La pierre angulaire du Modèle Standard est le doublet de champ de Higgs introduit pour briser la symétrie  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Notons que c'est aussi la source d'un problème majeur, celui de la naturalité. Elle n'a par ailleurs pas été mise en évidence expérimentalement à ce jour.

Deux possibilités s'offrent pour le résoudre ce problème de naturalité. La première consiste à trouver un mécanisme de brisure qui évite l'introduction d'un champ scalaire. Les modèles composites comme ceux de technicouleur, qui vont être exposés, exploitent cette idée. La seconde consiste à conserver le mécanisme de brisure tel qu'il est tout en construisant des théories ayant des symétries plus étendues que celles du Modèle Standard pour résorber le problème de naturalité. C'est le cas des modèles basés sur la supersymétrie sur laquelle nous achèverons ce paragraphe.

#### 1.1.3.1 les modèles composites : technicouleur

L'approche technicouleur consiste à briser la symétrie électrofaible sans utiliser de champs de Higgs. Pour cela, une nouvelle interaction invariante de jauge, le technicouleur, est postulée. Elle intervient entre entités de masse nulle, les technifermions, qui portent les nombres quantiques usuels de  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  en plus de leur charge technicouleur. A une énergie de l'ordre du TeV, l'interaction technicouleur devient forte: des condensations de technifermions apparaissent donnant naissance à des bosons de Goldstone, les technipions. Ces derniers interagissent avec les bosons de jauge de  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  par des boucles de technifermions et le mécanisme de Higgs fonctionne comme dans le Modèle Standard: 3 technipions sont absorbés pour

donner des composantes longitudinales aux  $W^\pm, Z^0$  qui deviennent massifs. Les échelles de masse introduites sont stables après renormalisation : le problème de naturalité est résolu de façon assez élégante. Néanmoins un tel mécanisme de brisure électrofaible ne transmet aucune masse aux quarks et aux leptons. Il faut postuler une nouvelle interaction, la technicouleur étendue(ETC), pour briser explicitement la symétrie chirale des quarks et des leptons[14].

La phénoménologie des modèles technicouleur dépend fortement du groupe de jauge et des représentations choisis. Ainsi les technipions qui demeurent dans le spectre des particules de la théorie après brisure électrofaible ont-ils des couplages à la matière qui reposent sur l'ETC. De grands changements de saveurs par courant neutres peuvent apparaître et semblent difficiles à résorber.

Les modèles technicouleur les plus rudimentaires ont été exclus expérimentalement [15]. Des théories plus compliquées existent, mais il semble difficile d'y introduire la gravitation.

### 1.1.3.2 la supersymétrie

Une autre approche du problème de la naturalité consiste à garder le mécanisme de brisure spontanée tel qu'il est, c'est-à-dire reposant sur un champ scalaire développant une valeur moyenne non nulle dans le vide, tout en compensant la contribution du graphe de la figure 1 grâce à une autre diagramme pour ainsi éliminer toute divergence quadratique.

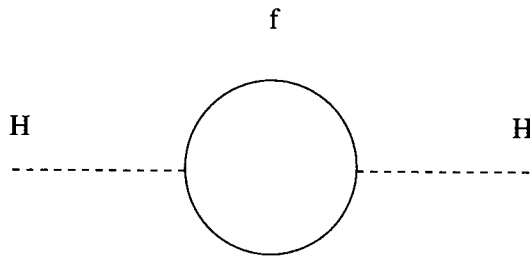


Figure 2: Boucle de fermion contribuant à la correction de la masse du boson de Higgs.

Par exemple la correction radiative de la figure 2 donne une contribution quadratiquement divergente comme celle de la figure 1. Elle est néanmoins de signe opposé (boucle de fermions). La compensation des divergences des deux graphes est possible si le fermion qui intervient dans la boucle de la figure 2 est relié au scalaire de la figure 1 par une symétrie appelée supersymétrie. Cette dernière est donc une symétrie fermion/boson. C'est une solution fort élégante au problème de naturalité: l'idée sous-jacente est de protéger la masse des scalaires à travers celle de leurs superpartenaires qui ne peut pas être trop élevée du fait de la symétrie chirale.

La supersymétrie possède d'autres vertus: elle permet presque naturellement l'introduction de la gravitation comme nous le décrirons ultérieurement. L'unification des constantes de couplage est réalisée dans les théories supersymétriques, laissant entrevoir

la possibilité d'un modèle unique incluant les quatre interactions fondamentales. Dans toute la suite de cet opuscule, nous étudierons plus profondément la supersymétrie.

## 1.2 La supersymétrie: une introduction

Le but de ce chapitre n'est pas de donner un panorama exhaustif de la supersymétrie: de nombreux ouvrages pédagogiques et détaillés existent[16] [20] [21]. Il s'agit simplement d'introduire le formalisme minimal nécessaire à la construction d'un lagrangien invariant de supersymétrie.

### 1.2.1 Algèbre supersymétrique

La supersymétrie est une symétrie d'espace-temps qui transforme les bosons en fermions et vice-versa:

$$|\text{Boson}\rangle \xrightarrow{SUSY} |\text{Fermion}\rangle \quad |\text{Fermion}\rangle \xrightarrow{SUSY} |\text{Boson}\rangle$$

Pour préciser son algèbre, qui est une extension de celle du groupe de Poincaré, il est nécessaire de connaître ses générateurs et en premier lieu déterminer leur nature, fermionique ou bosonique. A partir d'hypothèses raisonnables, Coleman et Mandula [17] ont montré que l'algèbre de Lie la plus générale de la matrice S est constituée du tenseur énergie-moment  $P_\mu$ , des générateurs du groupe de Lorentz  $M_{\mu\nu}$  et d'un nombre fini d'opérateurs scalaires de Lorentz  $B_l$  attachés à des symétries internes:

$$[P_\mu, B_l] = 0 \quad [M_{\mu\nu}, B_l] = 0 \quad [B_l, B_m] = ic_{lm}^k B_k$$

En d'autres termes, le théorème de Coleman-Mandula indique que les seules charges conservées qui se transforment comme des tenseurs sous le groupe de Lorentz sont  $P_\mu$  et  $M_{\mu\nu}$ . Les charges associées aux symétries internes sont des scalaires de Lorentz.

On peut alors montrer que les membres d'un multiplet irréductible de la symétrie interne  $B_l$  doivent avoir la même masse (théorème de O'Raifeartaigh) et surtout le même spin. Les générateurs qui modifient le spin sont donc nécessairement fermioniques. Ils obéissent donc à des relations d'anticommuation. Nous les dénoterons  $Q_{\alpha i}$ ,  $\alpha$  tenant compte de la nature fermionique et  $i$  étant un indice tel que  $1 \leq i \leq N$  où  $N$  est le nombre de générateurs de supersymétrie. Le calcul de l'algèbre complète incluant les  $Q_{\alpha i}, P_\mu, M_{\mu\nu}$  fait intervenir des relations avec des commutateurs et des anticommutateurs: le résultat obtenu est une algèbre de Lie gradée ou superalgèbre qui s'écrit (Haag, Lopuszanski, Sohnius[18]), en l'absence de charges centrales:

$$[Q_{\alpha i}, P_\mu] = [\bar{Q}_\alpha^i, P_\mu] = 0 \tag{1.8}$$

$$[Q_{\alpha i}, M_{\mu\nu}] = \frac{1}{2}(\sigma_{\mu\nu})_\alpha^\beta Q_{\beta i} \tag{1.9}$$

$$[\bar{Q}_\alpha^i, M_{\mu\nu}] = -\frac{1}{2}\bar{Q}_\beta^i(\bar{\sigma}_{\mu\nu})^{\dot{\beta}}_\alpha \tag{1.10}$$

$$\{Q_{\alpha i}, \bar{Q}_\beta^j\} = 2\delta_i^j(\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\beta}} P_\mu \tag{1.11}$$

$$\{Q_{\alpha i}, Q_{\beta i}\} = \{\bar{Q}_{\alpha}^i, \bar{Q}_{\beta}^j\} = 0. \quad (1.12)$$

avec  $\bar{Q}_{\alpha}^i = (Q_{\alpha i})^\dagger$ ;  $Q_{\alpha i}$  est un spineur de Weyl.

La relation (1.8) implique que  $[Q, P^2] = 0$ . On retrouve dans le théorème de O’Raifeartaigh: les multiplets de supersymétrie renferment des membres de spin différents mais qui doivent être dégénérés en masse. De plus (1.11) indique que deux transformations de supersymétrie successives correspondent à une simple translation d’espace/temps. On peut en déduire que le nombre de degrés de liberté bosonique doit être égal au nombre de degrés de liberté fermionique dans une théorie invariante de supersymétrie.

Si le nombre de générateurs  $Q_{\alpha i}$  est égal à 1, la supersymétrie est dite simple ou non étendue. Si  $N > 1$ , elle est qualifiée d’étendue. Notons que  $N_{max} = 4$  pour une théorie des champs dans un espace-temps plat. Si  $N \geq 4$ , il apparaît des particules de spin  $\frac{3}{2}$  et la théorie n’est plus renormalisable. Pour des raisons similaires (introduction de champs de spin  $\frac{5}{2}$ ), les modèles cohérents de supergravité sont caractérisés par  $N \leq 8$  [18]. Enfin, toute théorie supersymétrique avec  $N \geq 2$  contient des multiplets de matière qui renferment à la fois des fermions gauches et droits[18]. Or le Modèle Standard distingue très clairement les états de chiralité. Il semble donc difficile de façonner une théorie supersymétrique  $N \geq 2$  du Modèle Standard. Dans toute la suite, nous ne considérerons donc que la supersymétrie simple, c’est-à-dire  $N = 1$ .

### 1.2.2 Formalisme des superchamps

Nous allons dans ce paragraphe développer le formalisme des superchamps, particulièrement utile pour construire des théories invariantes de supersymétrie. Ce cadre est avantageux parce qu’il permet de réunir en une seule entité, appelée supermultiplet ou superchamp, une particule et son superpartenaire, et parce que la construction de quantités invariantes de supersymétrie y est aisée. Notons que de nombreux résultats ont été obtenus à partir d’un autre formalisme, celui des ”composantes” des supermultiplets. L’introduction des superchamps nécessite préalablement celle du superspace qui est une extension de l’espace-temps ordinaire à une coordonnée fermionique. Ainsi un point du superspace sera défini par:

$$z = (x^\mu, \theta^\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}) \quad \alpha = 1, 2 \quad (1.13)$$

Les  $\theta$  sont des variables de Grassmann, c’est-à-dire qu’elles vérifient les relations:

$$\{\theta^\alpha, \theta^\beta\} = \{\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}, \bar{\theta}_{\dot{\beta}}\} = \{\theta^\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\beta}}\} = 0. \quad (1.14)$$

$$[x^\mu, \theta^\alpha] = [x^\mu, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}] = 0. \quad (1.15)$$

Notons que (1.15) implique que  $\theta\theta\theta = 0^1$ . Dans ce superspace, une représentation possible de l’algèbre supersymétrique s’écrit:

$$Q_\alpha = \frac{\partial}{\partial \theta^\alpha} - i\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu \bar{\theta}^{\dot{\alpha}} \partial_\mu \quad (1.16)$$

$$\bar{Q}_{\dot{\alpha}} = -\frac{\partial}{\partial \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}} + i\theta^\alpha \sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu \partial_\mu \quad (1.17)$$

---

1. Les conventions et notations sont détaillées dans l’annexe A

On peut alors définir des dérivées covariantes  $D_\alpha, \bar{D}_{\dot{\alpha}}$  qui anticommulent avec les  $Q_\alpha$ :

$$D_\alpha = \frac{\partial}{\partial \theta^\alpha} - i\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu \bar{\theta}^{\dot{\alpha}} \partial_\mu \quad (1.18)$$

$$\bar{D}_{\dot{\alpha}} = -\frac{\partial}{\partial \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}} + i\theta^\alpha \sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu \partial_\mu \quad (1.19)$$

Un superchamp est un développement en puissance de  $\theta$  et  $\bar{\theta}$ . Ce développement est fini car  $\theta\theta\theta = 0$  et  $\bar{\theta}\bar{\theta}\bar{\theta} = 0$ . L'expression la plus générale d'un supermultiplet est donc:

$$\begin{aligned} F(x, \theta, \bar{\theta}) = & f(x) + \theta\phi(x) + \bar{\theta}\bar{\chi}(x) + \theta\theta m(x) \\ & + \bar{\theta}\bar{\theta}n(x) + \theta\sigma^\mu\bar{\theta}v_\mu(x) + \theta\bar{\theta}\bar{\theta}\bar{\lambda}(x) + \bar{\theta}\bar{\theta}\theta\Psi(x) \\ & + \theta\bar{\theta}\bar{\theta}\bar{\theta}d(x) \end{aligned} \quad (1.20)$$

Nous allons maintenant nous intéresser à deux représentations particulières de l'algèbre de la supersymétrie: il s'agit des superchamps chiraux et vectoriels.

### 1.2.2.1 Superchamp chiral

Un superchamp chiral  $\Phi(x^\mu, \theta^\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}})$  est défini par  $\bar{D}_{\dot{\alpha}}\Phi = 0$ . Sa forme la plus générale est alors donnée par:

$$\begin{aligned} \Phi(x, \theta, \bar{\theta}) = & \varphi(x) + i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}\partial_\mu\varphi - \frac{1}{4}\theta\bar{\theta}\bar{\theta}\bar{\theta}\partial_\mu\partial^\mu\varphi \\ & + \sqrt{2}\theta\psi + \frac{i}{\sqrt{2}}\theta\bar{\theta}\bar{\theta}\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\Psi + \theta\theta F(x) \end{aligned} \quad (1.21)$$

$\varphi$  et  $F$  sont des champs scalaires complexes.  $\psi$  est un spineur. Il est alors judicieux de décrire les champs de matière par  $\psi$  qui est alors un spineur de Weyl gauche. Les spineurs de Weyl droits sont introduits par  $\psi^\dagger$ . Sa dimension en masse est  $[\psi]_M = \frac{3}{2}$ . Comme  $[\theta]_M = \frac{1}{2}$  (d'après  $Q_\alpha$  et l'algèbre supersymétrique) on en déduit:  $[\phi]_M = [\varphi]_M = 1$ ;  $[F]_M = 2$ .  $F$  n'a pas les dimensions d'un champ physique: c'est un champ auxiliaire qui sera éliminé en utilisant les équations du mouvement lors de la construction de théories réalistes.

Deux calculs des nombres de degrés de liberté fermionique( $n_F$ ) et bosonique( $n_B$ ) sont possibles:

- réalisation "off-shell": on considère chaque champ sans utiliser les équations du mouvement. Le résultat est  $n_B=4$  (2 de  $\varphi$ , 2 de  $F$ ),  $n_F=4$  (de  $\psi$ )
- réalisation "on-shell": on utilise les équations du mouvement et on obtient  $n_B=2$  (de  $\varphi$ ),  $n_F=2$  (de  $\psi$ )

On observe donc que  $n_F=n_B$  au sein d'un supermultiplet chiral. Hors couche de masse, cette égalité est réalisée grâce aux champs auxiliaires.

La transformation supersymétrique infinitésimale de paramètre  $\xi$  d'un superchamp  $\Phi$  s'écrit:

$$\delta_\xi\Phi = (\xi Q + \bar{\xi}\bar{Q})\Phi \quad (1.22)$$

Pour un superchamp chiral on obtient:

$$\begin{aligned}
 \delta_\xi \varphi &= \sqrt{2} \xi \psi \\
 \delta_\xi \psi &= i\sqrt{2} \sigma^\mu \bar{\xi} \partial_\mu \varphi + \sqrt{2} \xi F \\
 \delta_\xi F &= i\sqrt{2} \bar{\xi} \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi
 \end{aligned} \tag{1.23}$$

Ainsi un superchamp chiral renferme à la fois un champ et son superpartenaire. Si par exemple on affecte  $\varphi$  au champ de Higgs,  $\psi$  sera le partenaire de spin 1/2 que l'on nommera higgsino.

En conclusion, le superchamp chiral présente trois avantages: les nombres de degrés de liberté fermionique et bosonique y sont égaux; il renferme une particule et son superpartenaire; le coefficient de  $\theta\theta$ ,  $F(x)$ , également appelé F-terme, se transforme comme une dérivée totale dans les transformations de supersymétrie. Dans toute la suite, le F-terme d'une quantité  $X$  sera noté  $[X]_F$ . On a donc  $[X]_F = \text{coefficient de } \theta\theta \text{ dans le développement de } X \text{ en puissance de } \theta \text{ et } \bar{\theta}$ . L'intérêt de l'invariance (à une divergence totale près) d'un tel F-terme sera manifeste lors de la construction de lagrangiens invariants de supersymétrie.

### 1.2.2.2 Superchamp vectoriel

Un superchamp vectoriel  $V$  satisfait à la condition:  $V^\dagger = V$ . Sa forme la plus générale est:

$$\begin{aligned}
 V(x, \theta, \bar{\theta}) &= C(x) + i\theta\chi(x) - i\bar{\theta}\bar{\chi}(x) \\
 &+ \frac{i}{2}\theta\theta [M(x) + iN(x)] - \frac{i}{2}\bar{\theta}\bar{\theta} [M(x) - iN(x)] \\
 &+ \theta\sigma^\mu\bar{\theta}V_\mu(x) + i\theta\theta\bar{\theta} \left[ \bar{\lambda}(x) + \frac{i}{2}\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\chi(x) \right] \\
 &- i\bar{\theta}\bar{\theta}\theta \left[ \lambda(x) + \frac{i}{2}\sigma^\mu\partial_\mu\bar{\chi}(x) \right] + \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta} \left[ D(x) + \frac{1}{2}\partial_\mu\partial^\mu C(x) \right]
 \end{aligned} \tag{1.24}$$

$C(x), D(x), M(x), N(x)$  sont des champs scalaires réels.  $V_\mu$  est un champ vectoriel réel.  $\lambda, \chi$  sont des spineurs de Weyl gauches.

Le supermultiplet vectoriel est adapté à la description du secteur des bosons vectoriels dans une théorie de jauge. Wess et Zumino[19] ont montré que l'invariance de jauge supersymétrique imposait à  $V$  de se transformer sous une transformation de jauge locale  $U(1)$  comme:

$$V \rightarrow V + \Phi + \Phi^\dagger \tag{1.25}$$

où  $\Phi$  est un superchamp chiral. Sous cette transformation, les champs deviennent:

$$\begin{aligned}
 C &\rightarrow C + \varphi + \varphi^* \\
 \chi &\rightarrow \chi - i\sqrt{2}\Psi \\
 M + iN &\rightarrow M + iN - 2iF \\
 V_\mu &\rightarrow V_\mu - i\partial_\mu(\varphi - \varphi^*) \\
 \lambda &\rightarrow \lambda \\
 D &\rightarrow D
 \end{aligned} \tag{1.26}$$

$\lambda$  et  $D$  sont invariants. Dans une jauge particulière, appelée jauge de Wess-Zumino, les champs  $C, \chi, M, N$  sont éliminés et l'expression de  $V$  se simplifie:

$$\begin{aligned} V &= \theta\sigma^\mu\bar{\theta}V_\mu(x) + i\theta\theta\bar{\theta}\bar{\lambda}(x) - i\bar{\theta}\bar{\theta}\theta\lambda(x) + \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}D(x) \\ V^2 &= \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}V_\mu V^\mu \\ V^3 &= 0. \end{aligned} \quad (1.27)$$

La dimension canonique imposée à  $V_\mu$  pour que cette quantité décrive un champ vectoriel est  $[V_\mu]_M=1$  ce qui permet de déduire:  $[V]_M=0$ ;  $[\lambda]_M = \frac{3}{2}$ ;  $[D]_M=2$ .  $D$  est donc un champ auxiliaire.

Le calcul des degrés de liberté fermionique et bosonique donne:

- réalisation "off-shell":  $n_B=4$  (3 de  $V_\mu$ , 1 de  $D$  car  $D=D^\dagger$ ),  $n_F=4$  (de  $\lambda$ )
- réalisation "on-shell":  $n_B=2$  (de  $V_\mu$ ),  $n_F=2$  (de  $\lambda$ )

Il résulte de la transformée supersymétrique infinitésimale d'un superchamp vectoriel:

$$\begin{aligned} \partial_\xi\lambda &= i\xi D + \sigma^{\mu\nu}\xi V_{\mu\nu} \\ \partial_\xi V_{\mu\nu} &= i[(\xi\sigma^\nu\partial_\mu\bar{\lambda} + \bar{\xi}\bar{\sigma}^\nu\partial_\mu\lambda) - (\mu \longleftrightarrow \nu)] \\ \partial_\xi D &= \bar{\xi}\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\lambda - \xi\sigma^\mu\partial_\mu\bar{\lambda} \end{aligned} \quad (1.28)$$

avec  $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$ . De la même façon que le supermultiplet chiral, un superchamp renferme à la fois une particule et son partenaire supersymétrique. Si par exemple on identifie  $V_\mu$  au photon, la particule de spin 1/2 associée à  $\lambda$  sera le photino.

Ainsi un supermultiplet vectoriel présente les mêmes avantages qu'un superchamp chiral, mais c'est le coefficient de  $\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}$ , également appelé D-terme, qui joue le rôle du F-terme, c'est-à-dire qui est invariant sous une transformation de supersymétrie. Dans toute la suite le D-terme d'une quantité  $X$  sera noté  $[X]_D$ . Ainsi on a  $[X]_D$ =coefficient de  $\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}$  dans le développement de  $X$  en puissance de  $\theta$  et  $\bar{\theta}$ .

### 1.2.3 Construction de lagrangiens supersymétriques

Pour construire un lagrangien supersymétrique à partir des superchamps, il est nécessaire d'utiliser des quantités invariantes de supersymétrie à une divergence totale près. Or il a été remarqué au paragraphe précédent que la variation sous une transformation supersymétrique du coefficient de  $\theta\theta$  ( $\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}$ )- le F-terme(D-terme)-d'un superchamp chiral(vectoriel) est une dérivée totale et donne donc une action invariante. Cette propriété est utilisée pour construire des lagrangiens invariants de supersymétrie. Nous débutons par des théories ne renfermant que des superchamps chiraux, puis poursuivons par un modèle n'impliquant que des supermultiplets vectoriels. Enfin nous achevons ce paragraphe par des théories de jauge non abéliennes. Le résultat obtenu sera utilisé pour l'extension supersymétrique du Modèle Standard.

### 1.2.3.1 Théorie de superchamps chiraux

Il a été souligné que les champs de matière sont susceptibles d'être décrits par les superchamps chiraux. Déterminons l'analogie supersymétrique d'un lagrangien décrivant des champs scalaires et spinoriels.

Considérons le supermultiplet vectoriel  $\phi_i^\dagger \phi_i$  où  $\phi_i$  est un superchamp chiral. On sait que le D-terme est invariant sous les opérations de supersymétrie. Or:

$$\begin{aligned} \left[ \Phi_i^\dagger \Phi_i \right]_D &= \text{coefficient de } \theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta} \text{ de } \Phi_i^\dagger \Phi_i \\ &= \partial_\mu \varphi_i^* \partial^\mu \varphi_i + i \partial_\mu \bar{\psi}_i \bar{\sigma}^\mu \psi_i + F_i^{i*} F_i \end{aligned} \quad (1.29)$$

en écludant les termes de dérivées totales. On reconnaît alors immédiatement les quantités cinétiques associées aux champs scalaires et spinoriels.

Pour décrire les interactions entre champs, il semble naturel d'utiliser le produit de superchamps chiraux qui est un supermultiplet chiral du fait de la linéarité des dérivées covariantes  $\bar{D}_{\dot{\alpha}}$ . On en prendra donc le F-terme pour obtenir une expression invariante. De plus, pour respecter la renormalisabilité de la théorie, un produit de tels superchamps doit au plus être trinéaire en  $\Phi_i$ . L'expression la plus générale est:

$$W(\Phi) = \lambda_i \Phi_i + \frac{1}{2} m_{ij} \Phi_i \Phi_j + \frac{1}{3} \lambda_{ijk} \Phi_i \Phi_j \Phi_k \quad (1.30)$$

$W$  est appelé le superpotentiel. Le lagrangien complet s'écrit:

$$\mathcal{L} = \left[ \Phi_i^\dagger \Phi_i \right]_D + ([W(\Phi)]_F + hc) \quad (1.31)$$

Développé, ce lagrangien donne:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \partial_\mu \varphi_i^* \partial^\mu \varphi_i + i \partial_\mu \bar{\psi}_i \bar{\sigma}^\mu \psi_i + F_i^\dagger F_i \\ &+ \left[ m_{ij} (\varphi_i F_j - \frac{1}{2} \psi_i \psi_j) + \lambda_{ijk} (\varphi_i \varphi_j F_k - \psi_i \psi_j \varphi_k) + \lambda_i F_i + hc \right] \end{aligned} \quad (1.32)$$

Les équations du mouvement de  $F_i$  sont:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial F_i} = 0 \implies F_i^\dagger = -m_{ij} \varphi_j - \lambda_{ijk} \varphi_j \varphi_k - \lambda_i = -\frac{\partial W(\phi)}{\partial \Phi_i} \Big|_{\Phi_i = \varphi_i} \quad (1.33)$$

En éliminant les  $F_i$ :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \partial_\mu \varphi_i^* \partial^\mu \varphi_i + i \partial_\mu \bar{\psi}_i \bar{\sigma}^\mu \psi_i \\ &+ \left( -\frac{1}{2} m_{ij} \psi_i \psi_j - \lambda_{ijk} \psi_i \psi_j \varphi_k + hc \right) - \mathcal{V} \end{aligned} \quad (1.34)$$

où  $\mathcal{V}$  est le potentiel scalaire défini par

$$\mathcal{V} = \sum_i F_i^\dagger F_i = \sum_i |F_i|^2$$



### 1.2.3.2 Théorie de superchamps vectoriels

Dans ce paragraphe, il s'agit de calculer le terme supersymétrique permettant de retrouver le terme cinétique d'un champ de jauge U(1) vectoriel  $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$ . A partir de l'expression d'un supermultiplet vectoriel V dans la jauge U(1) de Wess-Zumino, la quantité  $W_\alpha = \bar{D}^2 \mathcal{D}_\alpha V$  est calculable.  $W_\alpha$  est un superchamp chiral puisque  $\bar{D}_{\dot{\alpha}} W_\alpha = 0$  car  $\bar{D}^3 = D^3 = 0$ .  $W^\alpha W_\alpha$  est également chiral et :

$$\begin{aligned} [W^\alpha W_\alpha]_F &= \text{coefficient de } \theta\theta \text{ de } W^\alpha W_\alpha \\ &= -2i\lambda\sigma^\mu\partial_\mu\bar{\lambda} - \frac{1}{2}V^{\mu\nu}V_{\mu\nu} + D^2 + \frac{i}{4}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}V^{\mu\nu}V^{\rho\sigma} \end{aligned} \quad (1.35)$$

La généralisation supersymétrique invariante de jauge U(1) du lagrangien d'un champ vectoriel libre vaut :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4} ([W^\alpha W_\alpha]_F + [\bar{W}_{\dot{\alpha}} \bar{W}^{\dot{\alpha}}]_{\bar{F}}) \quad (1.36)$$

où le  $\bar{F}$ -terme est le coefficient de  $\bar{\theta}\bar{\theta}$ . Si on ne tient pas compte des dérivées totales, on aboutit à :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}V^{\mu\nu}V_{\mu\nu} - i\lambda\sigma^\mu\partial_\mu\bar{\lambda} + \frac{1}{2}D^2 \quad (1.37)$$

ce qui correspond bien aux termes cinétiques d'un champ vectoriel et d'un champ de spin 1/2.

### 1.2.3.3 Théories de jauge non abéliennes

Au cours des deux derniers paragraphes, des lagrangiens n'impliquant que des supermultiplets chiraux ou vectoriels ont été construits. La réunion de ces deux types de superchamps permet de construire des théories de jauge. L'extension supersymétrique de modèles non abéliens est cruciale si l'on souhaite construire des théories au-delà du Modèle Standard. Il s'agit donc ici de déterminer l'expression générale du lagrangien associé à un modèle supersymétrique invariant sous des transformations de jauge.

Sous une transformation de jauge U(1) globale, les superchamps  $\Phi_i$  se transforment de la façon suivante :

$$\Phi_i \rightarrow \Phi'_i = e^{-it_i\lambda}\Phi_i \quad (1.38)$$

où  $t_i$  sont les charges et  $\lambda$  le paramètre du groupe. Le lagrangien

$$\mathcal{L} = \left[ \Phi_i^\dagger \Phi_i \right]_D + \left( \left[ \frac{1}{2}m_{ij}\Phi_i\Phi_j + \frac{1}{3}g_{ijk}\Phi_i\phi_j\Phi_k \right]_F + hc \right) \quad (1.39)$$

est alors invariant sous la transformation précédente moyennant certaines conditions sur les paramètres  $m_{ij}$  et  $g_{ijk}$  ( $m_{ij} = 0$  si  $t_i + t_j \neq 0$  et  $g_{ijk} = 0$  si  $t_i + t_j + t_k \neq 0$ ).

Si la transformation de jauge U(1) est locale, le paramètre  $\lambda$  dépend de  $x$  et est un nécessairement superchamp chiral (pour que  $\Phi$  demeure un supermultiplet chiral:  $\mathcal{D}_\alpha\Phi = 0$ ) noté  $\Lambda(x)$

$$\Phi_i \rightarrow \Phi'_i = e^{-it_i\Lambda}\Phi_i \quad (1.40)$$

Mais le terme  $\left[\phi_i^\dagger\phi_i\right]_D$  n'est plus invariant de jauge car

$$\phi_i^\dagger\phi_i \rightarrow \phi_i^\dagger\phi_i e^{-it_i(\Lambda^\dagger-\Lambda)}$$

Si on introduit un superchamp vectoriel qui se transforme sous U(1) locale comme:

$$V \rightarrow V' = V + i(\Lambda - \Lambda^\dagger) \quad (1.41)$$

alors  $\left[\phi_i^\dagger e^{it_i V}\phi_i\right]_D$  devient invariant. En incluant les termes cinétiques du champ de jauge, le lagrangien d'une théorie supersymétrique invariante de jauge locale U(1) est:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4} \left( [W^\alpha W_\alpha]_F + [\bar{W}_{\dot{\alpha}} \bar{W}^{\dot{\alpha}}]_{\bar{F}} \right) + \left[ \Phi_i^\dagger e^{it_i V} \Phi_i \right]_D + \left( \left[ \frac{1}{2} m_{ij} \Phi_i \Phi_j + \frac{1}{3} g_{ijk} \Phi_i \Phi_j \Phi_k \right]_F + hc \right) \quad (1.42)$$

Il est alors possible de généraliser au cas non abélien. Les supermultiplets chiraux se transforment alors comme:

$$\Phi_i \rightarrow \Phi'_i = e^{-i\Lambda} \Phi_i$$

où  $\Lambda$  est une matrice:  $\Lambda_{ij} = T_{ij}^a \Lambda_a$ . Les matrices  $T^a$  sont les générateurs du groupe de jauge dans une représentation définie par les superchamps chiraux  $\phi_i$ :  $[T^a, T^b] = it^{abc} T^c$  où les constantes de structure  $t^{abc}$  sont complètement antisymétriques. La généralisation de (1.41) s'écrit:

$$e^{V'} = e^{-i\Lambda^\dagger} e^V e^{i\Lambda}$$

avec  $V_{ij} = T_{ij}^a V_a$  où les  $V_a$  sont les superchamps vectoriels de jauge. Enfin  $W^\alpha$  vaut:

$$W_\alpha = -\frac{1}{4} \bar{\mathcal{D}}^2 e^{-V} \mathcal{D}_\alpha e^V$$

Le lagrangien le plus général pour une théorie renormalisable supersymétrique d'interactions de scalaires, spineurs et champs vectoriels est donc:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{16kg^2} Tr \left( [W^\alpha W_\alpha]_F + [\bar{W}_{\dot{\alpha}} \bar{W}^{\dot{\alpha}}]_{\bar{F}} + \left[ \Phi_i^\dagger e^V \Phi_i \right]_D + \left( \left[ \frac{1}{2} m_{ij} \Phi_i \Phi_j + \frac{1}{3} g_{ijk} \Phi_i \Phi_j \Phi_k \right]_F + hc \right) \right) \quad (1.43)$$

Ce résultat peut s'appliquer au Modèle Standard, qui renferme des symétries de jauge non abéliennes.

#### 1.2.3.4 Conséquences sur les extensions supersymétrique du Modèle Standard

La transformation d'un superchamp  $\Phi_i \rightarrow \Phi'_i = e^{-it_i \lambda} \Phi_i$  indique qu'une particule et son superpartenaire, réunis dans  $\Phi_i$ , vérifient les mêmes propriétés de transformation sous  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Ce résultat amène la question suivante: les particules du Modèle Standard sont-elles reliées entre elles par une symétrie fermion/boson sous-jacente ou bien doit-on introduire de nouvelles entités pour construire une extension

supersymétrique de cette théorie? L'observation des nombres quantiques du tableau 1 nous indique que les seules associations possibles entre particules dont le spin diffère de  $1/2$  sont: fermions-bosons de jauge et fermions-higgs. Mais, dans le premier cas, les bosons de jauge se transforment dans la représentation adjointe du groupe correspondant, ce qui n'est pas le cas des fermions et dans le deuxième cas, on observe que le higgs n'est pas coloré et qu'il a un nombre leptonique nul, contrairement aux quarks et aux leptons. Ceci ruine l'espoir d'introduire la supersymétrie dans le Modèle Standard sans en modifier le spectre. Il faut donc d'ajouter de nouveaux fermions et bosons, en respectant la condition imposée par l'algèbre des anticommutateurs des  $Q_\alpha$  (nombre égal de degrés de liberté fermioniques et bosoniques). Les bosons de jauge de spin 1 auront donc des partenaires de spin  $1/2$  (fermions de jauge ou jauginos) et non de spin  $3/2$  pour préserver la renormalisabilité de la théorie, les fermions du Modèle Standard seront associés à des scalaires. Il est difficile d'associer des champs vectoriels aux quarks et aux leptons, car l'introduction de particules de spin 1 n'est satisfaisante que par une symétrie de jauge ce qui élargirait le groupe de jauge  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ .

Notons par ailleurs que l'algèbre de la supersymétrie impose qu'une particule et son partenaire aient des masses égales. Ceci est phénoménologiquement impossible si l'on observe le spectre actuel des particules élémentaires. Pour construire des modèles réalistes, il est donc nécessaire que la supersymétrie soit brisée. La suite de cet exposé est consacrée aux différents mécanismes de brisure.

## 1.2.4 Mécanismes de brisure de la supersymétrie

Deux méthodes de brisure de la supersymétrie sont possibles: le brisure spontanée et la brisure explicite. Dans le premier cas, le lagrangien est supersymétrique mais le vide (ou état fondamental) ne l'est pas. Dans le second cas, des termes supplémentaires non invariants de supersymétrie sont ajoutés au lagrangien. De nouveaux paramètres sont introduits, ce qui nuit au pouvoir prédictif de la théorie. Ces deux mécanismes vont être étudiés et illustrés par des exemples simples.

### 1.2.4.1 Brisure spontanée de la supersymétrie

Soit  $|0\rangle$  l'état de vide. La supersymétrie est spontanément brisée si et seulement si:

$$Q_\alpha |0\rangle \neq 0 \quad (1.44)$$

Or l'algèbre des générateurs permet de calculer l'hamiltonien:

$$H = P^0 = \frac{1}{4}(\bar{Q}_1 Q_1 + Q_1 \bar{Q}_1 + \bar{Q}_2 Q_2 + Q_2 \bar{Q}_2) \quad (1.45)$$

On en déduit alors que la supersymétrie est spontanément brisée si et seulement si l'énergie du vide  $\langle 0|H|0\rangle$  est strictement positive.

Il est possible de montrer [22] que s'il existe un fermion  $\Psi$  tel que  $\langle 0|\{Q_\alpha, \Psi\}|0\rangle \neq 0$  alors la supersymétrie est brisée et  $\Psi$  est le fermion de Goldstone de la théorie. Ce

goldstino demeure dans le spectre de la théorie car la supersymétrie est ici une symétrie globale. Or par définition on a  $\delta_\xi \Psi_\alpha = \xi^\beta \{Q_\beta, \Psi_\alpha\}$ . On en déduit donc que:

$$\langle 0 | \delta_\xi \Psi | 0 \rangle \neq 0 \iff \text{Supersymétrie spontanément brisée}$$

Par ailleurs pour les superchamps chiraux et vectoriels:

$$\begin{aligned} \delta_\xi \Psi &= i\sqrt{2}\sigma^\mu \bar{\xi} \partial_\mu \varphi + \sqrt{2}\xi F \\ \delta_\xi \lambda &= i\xi D + \sigma^{\mu\nu} \xi V_{\mu\nu} \end{aligned}$$

D'où:  $\langle 0 | \{Q, \Psi\} | 0 \rangle \sim \langle 0 | F | 0 \rangle$  et  $\langle 0 | \{Q, \Psi\} | 0 \rangle \sim \langle 0 | D | 0 \rangle$  car  $\partial_\mu \varphi$  et  $V_{\mu\nu}$  renferment des dérivées de champs qui ne sont pas supposés avoir une valeur moyenne non nulle dans le vide pour respecter l'invariance de Lorentz. On en déduit que *la supersymétrie est spontanément brisée si et seulement si un des champs auxiliaires acquiert une valeur moyenne non nulle dans le vide*. Le type de brisure, F ou D, dépend du type de champ auxiliaire qui développe une valeur moyenne non nulle dans le vide. Le goldstino est alors le spineur appartenant au même supermultiplet que le champ auxiliaire qui brise spontanément la supersymétrie. Notons que l'énergie de l'état fondamental est en fait égale au minimum du potentiel  $\mathcal{V}$ . Il s'agira donc en pratique de calculer  $\mathcal{V}_{min}$  pour déceler une brisure spontanée de supersymétrie. Remarquons enfin que le résultat souhaité de la brisure de la supersymétrie est l'apparition de masses différentes pour une particule et son superpartenaire. Cela ne pourra s'effectuer que par un couplage au goldstino comme nous allons l'illustrer par un exemple simple. Le modèle suivant est dû à O'Raifeartaigh[23] et concerne le cas d'une brisure spontanée par des termes de type F. Considérons le lagrangien:

$$\mathcal{L} = \sum_{i=1,3} [\Phi_i^\dagger \Phi_i]_D + ([\lambda_1 \Phi_1 (\Phi_3^2 - M^2) + \mu \Phi_2 \Phi_3]_F + hc) \quad (1.46)$$

Le potentiel  $\mathcal{V}$  vaut

$$\mathcal{V} = \sum_i F_i^\dagger F_i$$

où les  $F_i$  sont donnés par les équations du mouvement:

$$\begin{aligned} F_1^\dagger &= -\lambda_1(\varphi_3^2 - M^2) \\ F_2^\dagger &= -\mu\varphi_3 \\ F_3^\dagger &= -\mu\varphi_2 - 2\lambda_1\varphi_1\varphi_3 \end{aligned} \quad (1.47)$$

On observe qu'il est impossible d'annuler  $F_1, F_2, F_3$  en même temps et que

$$\mathcal{V} = \lambda_1^2 |\varphi_3^2 - M^2|^2 + \mu^2 \varphi_3^2 + |\mu\varphi_2 + \lambda_1\varphi_1\varphi_3|^2$$

Le minimum du potentiel (i.e. l'énergie du vide) apparaît pour  $\langle \varphi_2 \rangle = \langle \varphi_3 \rangle = 0$  et  $\mathcal{V}_{min} = E_{vide} = \lambda_1^2 M^4 > 0$ : la supersymétrie est donc spontanément brisée. Comme

$\langle F_1 \rangle \neq 0$ , on s'attend à ce que  $\psi_1$  soit le fermion de Goldstone de la théorie. Cela se vérifie explicitement en développant les calculs. On aboutit en effet à:

$$\begin{aligned} m_{\psi_1} &= m_{\varphi_1} = 0 \\ m_{\psi_2} &= m_{\varphi_2} = 0 \\ m_{a_3} &= \sqrt{\mu^2 + 2\lambda_1 M^2} \\ m_{b_3} &= \sqrt{\mu^2 - 2\lambda_1 M^2} \\ m_{\Psi_3} &= \mu \end{aligned}$$

avec  $\varphi_3 = \frac{a_3 + ib_3}{\sqrt{2}}$ . Notons qu'en dépit de la brisure de la supersymétrie,  $\psi_1(\psi_2)$  et  $\varphi_1(\varphi_2)$  demeurent de même masse: la brisure spontanée est nécessaire pour que les superpartenaires aient des masses différentes mais elle n'est pas suffisante. Elle est par contre manifeste pour le troisième superchamp chiral où  $m_{a_3}$  et  $m_{b_3}$  sont différentes de  $m_{\psi_3}$ . Ceci s'explique par le fait que  $\phi_3$  couple à  $\phi_1$  qui renferme le goldstino.  $\psi_3$  a un partenaire plus lourd ( $a_3$ ) et plus léger ( $b_3$ ). Si par exemple on identifie  $\psi_3$  à l'électron, cela implique qu'il existe un scalaire de même charge plus léger que celui-ci. Ce modèle ne semble pas réaliste lorsque l'on observe le spectre actuel des particules. Il montre néanmoins que la brisure spontanée de la supersymétrie permet d'aboutir à des masses différentes pour une particule et ses partenaires. Notons par ailleurs la relation obtenue entre les masses:

$$m_{a_3}^2 + m_{b_3}^2 + 2m_{\varphi_1}^2 + 2m_{\varphi_2}^2 = 2(m_{\psi_1}^2 + m_{\psi_2}^2 + m_{\psi_3}^2) \quad (1.48)$$

Elle n'est pas propre à ce modèle et peut en fait se résumer par:

$$STr\mathcal{M}^2 = 0 \quad (1.49)$$

où  $STr$  est la supertrace définie par:  $STr[.] = \sum_i (-1)^{2J_i} (2J_i + 1) C_i[.]$  où les  $J_i$  sont les spins des particules de la théorie et où les  $C_i$  sont les degrés de liberté (charge, couleur...) associés à chacune d'elle. Cette relation, valable dans l'approximation de Born, est violée aux corrections d'ordre supérieur[25]. Ferrara, Girardello et Palumbo [26] ont montré qu'elle est vérifiée dans bon nombre de modèles réalistes. Néanmoins, si au sein de la théorie des D-termes brisent la supersymétrie à la façon de Fayet-Iliopoulos[24], la supertrace devient[27]:

$$STr\mathcal{M}^2 = 2g_a \langle D_a \rangle Tr T_a \quad (1.50)$$

où les  $D_a$  brisent spontanément la supersymétrie et où les  $T_a$  sont les générateurs d'une symétrie du lagrangien.

#### 1.2.4.2 Brisure explicite de la supersymétrie

Le mécanisme de brisure explicite consiste à introduire dans un lagrangien invariant de supersymétrie des termes qui ne le sont pas. Ces nouveaux éléments ne doivent néanmoins pas introduire de nouvelles divergences quadratiques: la brisure doit être "douce". Les seuls termes renormalisables compatibles avec cette exigence sont[27]:

- des éléments de masse de scalaires du type  $\mu\varphi^*\varphi$ .

- des interactions trilineaires entre scalaires.
- de termes de masses des jauginos.

Ces termes doivent de plus être compatibles avec d'éventuelles symétrie de la théorie considérée. De plus, et c'est un point fondamental, la brisure explicite mais douce dans les théories de jauge n'affecte en rien la résolution du problème de la naturalité, vertu essentielle de la supersymétrie[29].

## 1.3 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal

Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) est l'extension supersymétrique la plus simple du Modèle Standard où la supersymétrie est une symétrie globale.

### 1.3.1 Contenu en champs

Dans le Modèle Standard, un seul doublet de Higgs est suffisant pour que les quarks de type up et ceux de type down acquièrent une masse. Le partenaire supersymétrique de ce champ est un doublet de Higgsino de spin 1/2 et contribue donc aux anomalies de jauge par  $Tr(Y^3) = 2$ . Notons que les champs de jaugino n'interviennent pas car on a  $Y_{jaugino} = 0$ . Il advient que  $Tr(Y^3) \neq 0$  avec un seul doublet de Higgs. Il est donc nécessaire d'introduire un deuxième doublet de Higgs d'hypercharge opposée pour rétablir  $Tr(Y^3) = 0$  et ainsi préserver la renormalisabilité de la théorie.

La présence d'un deuxième doublet est d'autant plus impérative qu'un superchamp chiral ou vectoriel renferme des champs gauches et leurs CP conjugués (antiparticule droite). En d'autres termes, cela signifie que l'on ne peut pas introduire l'hermitique conjugué d'un superchamp de Higgs (ou de tout autre superchamp chiral) dans un couplage de type Yukawa par exemple. Aussi l'astuce du Modèle Standard ( $\tilde{\Phi} = i\tau_2\Phi^*$ ) qui permettait de fournir une masse aux quarks de type u et d à l'aide d'un même champ  $\Phi$ , ne peut-elle pas s'appliquer et deux doublets de Higgs sont nécessaires dans le MSSM: l'un qui permettra de donner une masse aux quark (squarks) de type up et l'autre à ceux de type down. Cela élimine immédiatement toute contribution excessive de changement de saveur par courant neutre de la part des quarks d'après le théorème de Glashow et Weinberg [13]

Le contenu complet en champs du MSSM ainsi que les nombres quantiques sont précisés dans le tableau 2. Par simplicité, tous les fermions sont décrits par des spineurs gauches. La conjugaison de charge est utilisée au besoin.

### 1.3.2 Le lagrangien du secteur électrofaible

La généralisation supersymétrique d'un lagrangien invariant de jauge a été exposée dans un des paragraphes précédents. Nous allons utiliser les résultats obtenus pour l'appliquer au groupe de jauge  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  et ainsi en déduire le lagrangien du MSSM.

Superchamp	Boson	spin	spin	Fermion	groupe de jauge		nb de bosons
Multiplet de jauge							
$\hat{G}$	$g$	1	$\frac{1}{2}$	$\tilde{g}$	$SU(3)_C$		8
$\hat{V}$	$A_\mu^a$	1	$\frac{1}{2}$	$\lambda^a$	$SU(2)_L$		3
$\hat{V}'$	$B_\mu$	1	$\frac{1}{2}$	$\lambda'$	$U(1)_Y$		1
Multiplet de matière							
					représentation		hypercharge
					$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$Y$
$\hat{L}$	$\begin{pmatrix} \tilde{\nu} \\ \tilde{e}^- \end{pmatrix}_L$	0	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} \nu \\ e^- \end{pmatrix}_L$	1	2	-1
$\hat{E}$	$\tilde{e}_R^*$	0	$\frac{1}{2}$	$e_L^C$	1	1	2
$\hat{Q}$	$\begin{pmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{d} \end{pmatrix}_L$	0	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	3	2	$\frac{1}{3}$
$\hat{U}$	$\tilde{u}_R^*$	0	$\frac{1}{2}$	$u_L^C$	$3^*$	1	$-\frac{4}{3}$
$\hat{D}$	$\tilde{d}_R^*$	0	$\frac{1}{2}$	$d_L^C$	$3^*$	1	$\frac{2}{3}$
$\hat{H}_1$	$\begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}$	0	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} \tilde{H}_1^0 \\ \tilde{H}_1^- \end{pmatrix}$	1	2	-1
$\hat{H}_2$	$\begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix}$	0	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} \tilde{H}_2^+ \\ \tilde{H}_2^0 \end{pmatrix}$	1	2	1

Tableau 2: Contenu en champs du MSSM.  $3^*$  est la représentation complexe-conjugué de 3.

Précisons les notations utilisées. Les quantités pourvues d'un  $\hat{\phantom{x}}$  sont des superchamps. Les doublets et singlets sont en lettres majuscules. Enfin les partenaires supersymétriques des entités du Modèle Standard sont affublés d'un  $\tilde{\phantom{x}}$ . Par exemple pour les quarks/squarks, on a:

- doublet de  $SU(2)_L$ :

$$\hat{Q} = \begin{pmatrix} \hat{u} \\ \hat{d} \end{pmatrix} \quad (1.51)$$

avec

$$\hat{q} = \tilde{q}_L(x) + i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}\partial_\mu\tilde{q}_L(x) - \frac{1}{4}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}\partial_\mu\partial^\mu\tilde{q}_L(x) \\ + \sqrt{2}\theta q_L(x) - \frac{i}{\sqrt{2}}\theta\theta\partial_\mu q_L(x)\sigma^\mu\bar{\theta} + \theta\theta F_{q_L}(x)$$

avec  $q=u,d$

– singlets de  $SU(2)_L$ :

$$\begin{aligned}\hat{Q} &= \tilde{q}_R(x) + i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}\partial_\mu\tilde{q}_R(x) - \frac{1}{4}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}\partial_\mu\partial^\mu\tilde{q}_R(x) \\ &\quad + \sqrt{2}\theta q_R(x) - \frac{i}{\sqrt{2}}\theta\theta\partial_\mu q_R(x)\sigma^\mu\bar{\theta} + \theta\theta F_{q_R}(x)\end{aligned}$$

avec  $Q=U,D$  et  $q=u,d$ .

Le lagrangien invariant de supersymétrie du MSSM s'écrit, en omettant la partie QCD:

$$\mathcal{L}_{SUSY} = \mathcal{L}_{lepton} + \mathcal{L}_{quark} + \mathcal{L}_{jauge} + \mathcal{L}_{Higgs} \quad (1.52)$$

où les lagrangiens d'interaction pour les leptons, les quarks et les bosons de jauge sont donnés par:

$$\mathcal{L}_{lepton} = \left[ \hat{L}^\dagger e^{2g\hat{V}+g'\hat{V}'} \hat{L} + \hat{R}^\dagger e^{2g\hat{V}+g'\hat{V}'} \hat{R} \right]_D \quad (1.53)$$

$$\mathcal{L}_{quark} = \left[ \hat{Q}^\dagger e^{2g\hat{V}+g'\hat{V}'} \hat{Q} + \hat{U}^\dagger e^{2g\hat{V}+g'\hat{V}'} \hat{U} + \hat{D}^\dagger e^{2g\hat{V}+g'\hat{V}'} \hat{D} \right]_D \quad (1.54)$$

$$\mathcal{L}_{jauge} = \frac{1}{4} [W^{a\alpha} W_\alpha^a + W^{\alpha'} W'_\alpha]_F \quad (1.55)$$

Rappelons que le D(F)-terme d'une quantité donnée est le coefficient de  $\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}(\theta\theta)$  dans le développement cette quantité dans le superespace.

Les termes  $W^{a\alpha}$  sont les généralisations supersymétriques des termes  $F^{\mu\nu a}$  et on a:

$$W^\alpha = -\frac{1}{8g} \bar{D}\bar{D}e^{-2g\hat{V}} \mathcal{D}_\alpha e^{2g\hat{V}} \quad (1.56)$$

$$W^{\alpha'} = -\frac{1}{4} D D \bar{D}_{\dot{\alpha}} \hat{V}' \quad (1.57)$$

Enfin le lagrangien associé au secteur du Higgs est donné par:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \left[ \hat{H}_1^\dagger e^{2g\hat{V}+g'\hat{V}'} \hat{H}_1 + \hat{H}_2^\dagger e^{2g\hat{V}+g'\hat{V}'} \hat{H}_2 \right]_D + ([W]_F + h.c) \quad (1.58)$$

où  $W$  est le superpotentiel. Pour que la théorie soit renormalisable,  $W$  doit au plus être cubique dans les superchamps ce qui conduit à:

$$W = W_H + W_Y + W_R \quad (1.59)$$

où  $W_H$  est le potentiel associé au secteur du Higgs et défini par:

$$W_H = \mu \epsilon^{ij} \hat{H}_1^i \hat{H}_2^j \quad (1.60)$$

et  $W_Y$  renferme les couplages de Yukawa:

$$W_Y = \epsilon^{ij} \left[ h_\tau \hat{H}_1^i \hat{L}^j \hat{R} + h_b \hat{H}_1^i \hat{Q}^j \hat{D} + h_t \hat{H}_2^i \hat{Q}^j \hat{U} \right] \quad (1.61)$$



$\mu$  est un paramètre homogène à une masse. Les  $h_i$  sont les couplages de Yukawa des quarks et leptons.  $\epsilon^{ij}$  est un tenseur antisymétrique donné par:

$$\epsilon^{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.62)$$

$W_R$  regroupe les termes d'interactions suivants:

$$W_R = \epsilon_{ij} \left[ \lambda_L \hat{L}^i \hat{L}^j \hat{R} + \lambda'_L \hat{L}^i \hat{Q}^j \hat{D} - \mu' \hat{L}^i \hat{H}_2^j \right] + \lambda_B \hat{U} \hat{D} \hat{D} \quad (1.63)$$

Les trois premiers termes de  $W_R$  brisent explicitement la conservation du nombre leptonique, alors que le dernier brise celle du nombre baryonique. Ce genre de problèmes n'apparaissait pas dans le Modèle Standard à l'ordre le plus bas de la théorie des perturbations. De plus, cette violation peut avoir des effets incompatibles avec certains processus physiques (temps de vie du proton, désintégrations de mésons beaux ou charmés...) si certains des paramètres  $\lambda_L, \lambda'_L, \mu'$  ou  $\lambda_B$  ont des valeurs trop élevées. Les limites actuelles sur ces grandeurs tendent à montrer qu'elles sont très faibles[28]. Un moyen simple d'interdire  $W_R$  est d'imposer une nouvelle symétrie.

Supposons donc qu'il existe une symétrie R qui transforme les variables de Grassmann  $\theta$  comme:

$$R: \theta \rightarrow e^{i\alpha} \theta$$

On peut alors montrer que les superchamps chiraux se transforment comme:

$$\phi_i(x, \theta, \bar{\theta}) \rightarrow e^{i\alpha Q_i} \phi_i(x, e^{i\alpha} \theta, e^{-i\alpha} \bar{\theta})$$

En développant les superchamps chiraux, on en déduit que les composantes ont les R-nombres:

$$\begin{aligned} R(\varphi_i) &= Q_i + 1 \\ R(\psi_i) &= Q_i + 1 \\ R(F_i) &= Q_i + 2 \end{aligned} \quad (1.64)$$

Pour qu'un produit de N superchamps chiraux soit invariant, il est donc nécessaire que:

$$\sum_{i=1}^N Q_i + 2 = 0$$

Pour interdire les termes de  $W_R$ , il suffit donc de prendre  $Q_i = 1$  pour les superchamps de matière et  $Q_i = 0$  pour les supermultiplets de Higgs. Néanmoins cette R-symétrie interdit un terme de masse aux jauginos. En effet, on a  $R(V_\mu) = 0$  parce qu'un champ vectoriel est par définition réel et la transformation d'un supermultiplet vectoriel par R-symétrie s'écrit:

$$V(x, \theta, \bar{\theta}) \rightarrow V(x, e^{i\alpha} \theta, e^{-i\alpha} \bar{\theta})$$

L'invariance de l'action sous la R-symétrie impose  $R(\lambda) = 1$ . Ce dernier résultat est très important: il signifie que les jauginos se transforment de façon non triviale sous une

R-symétrie, ce qui leur interdit un terme de masse du type  $\lambda\lambda$ . La masse du gluino serait ainsi nulle dans l'approximation de Born. Ce n'est pas phénoménologiquement acceptable. L'astuce consiste alors à briser la R-symétrie en une symétrie appelée R-parité dont le nombre quantique associé à chaque champ de nombre baryonique B, de nombre leptonique L et de spin S est donné par:  $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$ . On observe alors que  $R_p = +1$  pour les particules du Modèle Standard et que  $R_p = -1$  pour leurs superpartenaires. En imposant que la R-parité soit conservée au sein du MSSM, on obtient  $W_R = 0$  sans interdire de terme de masse aux jauginos.

*La conservation de la R-parité a une conséquence phénoménologique importante: elle impose que les particules supersymétriques soient produites par paires dans les productions ou les désintégrations: la plus légère de ces superparticules est donc stable: c'est la LSP (Lightest Supersymmetric Particle) qui peut être source d'énergie manquante dans les événements de cette nouvelle physique, comme nous le détaillerons ultérieurement.*

### 1.3.3 Brisure de la supersymétrie dans le MSSM

La supersymétrie est une transformation globale dans le MSSM: de sa brisure spontanée naît donc un fermion de Goldstone de masse nulle, le goldstino. Le neutrino, du fait de sa faible masse, a longtemps été suspecté de jouer le rôle de ce fermion. Mais cette particule de Goldstone aurait un comportement à basse énergie non vérifié expérimentalement[30]. La brisure spontanée n'en est pas pour autant exclue. D'autres fermions en particulier des jauginos, pourraient jouer ce rôle. La brisure serait alors du type D. Dans ce cas, la supertrace vaut:

$$STr\mathcal{M}^2 = 2g_a \langle D_a \rangle TrT_a$$

Or  $TrT^a$  est nul pour tous les générateurs de  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  donc  $STr\mathcal{M}^2 = 0$ . Les conséquences de ce résultat sont désastreuses: il doit exister un squark ou un slepton de masse plus faible que le plus léger des quarks ou des leptons (théorème de Dimopoulos et Georgi[31]). Cela n'est pas vérifié expérimentalement. Notons que  $STr\mathcal{M}^2$  est intimement liée aux divergences quadratiques du Higgs. Le potentiel scalaire effectif à une boucle vaut en effet[32]:

$$\mathcal{V}^{(1)}(\phi) = \frac{\Lambda^2}{32\pi^2} STr\mathcal{M}_i^2(\phi) + \frac{1}{64\pi^2} STr \left\{ \mathcal{M}_i^4(\phi) \left[ \ln \frac{\mathcal{M}_i^2(\phi)}{\Lambda^2} - \frac{1}{2} \right] \right\} \quad (1.65)$$

où  $\mathcal{M}_i(\phi)$  est la matrice de masse des scalaires et  $\Lambda$  est le "cut-off" de la théorie.  $STr\mathcal{M}_i^2(\phi) = 0$  implique donc une absence de divergences quadratiques dépendant de champs scalaires dans le potentiel effectif.

Trois solutions sont possibles dans le cadre du MSSM pour résoudre cette catastrophe phénoménologique:

- Corrections radiatives

La relation  $STr\mathcal{M}^2 = 0$  n'est valable que dans l'approximation de Born. Il est donc possible de générer la brisure spontanée par des corrections radiatives. Mais les modèles obtenus sont extrêmement contraints.

- Introduction d'un groupe de jauge supplémentaire  
Supposons que l'on rajoute un terme  $\xi\tilde{D}$  dans le lagrangien pour briser spontanément la supersymétrie à la manière de Fayet-Iliopoulos. Si  $\tilde{Q}$  est le générateur de cette nouvelle symétrie  $\tilde{U}(1)$  alors la supertrace vaut:  $STr\mathcal{M}^2 = 2 \langle \tilde{D} \rangle - Tr\tilde{Q} = 2\xi Tr\tilde{Q}$ . Néanmoins des divergences quadratiques apparaissent lors des corrections radiatives au champ auxiliaire  $\tilde{D}$  responsable de la brisure. Le seul moyen d'éliminer ces divergences à tous les ordres de la théorie des perturbations est d'imposer  $Tr\tilde{Q} = 0$ [33]. On réobtient alors  $STr\mathcal{M}^2 = 0$ . Les modèles avec un groupe additionnel  $\tilde{U}(1)$  souffrent par ailleurs d'anomalies de jauge.
- Brisure douce de la supersymétrie  
La dernière solution consiste à introduire des termes non invariants de supersymétrie. En suivant les prescriptions de Girardello et Grisaru, le lagrangien le plus général qui ne brise pas  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ , qui brise explicitement la supersymétrie, qui respecte la R-parité et qui n'introduit pas de nouvelles divergences quadratiques vaut:

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{soft} = & m_1^2|H_1|^2 + m_2^2|H_2|^2 - m_3^2(\epsilon_{ij}H_1^iH_2^j + h.c.) + M_{\tilde{Q}}^2(\tilde{u}_L^*\tilde{u}_L + \tilde{d}_L^*\tilde{d}_L) \\
 & + M_{\tilde{U}}^2\tilde{u}_R^*\tilde{u}_R + M_{\tilde{D}}^2\tilde{d}_R^*\tilde{d}_R + M_{\tilde{L}}^2(\tilde{\nu}_e^*\tilde{\nu}_e + \tilde{e}^*\tilde{e}) + M_{\tilde{E}}^2\tilde{e}_R^*\tilde{e}_R \\
 & + \epsilon_{ij}(h_\tau A_\tau H_1^i\tilde{L}_L^j e_R^* + h_d A_d H_1^i\tilde{Q}_L^j d_R^* + h_u A_u H_2^i\tilde{Q}_L^j u_R^*) \\
 & + \frac{1}{2}[M_3\tilde{g}\tilde{g} + M_2\tilde{\lambda}^a\tilde{\lambda}^a + M_1\tilde{\lambda}'\tilde{\lambda}']
 \end{aligned} \tag{1.66}$$

avec:

$$\tilde{L} = \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_e \\ \tilde{e} \end{pmatrix} \quad \tilde{Q} = \begin{pmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{d} \end{pmatrix}$$

*C'est cette dernière solution, la plus acceptable d'un point de vue phénoménologique, que nous allons retenir.* Notons que l'on ne se préoccupe pas pour l'instant de l'origine de ces termes de brisure douce. Nous verrons ultérieurement des mécanismes permettant de les engendrer.

### 1.3.4 Brisure de la symétrie électrofaible

Le lagrangien électrofaible complet du MSSM étant connu, il est possible d'étudier les effets de la brisure de la supersymétrie sur la symétrie électrofaible. Le potentiel scalaire du secteur du Higgs à l'ordre des arbres vaut:

$$\begin{aligned}
 V = & (\mu^2 + m_1^2)|H_1|^2 + (\mu^2 + m_2^2)|H_2|^2 - m_3^2\epsilon^{ij}(H_1^iH_2^j + hc) \\
 & \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)(|H_1|^2 - |H_2|^2)^2 + \frac{1}{2}|H_1^\dagger H_2|^2
 \end{aligned} \tag{1.67}$$

On souhaite briser la symétrie  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  comme dans le Modèle Standard par:

$$\langle H_1 \rangle = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \langle H_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$$

donc

$$V_{min} = (\mu^2 + m_1^2)v_1^2 + (\mu^2 + m_2^2)v_2^2 - 2m_3^2v_1v_2 + \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)(v_1^2 - v_2^2)$$

Remarquons que si les termes de brisure douce étaient nuls, le minimum du potentiel apparaîtrait pour  $H_1 = H_2 = 0$  et la symétrie électrofaible ne serait pas brisée. *Il est donc nécessaire de briser la supersymétrie pour briser  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ .*

La minimisation du potentiel  $\frac{\partial V}{\partial H_i}|_{\langle H_1 \rangle \langle H_2 \rangle} = 0$  permet d'aboutir à la relation

$$v^2 = v_1^2 + v_2^2 = -\frac{2}{(g^2 + g'^2) \cos 2\beta} [m_1^2 - m_2^2 + (m_1^2 + m_2^2) \cos 2\beta] \quad (1.68)$$

avec

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

Les paramètres du potentiel doivent vérifier certaines conditions:

- stabilité:  $m_1^2 + m_2^2 + 2\mu^2 - 2m_3^2 \geq 0$
- brisure de  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ :  $(m_1^2 + \mu^2)(m_2^2 + \mu^2) - m_3^4 < 0$

Ces paramètres dépendent de l'échelle d'énergie  $Q$  à laquelle on les calcule. Les conditions doivent donc être respectées pour  $Q \sim M_W \sim 80$  GeV qui est l'échelle électrofaible. Supposons qu'il existe une échelle  $Q_{GUT}$  telle que

$$m_1(Q_{GUT}) = m_2(Q_{GUT}) = m_3(Q_{GUT}) = m_0 \quad \mu(Q_{GUT}) = \mu_0$$

Le critère de stabilité est vérifié pour  $Q = Q_{GUT}$  mais pas celui de brisure. Cela signifie qu'il existe deux échelles  $Q_S$  et  $Q_B$  telle que:

$$m_1^2(Q_S) + m_2^2(Q_S) + 2\mu^2(Q_S) - 2m_3^2(Q_S) = 0$$

$$(m_1^2(Q_B) + \mu^2(Q_B))(m_2^2(Q_B) + \mu^2(Q_B)) - m_3^4(Q_B) = 0$$

Le schéma de la figure 2 montre les différents scénari possibles en fonction de  $Q$ .

La symétrie électrofaible n'est pas brisée pour  $Q = Q_{GUT}$ . Pour savoir si elle l'est ou non à l'échelle  $Q \simeq M_W$ , il est nécessaire d'utiliser les équations du groupe de renormalisation. Il est alors possible de montrer que le paramètre  $m_2^2$  a une grande probabilité d'être négatif à l'échelle électrofaible du fait du fort couplage de Yukawa du quark top[34]. La brisure de la symétrie a alors lieu à  $Q \simeq M_W$  et elle est qualifiée de radiative. Nous verrons ultérieurement que les conditions de stabilité et de brisure, associées à des exigences d'unification, réduisent l'espace de paramètres du modèle.

### 1.3.5 Spectre physique

A partir du lagrangien complet du MSSM, il est possible de déduire les masses des différentes particules qu'il décrit. Nous allons dans ce paragraphe donner l'expression de celles qui seront réutilisées dans le chapitre concernant la phénoménologie des squarks.

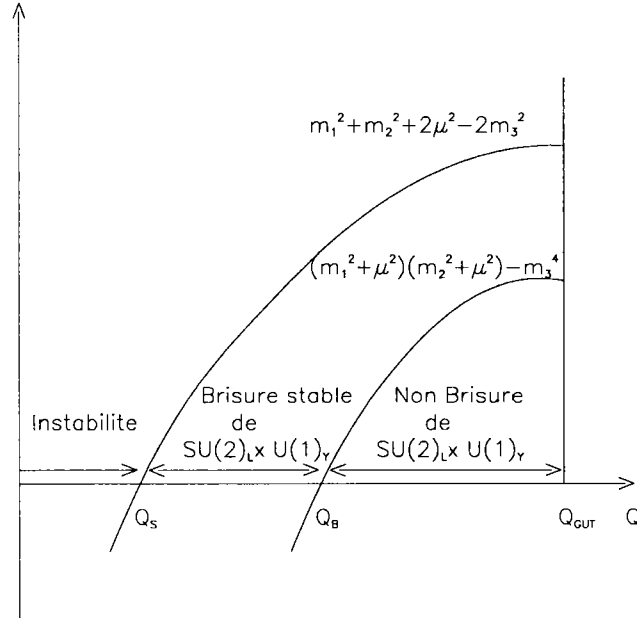


Figure 2

A l'ordre le plus bas de la théorie des perturbations, les masses des particules du Modèle Standard autres que le Higgs ont des expressions analogues dans le MSSM. Ainsi on a:

$$\begin{aligned}
 m_W^2 &= \frac{g^2}{2}(v_1^2 + v_2^2) \\
 m_Z^2 &= \frac{1}{2} \frac{g^2}{\cos^2 \theta_W} (v_1^2 + v_2^2) \\
 g \sin \theta_W &= g' \cos \theta_W \\
 e &= g \sin \theta_W
 \end{aligned}
 \tag{1.69}$$

En particulier la relation

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1$$

est toujours valable dans l'approximation de Born. Les masses de leptons sont données par  $m_e = h_e v_1$ . Il est d'usage de réexprimer les couplages de Yukawa  $h_e$  sous la forme:

$$h_e = \frac{m_e}{v_1} = \frac{g m_e}{\sqrt{2} m_W \cos \beta}$$

Pour les quarks de type up et down ces couplages s'écrivent:

$$h_u = \frac{g m_u}{\sqrt{2} m_W \sin \beta} \quad h_d = \frac{g m_d}{\sqrt{2} m_W \cos \beta}$$

Nous allons maintenant décrire le spectre physique du secteur du Higgs et celui des sparticules qui nous sera utile par la suite.

### 1.3.5.1 Secteur de Higgs

Le mécanisme de Higgs fonctionne au cours de la brisure spontanée de  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  de la même façon que dans le Modèle Standard: parmi les huit degrés de liberté initiaux (4 neutres, 4 chargés), trois disparaissent (1 neutre, 2 chargés) pour fournir des composantes longitudinales aux bosons de jauge ( $W^\pm, Z$ ) qui deviennent massifs. Il demeure donc 5 états physiques: 3 champs scalaires neutres et 2 champs chargés:  $h^0, H^0, A, H^\pm$ . Leurs masses valent:

$$\begin{aligned} m_A^2 &= m_3^2(\tan\beta + \cot\beta) \\ m_{H^0, h^0}^2 &= \frac{1}{2}[m_A^2 + m_Z^2 \pm \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta}] \\ m_{H^\pm}^2 &= m_W^2 + m_A^2 \end{aligned} \tag{1.70}$$

Dans l'approximation de Born, deux paramètres suffisent pour décrire le secteur du Higgs, que l'on peut choisir comme étant  $m_A$  et  $tg\beta$ . Notons enfin que le MSSM requiert des Higgs chargés de masses supérieures à celle du boson  $W$ . La relation entre  $m_A, M_{H^\pm}$  et  $m_W$  est assez peu modifiée par les corrections radiatives. Ces dernières changent par contre les relations de masse entre bosons neutres.

### 1.3.5.2 Secteur des squarks

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

$$\mathcal{M}_{\tilde{q}}^2 = \begin{pmatrix} m_{\tilde{q}_L}^2 & a_q m_q \\ a_q m_q & m_{\tilde{q}_R}^2 \end{pmatrix}$$

Les états propres de masse sont définis par:

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

Les masses de ces états sont:

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

De plus on a:

– pour les squarks de type up

$$\begin{aligned} m_{\tilde{u}_L}^2 &= M_{\tilde{Q}}^2 + m_u^2 + m_Z^2 \left( \frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) \cos 2\beta \\ m_{\tilde{u}_R}^2 &= M_{\tilde{U}}^2 + m_u^2 + \frac{2}{3} m_Z^2 \sin^2 \theta_W \cos 2\beta \\ a_u m_u &= (A_u - \mu \cot\beta) m_u \end{aligned}$$

– pour les squarks de type down

$$m_{d_L}^2 = M_{\tilde{Q}}^2 + m_d^2 - m_Z^2 \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) \cos 2\beta$$

$$m_{d_R}^2 = M_{\tilde{D}}^2 + m_d^2 - \frac{1}{3} m_Z^2 \sin^2 \theta_W \cos 2\beta$$

$$a_d m_d = (A_d - \mu t g \beta) m_d$$

Notons que nous avons ici négligé les mélanges entre générations. Ainsi, dans le cas le plus général pour les squarks de type u,  $M_{\tilde{Q}}$ ,  $M_{\tilde{U}}$  et  $m_u$  sont des matrices. Il en va de même pour les squarks de type d.

### 1.3.5.3 Secteur des neutralinos

Les partenaires supersymétriques des bosons neutres du Modèle Standard sont au nombre de 4:

- photino:  $\tilde{\gamma} = \sin \theta_W \lambda^3 + \cos \theta_W \lambda'$
- zino:  $\tilde{Z} = \cos \theta_W \lambda^3 - \sin \theta_W \lambda'$
- higgsinos:  $\tilde{H}_a = \cos \beta \tilde{H}_1^0 - \sin \beta \tilde{H}_2^0$ ,  $\tilde{H}_b = \sin \beta \tilde{H}_1^0 + \cos \beta \tilde{H}_2^0$

Les jauginos états propres de masse sont des combinaisons linéaires de ces quatre particules et sont appelés neutralinos  $\tilde{\chi}_i^0$ . Leurs masses se déduisent de la diagonalisation de  $M_{\tilde{\chi}_k^0}$  qui s'écrit, dans la base  $(\tilde{\gamma}, \tilde{Z}, \tilde{H}_a^0, \tilde{H}_b^0)$ :

$$M_{\tilde{\chi}_k^0} = \begin{pmatrix} M_2 \sin^2 \theta_W + M_1 \cos^2 \theta_W & (M_2 - M_1) \cos \theta_W \sin \theta_W & 0 & 0 \\ (M_2 - M_1) \cos \theta_W \sin \theta_W & M_2 \cos^2 \theta_W + M_1 \sin^2 \theta_W & M_z & 0 \\ 0 & M_z & \mu \sin 2\beta & -\mu \cos 2\beta \\ 0 & 0 & -\mu \cos 2\beta & -\mu \sin 2\beta \end{pmatrix}$$

Notons que  $\lambda^3, \lambda', \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$  sont des spineurs à deux composantes. Les états physiques  $\tilde{\chi}_i^0$  seront déduits des états propres  $\chi_i^0$  de la matrice  $M_{\tilde{\chi}_k}$  par:

$$\tilde{\chi}_i^0 = \begin{pmatrix} \chi_i^0 \\ \bar{\chi}_i^0 \end{pmatrix} \quad (1.71)$$

### 1.3.5.4 Secteur des charginos

Les partenaires des bosons chargés du Modèles Standard sont:

- les winos:  $\tilde{W}^\pm = \frac{\lambda^1 \pm \lambda^2}{\sqrt{2}}$
- les higgsinos:  $\tilde{H}_1^-$ ,  $\tilde{H}_2^+$

Si on définit:

$$\psi^+ = \begin{pmatrix} -i\lambda^+ \\ \tilde{H}_2^+ \end{pmatrix} \quad \psi^- = \begin{pmatrix} -i\lambda^- \\ \tilde{H}_1^- \end{pmatrix} \quad \Psi = \begin{pmatrix} \psi^+ \\ \psi^- \end{pmatrix}$$

alors la partie du lagrangien concernant les états propres charginos s'écrit:

$$\mathcal{L}_{\tilde{\chi}^\pm} = \frac{1}{2}(\Psi^\pm)^T M^\pm \Psi^\pm$$

avec

$$m^\pm = \begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix}$$

et

$$X = \begin{pmatrix} M & -\sqrt{2}m_W \sin\beta \\ -\sqrt{2}m_W \cos\beta & \mu \end{pmatrix}$$

Les états propres à deux composantes sont obtenus par (i,j=1,2):

$$\chi_i^+ = V_{ij}\psi_j^+$$

$$\chi_i^- = U_{ij}\psi_j^-$$

où  $U$  et  $V$  sont des matrices unitaires telles que:

$$U^* X V^\dagger = M_{\tilde{\chi}^\pm}$$

$M_{\tilde{\chi}^\pm}$  est la matrice de masse diagonalisée des charginos. Les états physiques  $\tilde{\chi}_i^\pm$  sont donnés par:

$$\tilde{\chi}_i = \begin{pmatrix} \chi_i^+ \\ \chi_i^- \end{pmatrix} \quad i = 1, 2 \quad (1.72)$$

et les masses:

$$m_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm}^2 = \frac{1}{2}[M_2^2 + \mu^2 + 2m_W^2 \mp \sqrt{(M_2^2 - \mu^2)^2 + 4m_W^2 \cos^2 2\beta + 4m_W^2 (M_2^2 + \mu^2 + 2M_2\mu \sin 2\beta)}] \quad (1.73)$$

Notons que si  $M_2\mu - m_W^2 \sin 2\beta > 0$  alors une des deux valeurs propres est négative. Dans ce cas, on redéfinit l'état propre pour avoir une masse positive.

### 1.3.6 Les problèmes du MSSM

La supersymétrie résout le problème de naturalité mais son introduction au sein de modèles réalistes comme le MSSM engendre d'autres interrogations:

- le nombre de paramètres libres:

La supersymétrie ne fournit aucune explication sur l'origine des paramètres du Modèle Standard. Elle aurait même plutôt tendance à obscurcir le problème puisque l'introduction de nouvelles entités entraîne l'apparition de nouveaux paramètres libres, ce qui porte leur nombre total à plus de 120.



- le problème de CP-fort:

L'introduction de la supersymétrie n'apporte pas de lumière sur le problème de CP-fort. De plus, si on reprend la solution de Peccei-Quinn, il faut ajouter de nouvelles particules dans le spectre. En effet à l'axion, particule pseudo-scalaire, correspondra un fermion, l'axino. Mais comme les nombres de degrés de liberté fermionique et bosonique doivent être égaux au sein d'une théorie supersymétrique, à l'axino est associé un scalaire, le saxino.

- Le problème du paramètre  $\mu$ :

Le paramètre  $\mu$  du potentiel associé au secteur du Higgs ne peut être nul. En effet, si tel était le cas, le superpotentiel serait invariant sous une symétrie de Peccei-Quinn et le scénario du problème de CP-fort se répèterait: un pseudo-scalaire de masse phénoménologiquement inacceptable apparaîtrait du fait des brisures consécutives de  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  et de la symétrie de Peccei-Quinn. L'axion n'est rendu invisible que si  $10^9 \text{ GeV} \leq M_{PQ} \leq 10^{12} \text{ GeV}$  [35]. Mais comment faire apparaître cette échelle d'énergie alors que celle du MSSM est caractérisée par  $m_W$ ? Par ailleurs, le paramètre  $\mu$  intervient fortement dans les conditions de brisure radiative de la symétrie électrofaible (voir 1.3.4).  $\mu$  doit donc être de l'ordre de l'échelle électrofaible. Mais il n'est pas naturel d'avoir  $\mu \sim m_W$ , car ce paramètre n'a a priori rien à voir avec la brisure de  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ .

- La gravitation:

La gravitation est absente des modèles supersymétriques basse énergie. Cela s'explique simplement par le fait que la supersymétrie y est une symétrie globale. Pour introduire la gravitation, il est nécessaire de la considérer locale, comme nous allons le voir dans quelques lignes.

Ainsi, bien que la supersymétrie résolve un certain nombre de problèmes du Modèle Standard (et non des moindres comme celui de la naturalité), elle ne répond pas à quelques interrogations fondamentales notamment celles concernant sa brisure. En effet, dans le MSSM, les termes de brisures douces ont été introduits sans aucune explication de provenance. Leur seule justification était l'impossibilité de réaliser une brisure spontanée dans ce modèle parce que la supersymétrie y est une symétrie considérée comme globale. Notons que dans l'absolu, la supersymétrie est toujours une symétrie locale (voir la formule 1.11 de l'algèbre). Elle peut être considérée comme globale si les effets de la gravitation sont négligeables. Nous allons à présent nous intéresser aux théories de supergravité pour lesquelles les effets de la gravitation sont pris en compte.

## 1.4 La supergravité

Quelques points essentiels de supergravité sont abordés dans ce paragraphe. L'exposé ne prétend pas être exhaustif. Il s'agit simplement d'introduire les éléments nécessaires à l'établissement de la phénoménologie que nous aborderons dans un prochain chapitre.

### 1.4.1 Supersymétrie locale=Supergravité

Nous allons utiliser la procédure de Noether pour déterminer le lagrangien invariant sous une transformation locale de supersymétrie. C'est une technique systématique qui permet de déduire une action localement invariante à partir d'une action qui l'est globalement. Illustrons ceci par un exemple simple. Considérons un champ de Dirac libre non massif:

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi} i \gamma_\mu \partial_\mu \Psi$$

$\mathcal{L}$  est invariant sous la transformation de jauge globale:

$$\Psi(x) \rightarrow e^{-i\epsilon} \Psi(x)$$

Si le paramètre  $\epsilon$  dépend des coordonnées d'espace-temps:  $\epsilon(x)$ , alors le lagrangien n'est plus invariant sous la transformation  $\Psi(x) \rightarrow e^{-i\epsilon(x)} \Psi(x)$ :

$$\delta_\epsilon \mathcal{L} = \partial_\mu \epsilon(x) J^\mu$$

où  $J^\mu$  est le courant de Noether associé à la transformation  $\Psi(x) \rightarrow e^{-i\epsilon} \Psi(x)$ . Pour retrouver l'invariance de jauge, il est nécessaire d'introduire un champ de jauge  $A_\mu$  qui se transforme comme:

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu \epsilon$$

et de coupler ce champ au courant  $J^\mu$ . Le lagrangien devient

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi} i \gamma_\mu \partial_\mu \Psi - A_\mu J^\mu$$

et l'action est localement invariante.

Prenons à présent un exemple de supersymétrie simple. Considérons le lagrangien de Wess-Zumino:

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \varphi^* \partial^\mu \varphi + i \bar{\psi} \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi$$

où  $\varphi$  est un champ scalaire et  $\psi$  un spineur de Weyl. En termes de spineur de Majorana on a:

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \varphi^* \partial^\mu \varphi + \frac{i}{2} \bar{\Psi} \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \Psi$$

et on peut montrer, en posant  $\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}}(A + iB)$  que les relations (1.23) deviennent [20]:

$$\begin{aligned} \delta_\xi A &= \bar{\xi} \chi \\ \delta_\xi B &= i \bar{\xi} \gamma_5 \chi \\ \delta_\xi \chi &= -i \gamma_\mu (A + i \gamma_5 B) \xi \end{aligned} \tag{1.74}$$

où  $\xi$  est un spineur de Majorana dont les composantes ne dépendent pas de  $x$ .  $\mathcal{L}$  est alors invariant sous une transformation de supersymétrie globale. Si  $\xi$  dépend de  $x$ :  $\xi(x)$ , alors  $\mathcal{L}$  n'est plus invariant [20][16]:

$$\delta_\xi \mathcal{L} = \partial_\mu \left[ \frac{1}{2} \bar{\xi} [\bar{\partial}(A - i \gamma_5 B)] \chi \right] + (\partial_\mu \bar{\xi}) [\gamma^\mu [\bar{\partial}(A - i \gamma_5 B)] \chi] \tag{1.75}$$

Pour que le lagrangien redevienne invariant de supersymétrie, il est nécessaire, d'après la procédure de Noether, d'introduire un champ de jauge. D'après l'exemple précédent, ce champ doit se transformer comme  $\partial_\mu \xi$ . Comme  $\xi$  est un spineur, le champ de jauge de la supersymétrie locale est un vecteur spinoriel  $\Psi_\alpha^\mu$ . On l'appelle le gravitino et on ajoute au lagrangien précédent [20]:

$$\mathcal{L}_N = -k\bar{\Psi}_\mu\gamma^\mu [\bar{\partial}(A - i\gamma_5 B)] \chi \quad (1.76)$$

où  $k$  est l'inverse d'une masse.  $\Psi_\mu$  se transforme en  $\Psi_\mu + \frac{1}{k}\partial_\mu \xi(x)$ . Le lagrangien n'est néanmoins toujours pas invariant. Cela est logique car d'après le formalisme développé au cours de la première partie de ce chapitre, les nombres de degrés de liberté fermionique et bosonique doivent être égaux. On s'attend donc à introduire de nouveaux champs bosoniques. Le calcul de  $\delta_\xi \mathcal{L}_N$  confirme cela [20]:

$$\delta_\xi \mathcal{L}_N = -k\bar{\Psi}_\nu\gamma_\mu T^{\mu\nu} \xi \quad (1.77)$$

où  $T^{\mu\nu}$  est le tenseur énergie-impulsion. Pour éliminer  $\delta_\xi \mathcal{L}_N$ , il faut ajouter un champ tensoriel  $g_{\mu\nu}$  tel que [20]:

$$\delta_\xi g_{\mu\nu} \sim k\bar{\Psi}_\mu\gamma_\nu \xi \quad (1.78)$$

et ajouter au lagrangien  $\mathcal{L}_g = -g_{\mu\nu} T^{\mu\nu}$ .  $g_{\mu\nu}$  représente le graviton, partenaire supersymétrique du gravitino d'après (1.77).

Ainsi toute théorie invariante sous une transformation de supersymétrie locale inclut la gravitation: une particule non massive de spin 2, le graviton, et une autre de masse nulle et de spin 3/2 (d'après 1.77), le gravitino, sont présentes dans le spectre. Il est possible de calculer le lagrangien correspondant à la supergravité pure: la partie concernant le graviton s'obtient à partir de l'action d'Einstein de la relativité générale:

$$\mathcal{L}_G = \frac{-1}{2k^2} \sqrt{|g|} R$$

où  $k$  est la constante de Newton ( $k = 2 \cdot 10^{18}$  GeV),  $g$  est le déterminant de  $g_{\mu\nu}$  et  $R$  est la courbure scalaire. Les termes cinétiques du gravitino s'extraient du lagrangien de Rarita-Schwinger:

$$\mathcal{L}_{RS} = -\frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \bar{\Psi}_\mu \gamma_5 \partial_\rho \Psi_\sigma$$

Les calculs complets sont disponibles dans [20][16][36].

Notons que l'introduction de la gravitation se lit directement dans l'algèbre de la supersymétrie. En particulier, lorsque cette dernière devient une symétrie locale, les paramètres de transformation dépendent de l'espace et du temps. Comme l'algèbre renferme  $P_\mu$  (voir 1.11), il est nécessaire de considérer des translations qui varient d'un point de l'espace-temps à l'autre. Les transformations générales de coordonnées sont alors introduites: la supersymétrie locale englobe donc la gravitation.

## 1.4.2 Couplage de la supergravité à la matière

Le lagrangien le plus général pour une théorie de superchamps chiraux invariante sous une transformation globale de supersymétrie s'écrit:

$$\mathcal{L}_{GLOBAL} = \int d^4\theta K(\Phi^\dagger, \Phi) + \int d^2\theta (W(\Phi) + hc)$$

et pour une théorie de superchamps vectoriels on a:

$$\mathcal{L}_{GLOBAL} = \int d^4\theta K(\Phi^\dagger e^{2gV}, \Phi) + \int d^2\theta(W(\Phi) + hc) + \int d^2\theta(f_{ab}(\Phi)W_a^\alpha W_{\alpha b} + hc)$$

Parce que l'on exigeait que les théories pour lesquelles la supersymétrie était globale soient renormalisables, la fonction  $K$  se réduisait à  $K(x, y) = xy$ , le superpotentiel  $W(\Phi)$  était au plus trilineaire dans les superchamps et  $f_{ab}$  valait  $\delta_{ab}$ . Le critère de renormalisabilité ne peut plus être allégué dans les théories de supergravité parce que la gravitation est par nature une interaction non renormalisable.

Le lagrangien de la supergravité ne dépend en fait que d'une fonction notée  $G$  qui dépend de champs scalaires  $\varphi_i^*$ ,  $\varphi_i$ :

$$G(\varphi_i^*, \varphi_i) = J(\varphi_i^*, \varphi_i) - \ln|W|^2$$

avec  $J(\varphi_i^*, \varphi_i) = 3\ln(-K/3)$ .

$G$  est le potentiel de Kähler. Il est possible de calculer le lagrangien complet où interviennent des supermultiplets chiraux et vectoriels par exemple à l'aide de la procédure de Noether. Il dépend de la fonction  $G$ . Nous n'allons pas retranscrire tous les résultats ici. Soulignons simplement que  $\mathcal{L}$  dépend de  $G$  et des ses dérivées par rapport aux champs  $\varphi_i$ :  $G^i = \frac{\partial G}{\partial \varphi_i}$ ,  $G_j^i = \frac{\partial^2 G}{\partial \varphi_i \partial \varphi_j^*}$ . On peut exiger, pour contraindre un lagrangien de supergravité, que tous les termes non renormalisables renferment le couplage gravitationnel de façon que la théorie soit à nouveau renormalisable dans la limite  $k \rightarrow 0$ . Les termes cinétiques des champs scalaires et spinoriel intervenant dans l'expression des superchamps dépendent des dérivées du potentiel de Kähler. On peut montrer par exemple que le terme cinétique associé aux champs saclaires d'un supermultiplet chiral vaut:

$$G_j^i \partial_\mu \varphi_i \partial^\mu \varphi^{j*}$$

On peut alors souhaiter retrouver le terme cinétique classique d'un champ scalaire  $\partial_\mu \varphi_i \partial^\mu \varphi^{j*}$  ce qui revient à imposer  $G_j^i = -\delta_j^i$ . Le choix minimal du potentiel  $G$  s'écrit:

$$G = -\varphi_i \varphi^{i*} - \ln|W|^2$$

De la même façon, il est possible de montrer pour les superchamps vectoriels que le choix minimal se réduit à:

$$f_{ab} = \delta_{ab}$$

### 1.4.3 Brisure spontanée de la supergravité

Dans les théories supersymétriques où la supersymétrie est globale, la supersymétrie est spontanément brisée si et seulement si l'énergie de l'état fondamental est strictement positive. Cette brisure spontanée peut avoir lieu par l'intermédiaire d'un terme  $F$  ou d'un terme  $D$ . Le goldstino est le champ spinoriel appartenant au même supermultiplet que le champ auxiliaire qui brise la supersymétrie. Ce dernier résultat est une conséquence de l'algèbre supersymétrique et est donc encore valable lorsque la supersymétrie est locale.

Si on dénote par  $(z_i, \chi_i)$  les membres des supermultiplets chiraux et par  $\lambda^\alpha$  les fermions de jauge, il est possible de montrer que les champs auxiliaires  $F$  s'écrivent [20]:

$$F_i = \exp(-G/2)(G^{-1})_i^j G_j + \frac{1}{4} f_{\alpha\beta k} (G^{-1})_i^k \lambda^\alpha \lambda^\beta - (G^{-1})_i^k (G_k^{jl}) \chi_j \chi_l - \frac{1}{2} \chi_i (G_j \chi^j)$$

On peut de même calculer l'expression des termes  $D$ . La supersymétrie est spontanément brisée si l'un des champs auxiliaires développe une valeur moyenne non nulle dans le vide. L'échelle de brisure  $M_S^2$  est alors donnée par  $\langle F \rangle$  ou  $\langle D \rangle$ . Supposons que la contribution à la valeur moyenne dans le vide ne puisse pas venir des champs fermioniques et que la brisure ait lieu par les termes  $F$ . Dans ce cas:

$$\langle F_i \rangle = \langle 0 | \exp(-G/2) (G^{-1})_i^j G_j | 0 \rangle$$

$G_i^j$  ne peut être nul parce que ce terme intervient dans l'expression de termes cinétiques.  $\exp(-G/2)$  est en général non nul. Il résulte alors que  $G^i$  est le facteur de brisure de la supersymétrie locale. Le goldstino est le champ fermionique  $\chi_i$  qui appartient à  $F_i$ , mais comme la supersymétrie est ici locale, on s'attend à ce que  $\chi_i$  soit absorbé par la particule de jauge locale qui n'est autre que le gravitino. Cela se vérifie explicitement si on calcule les termes intéressants du lagrangien:

$$\mathcal{L}_{bris} = \exp(-G/2) \bar{\Psi}_\mu \sigma^{\mu\nu} \Psi_\nu - \exp(-G/2) G^i \bar{\Psi}_\mu \gamma^\mu \chi + \dots$$

On peut définir le goldstino par  $\eta = G^i \chi_i$  et redéfinir le gravitino pour absorber  $\eta$ . C'est le mécanisme de super-Higgs, qui est le strict analogue du mécanisme de Higgs du Modèle Standard: en absorbant le goldstino, le gravitino de masse nulle et d'hélicité  $\pm 3/2$  acquiert de nouvelles composantes d'hélicité  $\pm 1/2$  et devient massif:  $m_{\bar{G}} = \frac{1}{k} \exp(-G_0/2)$ .

Le potentiel scalaire vaut, en ne supposant aucune contribution des termes de type  $D$ :

$$\mathcal{V} = -\exp(-G) [3 + G_k (G^{-1})_l^k G^l] \quad (1.79)$$

Si la supersymétrie n'est pas brisée:  $G^k = 0$  alors  $\mathcal{V}_0 = -3\exp(-G)$  qui est en général non nul. Cette situation est foncièrement différente du cas où la supersymétrie était locale: pour les modèles de supergravité, il est possible d'avoir une énergie de l'état fondamental négative, positive ou nulle. La possibilité d'avoir  $\mathcal{V}_0 = 0$  présente un intérêt certain: celui de fixer la constante cosmologique<sup>2</sup> à zéro. Notons que cela n'est possible qu'en ajustant les paramètres: dans la plupart des modèles de supergravité, aucun mécanisme ne permet d'expliquer pourquoi l'énergie de l'état fondamental serait nulle. En prenant le choix minimal précédent:  $G_l^k = -\delta_l^k$ , on a:

$$\mathcal{V}_0 = -3\exp(-G_0) + \exp(-G_0) G_{k_0} G_0^k$$

Si on impose  $\mathcal{V}_0 = 0$ , alors on obtient  $G_{k_0} G_0^k = 3$ . Ceci permet de calculer  $\langle F_i \rangle$ :

$$\langle F_i \rangle = M_S^2 = -\frac{1}{k^2} \exp(-G_0/2) \sqrt{3}$$

---

2. Des informations supplémentaires sur la constante cosmologique sont données dans l'annexe B

On en déduit alors la relation entre la masse du gravitino et l'échelle de brisure de la supersymétrie:

$$m_{\tilde{G}} = m_{3/2} = \frac{M_S^2}{\sqrt{3}M}$$

avec  $M = M_{PL}/\sqrt{8\pi} = 2.4 \times 10^{18}$  GeV. Cette relation dite de Deser-Zumino est générale pour les théories de supergravité avec une constante cosmologique nulle.

Le principal problème des mécanismes de brisure spontanée de la supersymétrie globale se résumait à  $S\text{Tr}\mathcal{M}^2 = 0$ . Le spectre des particules que l'on pouvait en déduire était incompatible avec les observations. La situation est encore foncièrement différente en supergravité. Si on calcule  $S\text{Tr}\mathcal{M}^2$  pour les scalaires et fermions des superchamps chiraux dans le cas des approximations précédentes, on aboutit à:

$$S\text{Tr}\mathcal{M}^2 = 2(N-1)m_{3/2}^2$$

où  $N$  est le nombre de multiplet. On observe d'une part que les problèmes phénoménologiques ont disparu, et d'autre part que cette supertrace est positive, ce qui signifie qu'en moyenne les bosons sont plus lourds que leurs partenaires fermioniques. C'est une propriété essentielle pour la construction de modèles réalistes. Dans un cas plus général où la brisure peut avoir lieu par des termes  $F$  ou  $D$ , on a:

$$S\text{Tr}\mathcal{M}^2 = (N-1)[2m_{3/2}^2 - \frac{1}{M_{PL}^2}D^\alpha D_\alpha] - 2g_\alpha D^\alpha \text{Tr}T^\alpha$$

Dans l'hypothèse où  $m_{3/2} \rightarrow 0$ , on retrouve, comme cela est attendu, l'expression obtenue dans les théories où la supersymétrie est globale.

#### 1.4.4 Le secteur caché

Il a été vu au cours du chapitre introductif à la supersymétrie qu'il était difficile de briser cette symétrie lorsque l'on la considère comme globale, c'est-à-dire en négligeant les effets de la gravitation. Cela implique que la brisure spontanée de la supersymétrie doit avoir lieu dans un secteur différent du secteur visible (qui est composé des champs de matière) et que les interactions entre ces deux secteurs sont d'ordre gravitationnel (directement ou indirectement). Le nom donné au secteur dans lequel la brisure spontanée de la supergravité a lieu est le secteur caché. Peu d'informations le concernant sont disponibles. De nombreux modèles sont possibles et quelques-uns sont ici décrits.

##### 1.4.4.1 Le superpotentiel de Polonyi

Supposons que les secteurs caché et visible ne communiquent que par des interactions gravitationnelles. Les champs du secteur caché sont nécessairement avec cette hypothèse des singlets de jauge par rapport aux interactions de jauge du secteur visible et n'ont pas de couplage de Yukawa. Supposons également que ce secteur caché ne soit formé que d'un seul superchamp chiral:  $\Phi = (\varphi, \psi, F)$ . L'exigence de termes cinétiques minimaux conduit au potentiel de kähler suivant:

$$G(\varphi, \varphi^*) = -\frac{\varphi\varphi^*}{M^2} - \ln \frac{|W(\varphi)|^2}{M^6} \quad (1.80)$$

et le potentiel scalaire associé au secteur caché vaut:

$$\mathcal{V} = \exp\left(\frac{\varphi\varphi^*}{M^2}\right) \left[ \left| \frac{\partial W}{\partial \varphi} + \frac{\varphi^*}{M^2} W \right|^2 - \frac{3}{M^2} |\varphi|^2 \right] \quad (1.81)$$

La brisure de la supergravité et la valeur des minimaux du potentiel dépendent du superpotentiel  $W(\varphi)$ . Le superpotentiel le plus simple permettant une brisure de la supergravité et une énergie du vide (ou constante cosmologique) nulle est celui de Polonyi:

$$W(\varphi) = m^2(\varphi + \beta) \quad (1.82)$$

où  $\beta$  est une constante ajustée pour avoir  $\mathcal{V}_0 = E_{vide} = 0$ . Il est possible de montrer en particulier que la seule valeur possible de ce paramètre est  $\beta = (2 - \sqrt{3})M$  pour avoir  $\mathcal{V}_0 = 0$  et une brisure spontanée. On aboutit alors à  $\langle 0|\varphi|0 \rangle = (\sqrt{3} - 1)M$ .

Dans ce modèle, le mécanisme de super-Higgs et l'exigence d'une constante cosmologique nulle nécessitent l'existence d'un champ scalaire complexe, le champ de Polonyi, qui développe une valeur moyenne dans le vide de l'ordre de  $M_{PL}$ . Rappelons que  $\varphi$  est le partenaire supersymétrique du goldstino qui est absorbé par le gravitino. La simplicité de ce modèle est un atout certain. Il souffre néanmoins de problèmes de naturalité: il est nécessaire d'ajuster  $\beta$  pour obtenir une constante cosmologique nulle, et par ailleurs  $W(\varphi)$  n'est pas le superpotentiel le plus général: des termes en  $\varphi^2$  et  $\varphi^3$  pourraient être ajoutés. Mais il est alors difficile d'aboutir à la fois à une brisure spontanée de la supergravité et à une constante cosmologique nulle. Le champ de Polonyi est par ailleurs la source de problèmes cosmologiques [37] [38]: son temps de vie est élevé parce qu'il ne couple que par les interactions gravitationnelles à la matière. Une désintégration tardive des champs primordiaux peut entraîner des incompatibilités avec les observations (nucléosynthèse). Une trop forte entropie peut également résulter des désintégrations de ces champs, ce qui donnerait une densité baryonique actuelle totalement différente de celle mesurée. Il est possible de résoudre ces problèmes, mais d'autres naissent de leurs solutions [38].

#### 1.4.4.2 Les modèles "no-scale"

Le potentiel (1.78) peut se réécrire sous la forme:

$$\mathcal{V} = -9 \exp\left(-\frac{4}{3}G\right) (G^{-1})^k_l [\partial_k \partial^l e^{G/3}] \quad (1.83)$$

Si le potentiel de kähler  $G$  vérifie l'équation différentielle:

$$\partial_k \partial^l e^{G/3} = 0 \quad (1.84)$$

alors le potentiel s'annule en tout point et la constante cosmologique est nulle. Contrairement au modèle précédent, aucun ajustement de paramètres n'est nécessaire pour aboutir à  $\mathcal{V}_0 = 0$ . La solution la plus générale à 1.83 est [39]:

$$G(\varphi, \varphi^*) = 3 \ln[f(\varphi) + f(\varphi^*)] \quad (1.85)$$

et la masse du gravitino est donnée par

$$m_{3/2} = e^{(G_0/2)} M_{PL}$$

Cette masse est donc indéterminée à l'ordre le plus bas de la théorie des perturbations puisque  $G_0$  est inconnu. Sa valeur est obtenue dynamiquement à partir de corrections radiatives. Il en va de même pour les autres échelles d'énergie de la théorie comme  $m_W$ . Le potentiel plat des théories "no-scale" est directement relié à une symétrie  $SU(1,1)$  sous-jacente. Ce point est d'autant plus intéressant que cette symétrie apparaît dans des modèles supersymétriques plus compliqués permettant la grande unification [39].

### 1.4.5 Effets de la brisure de la supergravité dans le secteur observable

Après avoir exposé les difficultés de préciser le secteur caché des théories de supergravité, nous allons nous intéresser aux conséquences à basse énergie de la brisure de la supergravité provenant de sa transmission au secteur visible.

#### 1.4.5.1 Transmission de la brisure par interactions gravitationnelles

On note  $\varphi_i$  les scalaires du secteur caché et par  $y_a$  ceux du secteur visible. Le superpotentiel vaut alors:

$$g(\varphi_i, y_a) = h_1(\varphi_i) + h_2(y_a)$$

où  $h_1$  et  $h_2$  sont les superpotentiels des secteurs caché et visible respectivement. On suppose que la supersymétrie est brisée dans le secteur caché par [20]:

$$\langle \varphi_i \rangle = b_i M \quad \left\langle \frac{\partial h_1}{\partial \varphi_i} \right\rangle = a_i m M \quad \langle h_1 \rangle = m M^2$$

et que la constante cosmologique est nulle. En supposant que le superpotentiel du secteur observable ne renferme pas d'échelle d'énergie de l'ordre de  $M$  et que les valeurs moyennes dans le vide des champs du secteur observable sont faibles devant  $M$ , on peut montrer que le potentiel scalaire effectif à basse énergie s'écrit:

$$\mathcal{V} = |\hat{h}_{2a}|^2 + m_{3/2}^2 |y_a|^2 + m_{3/2} [y_a \hat{h}_{2a} + (A - 3)\hat{h}_2 + hc] \quad (1.86)$$

avec :

- $\hat{h}_2(y_a) = \exp(\frac{1}{2}|b_i|^2) h_2(y_a)$
- $\hat{h}_{2a} = \partial \hat{h}_2 / \partial y_a$
- $A = b_i^* (a_i^* + b_i)$

La masse du gravitino vaut alors:

$$m_{3/2} = \exp(\frac{1}{2}|b_i|^2) m$$



et la condition que les paramètres du modèles doivent vérifier pour que la constante cosmologique soit nulle est :

$$\sum_i = |a_i^* + b_i|^2 = 3$$

Le premier terme  $|\hat{h}_{2a}|^2$  est le potentiel des théories supersymétriques globales. Les scalaires du secteur visible ont une terme de masse commun égal à la masse du gravitino. Si par ailleurs on prend  $h_2$  égal au superpotentiel du MSSM (formule 1.61 sans considérer les termes qui violent les nombres leptonique et baryonique) qui renferme des termes trilineaires entre les superchamps alors  $y_a \hat{h}_{2a} = 3\hat{h}_2$  et

$$\mathcal{V} = |\hat{h}_{2a}|^2 + Am_{3/2}(\hat{h}_2 + \hat{h}_2^*) + m_{3/2}^2 |y_a|^2$$

En comparant cette expression à (1.65) on constate que la brisure de la supergravité dans le secteur caché permet de retrouver certains termes (ceux associés aux scalaires) de brisure douce introduits "à la main" dans les modèles de supersymétrie basse énergie comme le MSSM. Les termes de brisure douce associés aux jauginos peuvent apparaître soit à l'ordre des arbres, soit par corrections radiatives [20]. Ils sont également de l'ordre de  $m_{3/2}$ .

On constate donc qu'une brisure de la supergravité dans le secteur caché permet de retrouver les termes de brisure douce du MSSM. Ils sont ici universels parce qu'il a été supposé que tous les champs du secteur visible coupleraient tous de la même façon à ceux du secteur caché. Cette universalité doit être comprise a priori à l'échelle de Planck  $M_{PL}$ . Elle est néanmoins souvent appliquée à une échelle de grande unification  $Q_{GUT}$  qui est de l'ordre de  $10^{16}$  GeV, en supposant que les effets qui interviennent entre ces deux échelles sont négligeables. Cette hypothèse simplificatrice permet de s'affranchir de suppositions liées au groupe d'unification. Enfin, l'universalité des termes de brisure douce à l'échelle de grande unification permet d'interdire toute contribution supersymétrique trop importante aux changements de saveurs par courants neutres (FCNC).

#### 1.4.5.2 Transmission de la brisure par interactions de jauge

Les modèles GMSB (Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking) [40] [41] renferment, en plus des secteurs visible et caché, un secteur de messagers qui transmettent la brisure spontanée de la supergravité. Plus précisément, les messagers sont des nouveaux superchamps qui couple à l'ordre le plus bas au superchamp renfermant le goldstino (ils acquièrent donc une masse lors de la brisure spontanée) et qui se transforment de façon non triviale sous le groupe de jauge permettant ainsi des couplages avec le secteur caché par des corrections radiatives: les masses des jauginos sont générées à une boucle et celles des scalaires à deux boucles.

Dans les modèles les plus simples, les champs messagers  $M_i$  couplent à un superchamp singlet de jauge  $S$  dont les composantes scalaires acquièrent une valeur moyenne non nulle dans le vide lors de la brisure de la supergravité:

$$\langle S \rangle = S + \theta^2 F_S$$

et le superpotentiel du secteur caché vaut (on ne considère ici qu'un seul champ messager):

$$W_{mess} = \lambda S \Phi \bar{\Phi}$$

On définit usuellement  $M = \lambda S$  et  $\Lambda = F_S/S$ .  $M$  est la masse du fermion messager. La condition  $\Lambda < M$  doit être vérifiée pour éviter des problèmes de brisure électrofaible ou de minima brisant l'invariance de charge ou de couleur. Un scénario phénoménologiquement intéressant apparaît pour  $\Lambda \ll M$ . Dans ce cas la masse du gravitino, dans les théories avec une constante cosmologique nulle, donnée par:

$$m_{\tilde{G}} = \frac{F_S}{\sqrt{3}M_{PL}} = \lambda^{-1} \left( \frac{\Lambda}{M} \right) \frac{M^2}{M_{PL}}$$

peut être très faible. Le gravitino peut alors être considéré comme la LSP et cela peut avoir des conséquences phénoménologiques importantes comme nous le verrons dans le prochain chapitre.

### 1.4.6 Interactions du gravitino avec la matière

Le gravitino est une particule de spin 3/2 pouvant être très légère. Elle peut donc interagir avec la matière par ses états d'hélicité  $\pm 3/2$  et  $\pm 1/2$ . En fait, Fayet [42] [43] a montré une certaine limite continue de la supergravité: un gravitino très léger dans les théories pour lesquelles la supergravité est spontanément brisée se comporte comme un goldstino de spin 1/2 non massif d'une théorie supersymétrique globale spontanément brisée. Si l'énergie du gravitino est grande devant sa masse (ce qui sera toujours le cas pour les domaines qui nous intéresseront), cette particule interagit avec le secteur visible par ses états d'hélicité  $\pm 1/2$ . Dans ce cas, la fonction d'onde  $\bar{\Psi}_\mu^\alpha$  d'un gravitino d'impulsion  $k^\mu$  est obtenue en multipliant la fonction d'onde ordinaire d'une particule de spin 1/2 par  $\sqrt{\frac{2}{3}} \frac{k^\mu}{m_{\tilde{G}}}$  [44]. Les interactions avec la matière sont décrites par un couplage égal à  $\frac{1}{2M_{PL}}$  au courant supersymétrique conservé [42]:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2M_{PL}} \bar{\Psi}_\mu^\alpha J_{\mu\alpha}$$

## Conclusion

En dépit de ses succès expérimentaux, le Modèle Standard des interactions forte, faible et électromagnétique souffre de problèmes théoriques cruciaux. La supersymétrie qui est par définition une symétrie entre fermions et bosons, est l'une des voies les plus prometteuses pour les résoudre. C'est cette solution qui a été développée au cours de ce premier chapitre. Dans un premier temps, les apports des théories pour lesquelles la supersymétrie est une symétrie globale, ont été précisés. L'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard, le MSSM, qui constitue un des cadres de référence pour les applications phénoménologiques, a été décrite. Ce n'est néanmoins qu'une théorie effective dont le principal problème est la brisure de la supersymétrie, impérative si on observe le spectre actuel des particules, mais difficile à réaliser dans des modèles comme le MSSM: la brisure spontanée donne des résultats incompatibles avec les observations et il est nécessaire de briser explicitement la supersymétrie sans se soucier a priori de l'origine des termes introduits. Il est nécessaire d'étudier la supersymétrie dans sa version locale pour aboutir à des mécanismes satisfaisants de brisure spontanée. Les modèles qui en résultent incluent automatiquement la gravitation donnant ainsi naissance aux théories de supergravité. Un mécanisme de super-Higgs permet de retrouver les termes de brisure introduits dans les modèles pour lesquels la supersymétrie est globale: la supergravité est brisée dans un secteur caché et transmise soit par interaction gravitationnelle soit par interaction de jauge au secteur visible. Elle ne résout néanmoins pas tous les problèmes: les modèles sont difficiles à contraindre du fait de la non renormalisabilité de l'interaction gravitationnelle. Le secteur caché est en particulier très mal connu. Les implications phénoménologiques à basse énergie en dépendent pourtant fortement.

# Bibliographie

- [1] Cheng et Li Gauge theory of elementary particle physics  
Oxford Science Publication p 347-348
- [2] S. Weinberg Phys. Rev. Lett. 43(1979)1566  
F. Wilczek et A. Zee Phys. Rev. Lett 43(1979)1571
- [3] G. t'Hooft Phys. Rev. Lett. 37(1976)8
- [4] The LEP Collaborations CERN-PPE/96-183
- [5] B.W. Lee et Al. Phys. Rev. D16(1977)1519
- [6] J.F. Gunion et Al. The Higgs Hunter's Guide Addison-Wesley Publishing Company
- [7] J.M. Pendlebury et Al. Phys. Lett. B136(1984)327
- [8] R.D Peccei et H.R. Quinn Phys. Rev. Lett. 38(1977)1440 Phys. Rev. D16(1977)1791
- [9] F. Wilczek Phys. Rev. Lett. 40(1978)279  
S. Weinberg Phys. Rev. Lett. 40(1978)223
- [10] J.E.Kim Phys. Rep. 150(1987)1
- [11] The LEP Collaborations CERN-PPE/95-172
- [12] U. Amaldi et Al. Phys. Lett B 281(1992)374
- [13] S. L. Glashow et S. Weinberg Phys. Rev. D 15(1977)1958
- [14] K. Lane hep-ph/9501249
- [15] J. Ellis et Al. CERN-TH.7448/94
- [16] J. Wess et J. Bagger Supersymmetry and Supergravity Princeton University Press  
D. Bailin et A. Love Supersymmetric Gauge Field Theory and String Theory Institute of Physics Publishing
- [17] S. Coleman et J. Mandula Phys. Rev. 159(1967)1251

- [18] M.F Sohnius Phys. Rep. 128(1984)39
- [19] J. Wess et B. Zumino Phys. Lett. B49(1974)52
- [20] H.P. Nilles Phys. Rep. 110(1984)1
- [21] H.E. Haber et G.L. Kane Phys. Rep. 117(1985)75
- [22] A. Salam et J. Strathdee Phys. Lett. B 496(1974)465  
E. Witten Nucl. Phys. B 188(1981)513
- [23] L. O’Raifeartaigh Nucl. Phys. B96(1975)331
- [24] P. Fayet et J. Iliopoulos Phys. Lett. B51(1974)461
- [25] L. Girardello et J. Iliopoulos Phys. Lett. B88(1979)85
- [26] S. Ferrara et Al. Phys. Rev. D20(1979)403
- [27] L. Girardello et M.T. Grisaru Nucl. Phys. B194(1982)65
- [28] G. Bhattacharyya Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 52A(1997)83
- [29] K. Harada et N. Sakai Prog. Theo. Phys. 67(1982)1877
- [30] B. de Wit et D.Z. Freedman Phys. Rev. Lett. 35(1975)827
- [31] S. Dimopoulos et H. Georgi Nucl. Phys. B193(1981)150
- [32] Kane TASI lectures 1981
- [33] N. Fischler et Al. Phys. Rev. Lett. 47(1981)757
- [34] L. E. Ibanez et G. Ross Phys. Lett. B 110(1982)215
- [35] J. E. Kim et H. P. Nilles Phys. Lett. B 138(1984)150
- [36] P. van Nieuwenhuizen Phys. Rep. 68(1981)189
- [37] G. D. Coughland et al. Phys. Lett. B 131(1983)59
- [38] T. Moroi Prog. Theor. Phys. Suppl. 123(1996)457
- [39] A. B. Lahanas et D. V. Nanopoulos Phys. Rep. 145(1987)1
- [40] S. Dimopoulos et al. Nucl. Phys. B 488(1997)39
- [41] G. F. Giudice et R. Rattazzi hep-ph/9801271
- [42] P. Fayet Phys. Lett. B 70(1977)461
- [43] P. Fayet Phys. Lett. B 84(1979)421
- [44] P. Fayet Phys. Lett. B 175(1986)471

## Chapitre 2

# Phénoménologie des squarks à LEP200

Le grand nombre de particules que les théories supersymétriques renferment est à l'origine d'une phénoménologie riche. Mais le nombre souvent élevé de paramètres entraîne des complications quant à la prédiction d'un spectre de masses ou d'un mode de désintégration d'une particule. Des hypothèses sont toujours nécessaires et les conclusions souvent dépendantes de modèles.

L'objet de ce chapitre est de tenter de préciser les canaux de désintégration les plus probables des squarks de la troisième génération pour des énergies accessibles à LEP200. Dans un premier temps, les indices qui incitent à supposer que ces squarks peuvent être légers et qui motivent leur recherche à basse énergie sont exposés: le couplage de Yukawa si particulier des quarks top et bottom, les contributions supersymétriques au rapport  $R_b$  et le mécanisme de baryogénèse électrofaible. Les sections efficaces de production sont évaluées. Les désintégrations des squarks dans le cadre du MSSM ou de modèles de supergravité avec un gravitino léger sont ensuite abordées. La  $R_{parité}$  est supposée conservée. La recherche des canaux dominants est effectuée et les hypothèses sous-jacentes discutées. Une conclusion est enfin apportée quant aux états finals les plus probables aux énergies considérées. Les simulations concernant les processus expérimentalement choisis sont décrits.

## 2.1 Motivations pour des squarks légers

### 2.1.1 Matrice de masse

La différence des carrés des masses des deux états propres des squarks d'une saveur donnée s'écrit, avec les notations du premier chapitre:

$$\Delta m_{\tilde{q}}^2 = m_{\tilde{q}_2}^2 - m_{\tilde{q}_1}^2 = \sqrt{(m_{\tilde{q}_L}^2 - m_{\tilde{q}_R}^2)^2 + 4a_q^2 m_q^2}$$

Elle est d'autant plus élevée que le terme  $a_q m_q$  est grand. Or pour résoudre le problème de naturalité, il est nécessaire que le squark le plus lourd,  $\tilde{q}_2$ , ait au plus une masse de l'ordre du TeV. Cela n'est vrai que pour la troisième famille [1]. Cette borne supérieure

implique que le squark le plus léger,  $\tilde{q}_1$ , a une masse d'autant plus faible que  $a_q m_q$  est grand. Les expressions des  $a_q m_q$  sont:

- pour les squarks de type up:  $a_u m_u = (A_u - \mu \cot\beta) m_u$
- pour les squarks de type down:  $a_d m_d = (A_d - \mu \tan\beta) m_d$

Ces termes peuvent être négligés pour les squarks des deux premières générations parce que les masses des quarks correspondants sont très faibles. Dans ce cas, on a  $\Delta m_{\tilde{q}}^2 = |m_{\tilde{q}_L}^2 - m_{\tilde{q}_R}^2|$  avec  $m_{\tilde{q}_L}^2$  et  $m_{\tilde{q}_R}^2$  du même ordre de grandeur que les termes de brisure douce:  $m_{\tilde{u}_L}^2 \sim M_{\tilde{Q}}^2$ ,  $m_{\tilde{u}_R}^2 \sim M_{\tilde{U}}^2$ ,  $m_{\tilde{d}_L}^2 \sim M_{\tilde{Q}}^2$ ,  $m_{\tilde{d}_R}^2 \sim M_{\tilde{D}}^2$ . Les termes de brisure douce sont tous du même ordre de grandeur que l'échelle de brisure de la supersymétrie: pour les deux premières générations de squarks,  $\Delta m_{\tilde{q}}^2$  est faible: les scalaires sont pratiquement dégénérés en masse.

Les particularités des squarks de la troisième génération participent essentiellement des masses des quarks top et bottom qui fournissent à  $a_q m_q$  des valeurs appréciables. La différence de masse entre les états propres peut être accentuée par de grandes valeurs de  $a_q$  qui dépend du couplage trilineaire  $A_q$ , du paramètre  $\mu$  et de  $\cot\beta$  ( $\tan\beta$ ) pour le stop (sbottom).  $a_q m_q$  ne peut pas avoir de trop grandes valeurs sous peine d'obtenir des masses de squarks non physiques, c'est-à-dire telles que  $m_{\tilde{q}}^2 < 0$ . La condition qui en résulte  $a_q m_q < m_{\tilde{q}_L} m_{\tilde{q}_R}$  entraîne une relation entre  $A_q$  et  $\mu$ . Par exemple pour le stop on a

$$A_t < \mu \cot\beta + \frac{m_{\tilde{q}_L} m_{\tilde{q}_R}}{m_t}$$

Il est par ailleurs possible de montrer que  $A_q$  doit être borné pour éviter que le minimum global du potentiel scalaire du MSSM ne brise l'invariance de charge et/ou de couleur [2]. Par exemple pour le stop on a [3]:

$$A_t^2 < 3(M_{\tilde{Q}}^2 + M_{\tilde{U}}^2 + m_2^2)$$

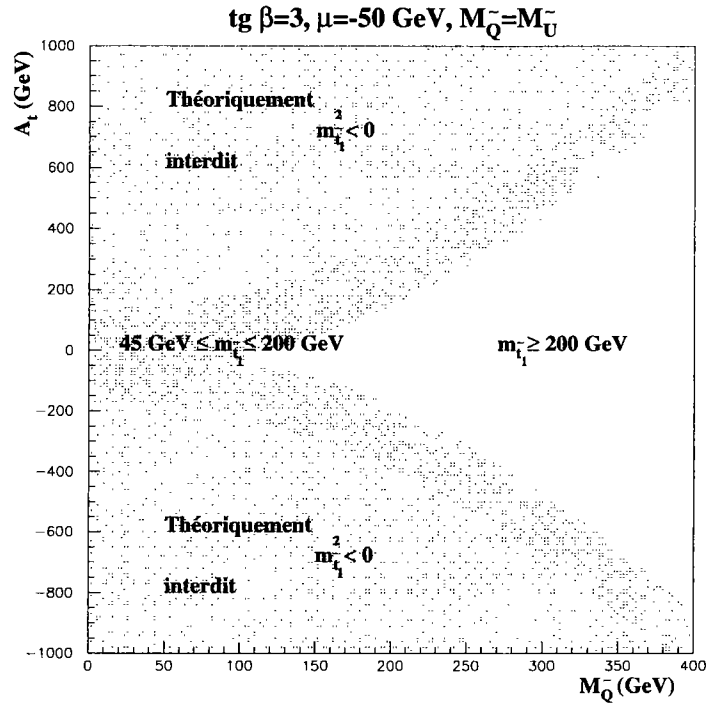
Cette relation est transposable pour  $A_b$ .  $\mu$  est de l'ordre de l'échelle électrofaible puisque ce paramètre intervient dans les conditions de brisure de cette symétrie.

La figure 1 montre les valeurs des masses obtenues pour le stop le plus léger pour un choix donné des différents paramètres qui interviennent dans la matrice de masse. La première condition sur  $A_t$  donne une région théoriquement impossible assez importante. On observe de plus que de faibles masses sont accessibles: le stop peut être plus léger que son superpartenaire, voire même observable aux énergies disponibles à LEP200! Le sbottom peut également être très léger (fig. 2) et sa masse est d'autant plus faible que  $\tan\beta$  est grand. Typiquement le scalaire bottom est le squark le plus léger pour  $\tan\beta \geq 20$  [4].

### 2.1.2 $R_b$

$R_b$  est une observable définie par

$$R_b = \frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})}$$


 Figure 1: Masses du stop le plus léger en fonction de  $A_t$  et  $M_{\tilde{Q}}$ 

L'incertitude théorique majeure sur la valeur de  $R_b$  dans le cadre du Modèle Standard provient de la masse du quark top  $m_t$ , les corrections quantiques dominantes étant données par les diagrammes du type de la figure 3-a. Pour  $m_t=174$  GeV, la valeur attendue est  $R_b=0.2158$  [6]. En 1995, la mesure a donnée:  $R_b=0.2204 \pm 0.0020$  [5] soit une valeur supérieure de 2.3 écarts standards à la prédiction à une boucle du MS. Cette mesure était préliminaire et nécessitait notamment une plus grande compréhension des erreurs systématiques. Néanmoins de nombreuses spéculations théoriques sur une nouvelle physique, plus particulièrement supersymétrique, visant à expliquer cet excès sont apparues.

Les particules du MSSM qui contribuent par des corrections à une boucle à  $R_b$  sont les bosons de Higgs chargés et neutres ( $H^\pm, h^0, H^0, A^0$ ), les squarks de la troisième génération ( $\tilde{t}_1, \tilde{t}_2, \tilde{b}_1, \tilde{b}_2$ ), les jauginos chargés ( $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ ) et neutres ( $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$ ). Des exemples (non exhaustifs) de diagrammes sont donnés figure 3. Les contributions des (s)particules sont différentes selon les valeurs des paramètres du MSSM [7]:

- diagramme  $H^\pm - t$ : le couplage du boson de Higgs chargé à un quark b dans un état de chiralité gauche(droit) est proportionnel à  $m_t \cot\beta(m_b \tan\beta)$ . La contribution de ces graphes est toujours négative: elle diminue donc la valeur du MS.
- diagramme  $\tilde{t}_{1,2} \tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ : l'effet de leur contribution est compliquée par le fait que le chargino est un mélange de higgsinos et de winos chargés. La contribution à  $R_b$  est positive et maximale pour les petites valeurs de  $\tan\beta$  (grand couplage de Yukawa



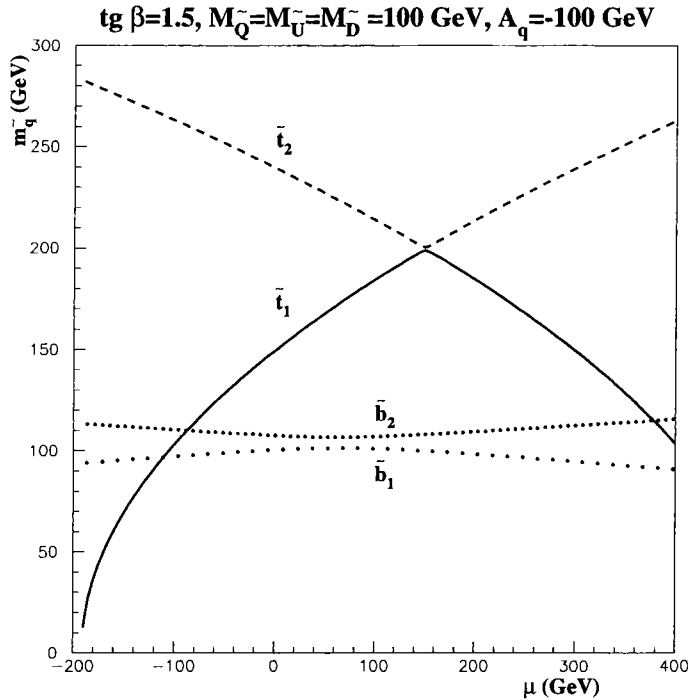


Figure 2: Masses des stops et sbottoms en fonction de  $\mu$

du top  $h_t$ ), pour un stop droit ( $\tilde{t}_1 = \tilde{t}_R$ ) et pour un chargino à dominante higgsino.

- diagramme  $\tilde{b}_{1,2} - \tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$ : pour les grands  $tg\beta$ , le couplage de Yukawa du bottom  $h_b$  est élevé: la contribution des graphes est grande pour un neutralino à dominante higgsino.
- diagramme  $b - h^0 - H^0 - A$ : les couplages des bosons  $h^0$ ,  $H^0$  et  $A$  aux quarks bottom sont proportionnels respectivement à  $h_b \cos \alpha$ ,  $h_b \sin \alpha$  et  $h_b \sin \beta$  ce qui donne une contribution globale proportionnelle à  $m_b^2 tg^2 \beta$  donc importante pour les grands  $tg\beta$ .

La contribution globale à  $R_b$  provenant de la supersymétrie est difficile à définir de façon précise à cause du grand nombre de paramètres. Il est néanmoins possible de dégager les résultats suivants: pour les petites valeurs de  $tg\beta$ , les études concernant les corrections apportées par les boucles de stop-chargino ont montré que la valeur de  $R_b$  peut être substantiellement augmentée pour de faibles valeurs masses de ces particules [6]. Typiquement, pour obtenir  $R_b^{SU5Y} > 0.0020$ , il faut  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \leq 50 - 60$  GeV et  $m_{\tilde{t}_1} \leq 80$  GeV [8]. Ces valeurs ont été obtenues dans l'hypothèse très favorable d'une contribution négative négligeable des diagrammes où interviennent  $H^\pm - t$ . Un ajustement très important des paramètres est nécessaire pour combler complètement la différence entre la valeur mesurée et celle du Modèle Standard. Pour les grandes valeurs de  $tg\beta$ , de grandes contributions peuvent provenir des sbottoms s'ils ont de faibles masses (typiquement inférieures à 100 GeV) ou encore du pseudo-scalaire  $A$ .

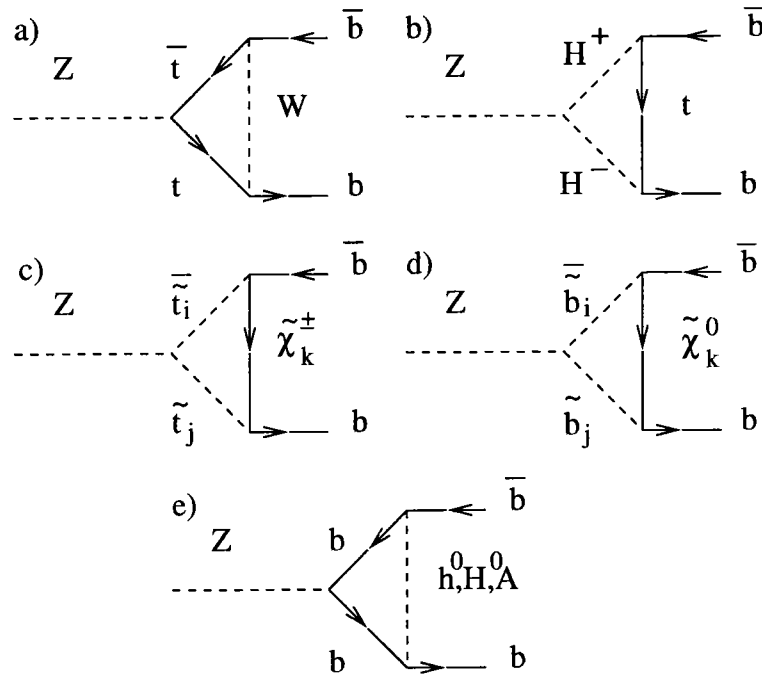


Figure 3: Exemples de corrections à une boucle standard (a) et supersymétriques (b-e) contribuant à  $R_b$

Les résultats de ces études étaient plutôt encourageants parce qu'ils semblaient indiquer que si l'écart entre les valeurs mesurée et prédite de  $R_b$  était partiellement dû à la supersymétrie, les nouvelles particules avaient des masses cinématiquement accessibles à LEP200. L'un des premiers tests expérimentaux de cette explication de  $R_b$  a eu lieu en 1995 avec la première montée en énergie de LEP. Les  $6 \text{ pb}^{-1}$  collectés par DELPHI ont permis d'exclure un chargino léger de masse inférieure à 56.3 GeV [9] qui est précisément la zone de masse intéressante pour le scénario considéré. Ce résultat tend à exclure l'hypothèse des petits  $tg\beta$ . Une contribution pour les grands  $tg\beta$  de la part des diagrammes incluant le sbottom était toujours possible. Néanmoins le rapport  $R_b$  a depuis été remesuré et la valeur est très proche de la prédiction à une boucle du Modèle Standard. Une meilleure compréhension des erreurs systématiques a permis de réduire l'incertitude sur le résultat:  $R_b = 0.21660 \pm 0.00082(sta) \pm 0.00088(sys)$  [10],  $R_b = 0.2165 \pm 0.0012$  [11]. Cette épopée du  $R_b$  a permis de mettre en évidence la nécessité d'utiliser les résultats des mesures précises des observables du Modèle Standard pour contraindre les nouvelles théories. C'est un moyen complémentaire de la recherche directe.

### 2.1.3 Baryogénèse électrofaible

La baryogénèse électrofaible est un mécanisme qui permet d'expliquer l'asymétrie baryons/antibaryons observée dans notre Univers. L'étude des abondances primordiales des éléments légers (comme l'hélium par exemple) a permis de calculer

$$\frac{n_B}{s} = \frac{n_b - n_{\bar{b}}}{s} \sim (0.21 - 0.9)10^{-10}$$

où  $s$  est la densité d'entropie. La cosmologie standard ne permet pas d'expliquer cette asymétrie. Pour la générer dynamiquement à partir d'un état baryonique symétrique, trois conditions, énoncées par Sakharov en 1967 [12], doivent être remplies:

- a) non conservation du nombre baryonique
- b) violation des invariances sous les symétries C et CP
- c) brisure de l'équilibre thermique

Le Modèle Standard vérifie a) : les nombres leptoniques et baryoniques sont conservés au niveau classique mais pas quantiquement à cause des anomalies chirales. En particulier, il est possible de montrer que la variation du nombre de baryons  $\Delta B$  vaut [13]

$$\Delta B = N_f \Delta N_{cs}$$

où  $N_f$  est le nombre de générations et  $N_{cs}$  sont les entiers de Chern-Simons qui s'expriment en fonction des tenseurs des champs de jauge. Le point important est que ces nombres sont un reflet direct de la structure du vide des théories de jauge non abéliennes: le potentiel de ces dernières est périodique et les états de plus basses énergies sont labellés par les  $N_{cs}$  (figure 4). En d'autres termes, le nombre baryonique change si l'on passe d'un vide à un autre. Le point correspondant à la hauteur de la barrière de potentiel est appelé sphaléron, et l'instanton permet de changer d'état fondamental. Le taux de transition qui permet  $\Delta N_{cs}$  pour une température non nulle n'est pas négligeable: cela signifie qu'une asymétrie baryonique générée à une température donnée (par exemple à  $T_{GUT}$  pour les théories de grande unification comme SU(5)) disparaît rapidement parce que l'énergie du sphaléron est trop faible pour interdire  $\Delta B \neq 0$ .

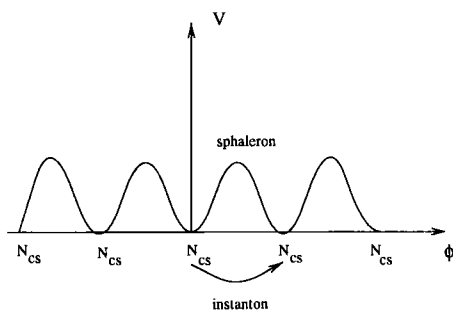


Figure 4: Potentiel des théories de jauge non abéliennes

Le mécanisme de baryogénèse électrofaible consiste à associer une asymétrie baryons/antibaryons à la brisure de la symétrie électrofaible. Plus précisément, la brisure de  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  a lieu à une température critique que nous noterons  $T_C$ . La transition de phase qui permet de passer de  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  à  $U(1)_{QED}$  à  $T = T_C$  crée une asymétrie baryonique par des mécanismes qui ne seront pas développés ici [16]. Elle doit être du premier ordre pour que le taux d'expansion de l'univers à  $T = T_C$  devienne supérieur au taux de transition sphaléron. Cela permet de préserver la baryogénèse. Comme la brisure électrofaible est dictée par le boson de Higgs dans le Modèle

Standard, les contraintes liées à la transition de phase du premier ordre se traduisent par des conditions sur ce scalaire. Si  $E_{sph}$  est l'énergie du sphaléron, la comparaison des taux d'expansion de l'univers et de transition sphaléron impose:

$$\frac{E_{sph}}{T_c} \gtrsim 45 \quad (2.1)$$

ce qui se traduit par

$$\frac{v(T_c)}{T_c} \gtrsim 1 \quad (2.2)$$

où  $v(T_c)$  est la valeur moyenne dans le vide du boson de Higgs à la transition de phase (i.e. en  $T = T_c$ ). Par ailleurs le potentiel scalaire du boson de Higgs s'écrit [17]:

$$V(\phi, T) = V_{class}(\phi) + V_1(\phi, 0) + V_1(\phi, T) \quad (2.3)$$

où  $V_{class}(\phi)$  est le potentiel dans l'approximation de Born ( $V_{class}(\phi) = m^2\phi^2 + \frac{\lambda}{2}\phi^4$ ),  $V_1(\phi, 0)$  et  $V_1(\phi, T)$  les contributions à une boucle pour des températures nulles et non nulles (les calculs à deux boucles existent [18] mais l'approximation à une boucle est suffisante pour la présente discussion). Dans l'approximation des hautes températures, on a :

$$V(\phi, T) = D(T^2 - T_0^2)\phi^2 - ET\phi^3 + \frac{\lambda}{2}\phi^4 + \dots \quad (2.4)$$

où  $D, E$  et  $\lambda$  sont des fonctions qui dépendent de la température. La température critique  $T_c$  correspond à la coexistence simultanée des phases non brisée ( $V(T_c) = 0$ ) et brisée ( $\frac{\partial V}{\partial \phi}|_{T=T_c} = 0$ ) permet d'aboutir à:

$$\frac{\langle \phi(T_c) \rangle}{T_c} = \frac{E}{\lambda} \quad (2.5)$$

ce qui fait de  $\lambda$  le paramètre d'ordre de la transition de phase. Dans le Modèle Standard,  $E$  vaut:

$$E = \frac{2}{3} \left( \frac{2m_W^3 + m_Z^3}{\sqrt{2}\pi v^3} \right)$$

Or  $\lambda$  est directement relié à la masse du Higgs par  $m_H^2 = \lambda v^2$ . Les différentes conditions de baryogénèse se traduisent donc par une contrainte sur la masse du boson de Higgs:

$$\frac{v(T_c)}{T_c} = \frac{\langle \phi(T_c) \rangle}{T_c} \gtrsim 1 \Rightarrow \frac{E}{\lambda} \gtrsim 1 \Rightarrow M_H \lesssim 40 \text{ GeV} \quad (2.6)$$

L'inclusion de corrections d'ordres supérieurs et de calculs sur réseau [19] donne des conditions moins strictes (jusqu'à 80 GeV). Néanmoins les recherches directes du boson de Higgs standard donnent actuellement des limites au delà de ces masses:  $m_H \geq 84.2$  à 88.6 GeV [22] ce qui contraint fortement le scénario de baryogénèse électrofaible dans le cadre du Modèle Standard.

Dans le Modèle Standard Supersymétrique Minimal, les corrections radiatives du secteur du Higgs sont fortement dépendantes des scalaires top à cause du fort couplage

de Yukawa du quark top  $h_t$ . Ainsi il est possible de montrer dans l'approximation  $m_A \gg M_Z$  que la relation entre les masses des scalaires  $h$  et top est [20]:

$$m_h^2 = m_Z^2 \cos^2 2\beta \left( 1 - \frac{3}{8\pi^2} \frac{m_t^2}{v^2} t \right) + \frac{3}{4\pi^2} \frac{m_t^4}{v^2} \left[ \frac{1}{2} X_{\tilde{t}} + t + \frac{1}{16\pi^2} \left( \frac{3 m_t^2}{2 v^2} - 32\pi\alpha_3 \right) (X_{\tilde{t}} t + t^2) \right] \quad (2.7)$$

avec

$$X_{\tilde{t}} = \frac{2(A_t - \mu \cot\beta)^2}{M_{SUSY}^2} \left( 1 - \frac{(A_t - \mu \cot\beta)^2}{12M_{SUSY}^2} \right)$$

et

$$t = \log\left(\frac{M_{SUSY}^2}{M_t^2}\right) \quad m_t = \frac{M_t}{1 + \frac{4}{3\pi}\alpha_3(M_t)}$$

Les courbes de la figure 6 montrent nettement les dépendances de la masse  $m_h$  en  $A_t, tg\beta$ . La dépendance en  $\mu$  s'atténue avec une augmentation de  $tg\beta$ . Notons que nous sommes ici dans l'approximation  $m_A \gg M_Z$ . Cela implique que le  $m_h$  obtenu est maximal [20] pour une collection donnée de paramètres. On observe par ailleurs que  $m_h$  ne cesse d'augmenter. La borne supérieure est obtenue à partir de la condition sur  $A_t$  qui interdit la violation de charge et de couleur. Dans l'approximation  $m_{\tilde{Q}} = m_{\tilde{U}} = M_{SUSY}$ , cela correspond à  $A_t = \sqrt{6}M_{SUSY}$ . Pour des stops ayant des masses proches de celle

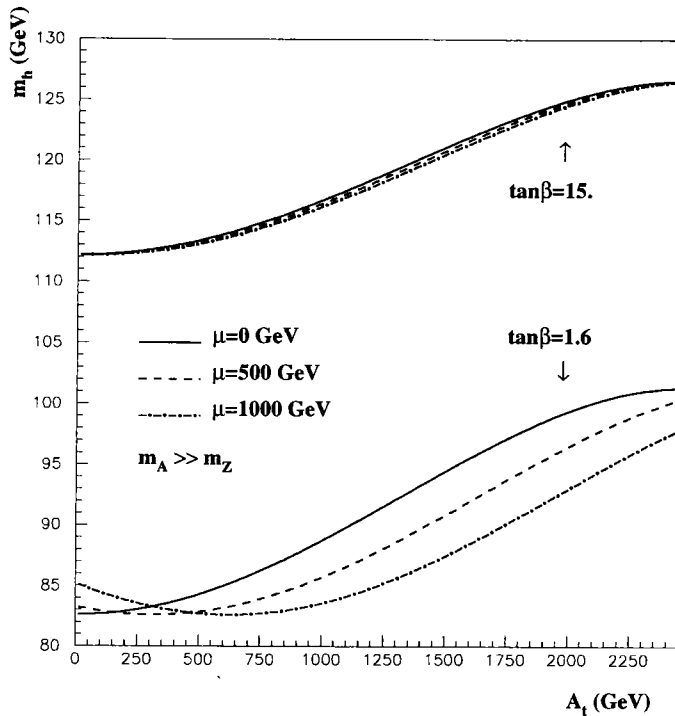


Figure 5: Masses du boson de Higgs en fonction du couplage trilinéaire  $A_t$

du top on retrouve la relation classique  $m_h = m_Z \cos 2\beta$ . Cela provient de la vertu

primaire de la supersymétrie (suppression des divergences quadratiques). Les scalaires top interviennent fortement dans les corrections du potentiel effectif et modifient donc les résultats des conditions imposées par la baryogénèse électrofaible. Plus précisément, seuls les scalaires contribuent au paramètre  $E$  qui intervient dans la condition  $\frac{E}{\lambda} \gtrsim 1$ . Les stops permettent une augmentation de  $E$  ce qui accentue la transition de phase. Il en résulte une diminution de la borne inférieure concernant  $\frac{v(T_C)}{T_C}$  et donc une augmentation de la borne supérieure sur la masse du boson de Higgs. Les conditions requises sur les masses des particules sont  $75 \text{ GeV} \leq m_h \leq 105 \text{ GeV}$  et  $100 \text{ GeV} \leq m_{\tilde{t}_R} \leq m_t$  [21]. Un exemple de la dépendance de  $\frac{v(T_C)}{T_C}$  en  $\tilde{A}_t = A_t - \mu \cot \beta$  est donné figure 6 [20]. Les limites actuelles sur les higgs supersymétriques obtenues par recherche directe,  $m_h \geq 80 \text{ GeV}$  et  $m_A \geq 120 \text{ GeV}$  pour  $tg\beta \leq 2$  [22], n'excluent pas le scénario de baryogénèse électrofaible dans le cadre du MSSM.

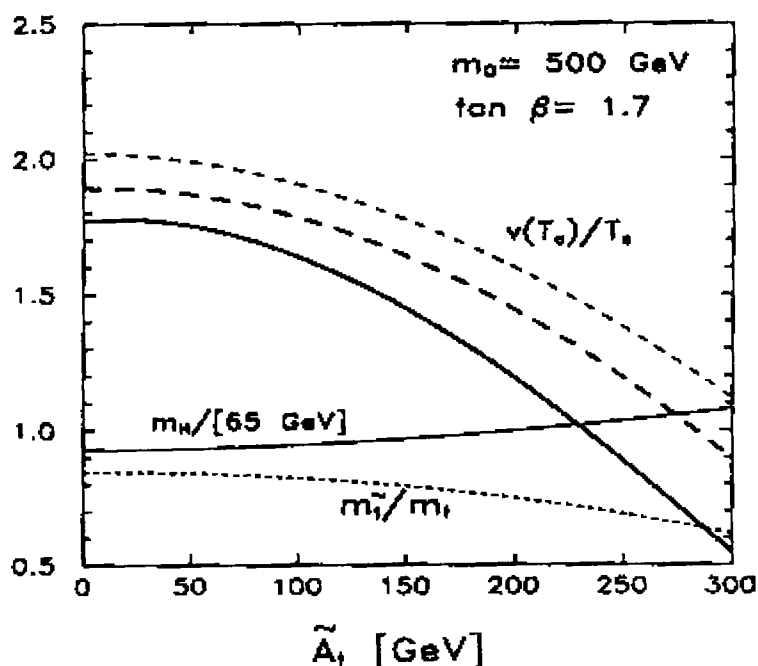


Figure 6:  $\frac{v(T_C)}{T_C}$  en fonction de  $\tilde{A}_t = A_t - \mu \cot \beta$  pour  $tg\beta = 1.7$ . Les trois courbes (deux en pointillés, une en gras) correspondent à différentes hypothèses sur les termes de brisure douce. Les masses du boson de Higgs et du scalaire top, normalisée respectivement à 65 GeV et à la masse du quark top, sont également représentées.

Néanmoins, si à la fin de LEP200 aucun boson de Higgs n'a été mis en évidence, il sera difficile d'expliquer l'asymétrie baryons/antibaryons de cette façon.

## 2.2 Production de squarks à LEP200

Les squarks sont produits à LEP200 par échange dans la voie s d'un photon et d'un boson  $Z$  (figure 7). Le couplage squark-squark-photon est proportionnel à la charge du

squark qui est la même que celle du quark partenaire. Le couplage squark-squark-Z dépend quant à lui fortement de l'angle de mélange et est proportionnel à  $(I_3^q \cos^2 \theta_q - Q_{\tilde{q}} \sin^2 \theta_W)$  où  $I_3^q$  est le nombre quantique d'isospin faible,  $\theta_q$  l'angle de mélange du squark considéré,  $Q_{\tilde{q}}$  sa charge et  $\theta_W$  l'angle de Weinberg. On observe alors que le couplage au Z peut s'annuler pour une valeur particulière de l'angle de mélange qui vaut:

$$\theta_q = a \cos\left(\sqrt{\frac{Q_{\tilde{q}} \sin^2 \theta_W}{I_3^q}}\right)$$

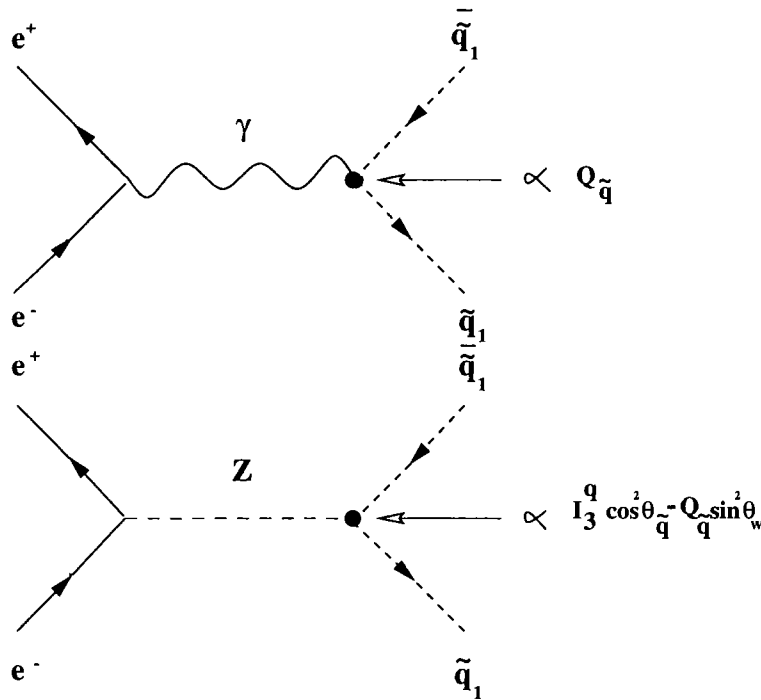


Figure 7: Graphes de production de squarks à LEP200

Cela correspond à un angle de 0.98 rad pour le stop et 1.17 pour le sbottom. La section efficace de production vaut, dans l'approximation de Born[23]:

$$\sigma^b = \frac{\pi \alpha^2 N_C}{3s} \beta^3 \left[ Q_{\tilde{q}}^2 + \left( \frac{(v_e^2 + a_e^2) v_{\tilde{q}}^2}{16 \sin^4 \theta_W \cos^4 \theta_W} s^2 - \frac{Q_{\tilde{q}} v_e v_{\tilde{q}}}{2 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} s(s - m_Z^2) \right) \frac{1}{(s - m_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 m_Z^2} \right]$$

avec  $v_e = 2 \sin^2 \theta_W - \frac{1}{2}$ ,  $a_e = -\frac{1}{2}$ ,  $v_{\tilde{q}} = 2(I_3^q \cos^2 \theta_q - Q_{\tilde{q}} \sin^2 \theta_W)$ ;  $N_C$  est le facteur de couleur qui vaut 3. La section efficace est minimale pour

$$\cos^2 \theta_{min} = \frac{Q_f}{I_3^q} \sin^2 \theta_W \left[ 1 + \left( 1 - \frac{m_Z^2}{s} \cos^2 \theta_W \right) \frac{L_e + R_e}{L_e^2 + R_e^2} \right]$$

avec  $L_e = \sin^2 \theta_W - \frac{1}{2}$  et  $R_e = \sin^2 \theta_W$ . Les angles pour lesquels  $\sigma^b$  est minimal sont égaux à 5% près à ceux du découplage au Z pour les énergies qui nous intéressent.

Remarquons que la section efficace différentielle vaut:

$$\frac{d\sigma^b}{d\cos\theta} = \frac{3}{4} \sin^2\theta \sigma^b$$

Les corrections gluoniques (figure 8) modifient cette section efficace.

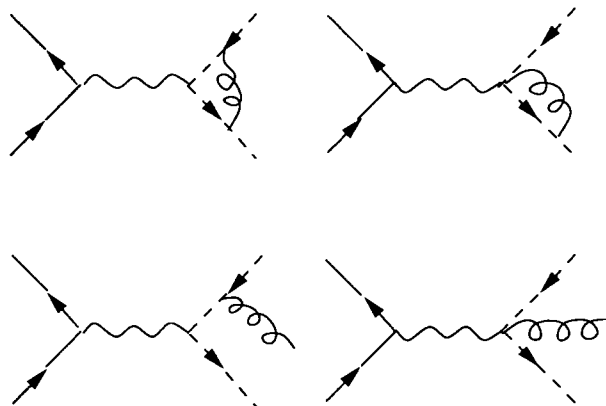


Figure 8: Corrections QCD à la production des squarks à LEP200.

On peut montrer qu'elles sont factorisables et que la section efficace s'écrit alors [27]:

$$\sigma^{QCD}(e^+e^- \rightarrow \tilde{q}_1\tilde{q}_1^*(g)) = \sigma^b \left[ 1 + \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} f(\beta) \right]$$

$f(\beta)$  est assez compliquée mais une approximation qui donne des résultats à 1.5% près s'écrit:

$$f(\beta) \simeq \frac{\pi^2}{2\beta} - \frac{1+\beta}{2} \left( \frac{\pi^2}{2} - 3 \right)$$

Dans la limite haute énergie:  $\beta \rightarrow 1$ ,  $f(\beta) \rightarrow 3$ . La correction est alors quatre fois plus élevée que celle des quarks dans la même limite. On aboutit alors à des corrections QCD au plus égales à 15%.

Les effets de radiations de photons dans l'état initial sont pris en compte par la fonction [27]:

$$L_{ee}(x) = \left[ \beta_{em}(1-x)^{\beta_{em}-1} \left( 1 + \frac{3}{4}\beta_{em} \right) - \frac{1}{2}\beta_{em}(1+x) \right] \left[ 1 + \alpha_{em} \left( \frac{\pi}{3} - \frac{1}{2\pi} \right) \right]$$

avec

$$\beta_{em} = \frac{2\alpha_{em}}{\pi} \left( \ln \frac{s}{m_e^2} - 1 \right)$$

Si l'on prend en compte ces effets, la section efficace globale s'écrit [27]:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_1^*)^{tot} = \int_0^1 L_{ee}(x) \sigma^{QCD}(xs) dx$$



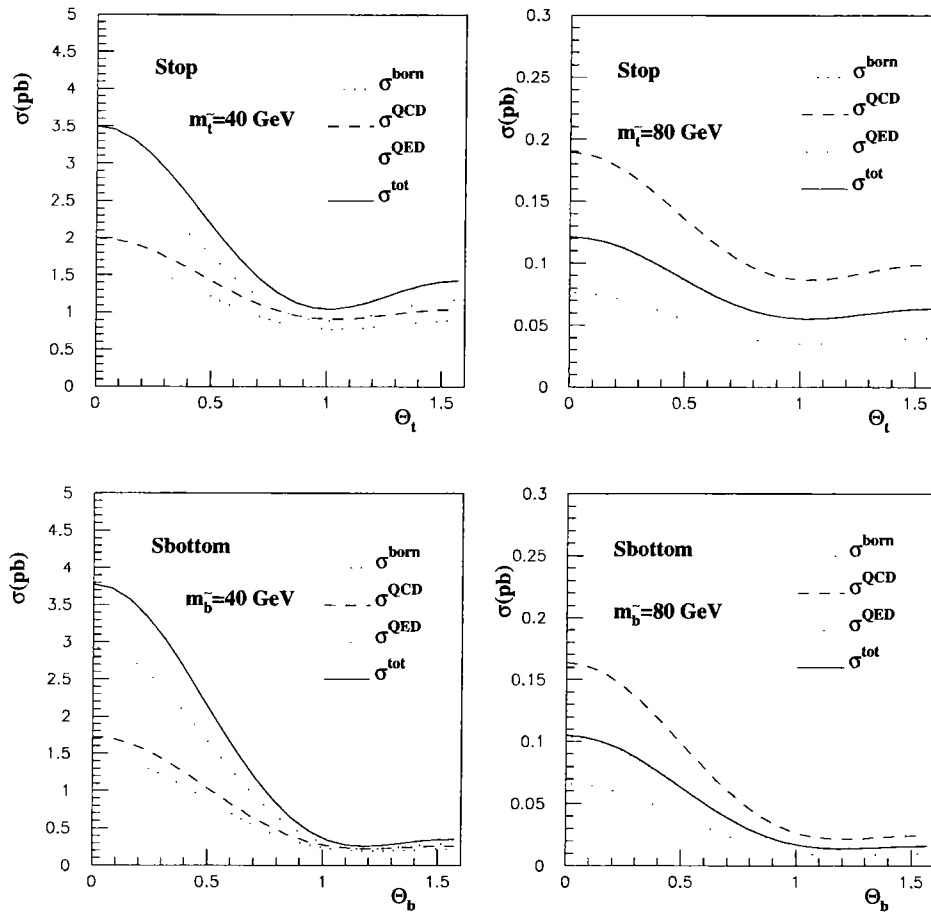
$\sqrt{s}=172 \text{ GeV}$ 


Figure 9: Sections efficaces de production en fonction de l'angle de mélange

Les effets des corrections QCD et QED sont visibles sur la figure 9 où sont représentées différentes sections efficaces à  $\sqrt{s}=172 \text{ GeV}$ :  $\sigma^{born}$ ,  $\sigma^{QCD}$ ,  $\sigma^{QED}$  et la section efficace totale incluant à la fois les corrections QCD et QED. On observe que les corrections QCD, toujours positives, sont d'autant plus importantes que les valeurs des masses sont proches du seuil de production. Elles atteignent 60% pour un squark de 80 GeV. Elles sont par contre constantes loin du seuil ( $\beta \rightarrow 1$  donc  $f(\beta) \rightarrow 3$ ) et sont de l'ordre de 15%. Les corrections QED sont quant à elles positives pour des masses loin du seuil mais négatives dans la cas contraire. La section efficace est alors fortement augmenté pour des masses faibles devant  $\sqrt{s}/2$ . Pour des masses proches du seuil de production, les corrections négatives de QED tendent à compenser les effets positifs de QCD et la section efficace résultante est fort proche (à 5% près pour un squark de 80 GeV) de celle obtenue dans l'approximation de Born.

## 2.3 Les désintégrations des squarks dans le MSSM

Nous allons dans ce paragraphe nous intéresser aux désintégrations des scalaires top et bottom dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal. Précisons toutefois un point. Dans le premier chapitre de cette thèse, le MSSM a été obtenu en opérant une simple opération de supersymétrie sur le groupe de jauge du Modèle Standard. Mais il n'est alors pas possible de briser la supersymétrie de façon satisfaisante. La brisure spontanée s'inscrit plus plaisamment dans le cadre des théories de supergravité. Cela signifie que celle-ci doit être présente dans les modèles basse énergie: le gravitino est donc présent dans le MSSM, mais on considère qu'il découple et que ses effets sont négligeables.

L'un des premiers problèmes à résoudre lorsque l'on souhaite identifier les produits de désintégration de particules supersymétriques dans des modèles avec  $R_{\text{parité}}$  conservée est l'identité de la LSP. C'est point important dont dépendra les signatures des signaux expérimentalement recherchés. Nous prendrons en compte les résultats obtenus lors de l'étude des désintégrations des squarks de la troisième génération.

### 2.3.1 Qui est la LSP?

Si l'on s'astreint à la physique des particules seule, tous les superpartenaires peuvent être identifiés à la LSP. Il est nécessaire de se tourner vers la cosmologie pour aboutir à d'autres conclusions. Le modèle du big-bang<sup>1</sup> nous indique que l'univers était il y a fort longtemps (environ  $10^{10}$  années) constitué d'un plasma de particules à l'équilibre thermodynamique par des interactions rapides d'annihilation et de création. Son expansion et son refroidissement ont entraîné une rupture de cet équilibre: les particules massives sont devenues non relativistes ( $T < m$ ) et leur densité a chuté exponentiellement à cause des annihilations. Elles ont disparu presque complètement. Seules celles dont le taux d'annihilation est devenu inférieur à celui de l'expansion de l'univers ont pu être sauvées: elles ont découplé et sont parvenues jusqu'à nous sans plus jamais interagir [28] [30]. Il est alors possible de calculer sa densité actuelle.

Une LSP chargée de masse inférieure à 350 GeV aurait été détectée dans les recherches de protons anormaux [31]: les charginos ou les sleptons chargés ne peuvent constituer des candidats LSP pour les énergies à LEP200. Le même argument s'applique pour les gluinos et les squarks, à condition que ceux-ci forment des hadrons chargés. Cela n'est absolument pas certain [31] et la possibilité d'avoir un gluino ou un squark LSP ne peut être péremptoirement écartée. Enfin, il n'y a pas d'arguments contre un neutralino ou un sneutrino LSP.

Il est possible de restreindre le nombre de candidats LSP en supposant que cette dernière intervient dans problème de la matière noire. Une solution possible à celui-ci repose sur l'existence d'une particule massive interagissant faiblement (notée WIMP: Weakly Interactive Massive Particle) [29]. Et c'est là qu'intervient la physique des particules: la LSP et le WIMP ne pourrait former qu'une seule et même entité [29]. Néanmoins, pour que cette solution soit possible, il est nécessaire que la section efficace d'anni-

---

1. Des informations supplémentaires sont données dans l'annexe B

hilation de la LSP ne soit pas trop élevée pour éviter une disparition exponentielle. La probabilité qu'une particule chargée ou colorée soit la LSP est donc faible. Parmi toutes les particules du MSSM, il ne demeure alors comme candidat LSP que le neutralino le plus léger  $\tilde{\chi}_1^0$  et le sneutrino  $\tilde{\nu}$  [31]. Il y a priori peu de contraintes sur  $\tilde{\chi}_1^0$  [29]. Par contre, pour qu'un sneutrino ait des propriétés cosmologiques intéressantes, il faut qu'il soit ou bien très léger, c'est-à-dire de masse inférieure à 10 GeV [32], ce qui est exclu par les recherches à LEP100 ( $m_{\tilde{\nu}} > 41$  GeV [36]), ou bien très lourd [33]:  $550 \text{ GeV} \lesssim m_{\tilde{\nu}} \lesssim 2300 \text{ GeV}$ . Ceci implique que le neutralino est le candidat LSP le plus probable à LEP200 dans le cadre du MSSM.

### 2.3.2 Désintégrations du stop

Les désintégrations  $\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{g}$  sont cinématiquement interdites à LEP200. On peut classer les autres canaux possibles comme suit:

- désintégrations à 2 corps dans l'état final:

La désintégration la plus simple avec deux corps dans l'état final à LEP200 est  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_{1,2}^+$  (figure 10). La largeur correspondante s'écrit, en négligeant la masse du quark bottom [23]:

$$\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_i^+) = \frac{g^2}{16\pi} m_{\tilde{t}_1} (l_{1i}^2 + k_{1i}^2) \left[ 1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_i^+}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2} \right]^2 \quad (2.8)$$

$l_{1i}$  et  $k_{1i}$  dépendent de l'angle de mélange du stop  $\theta_t$  [23] et des éléments de matrices  $U_{ij}$  et  $V_{ij}$  définis au premier chapitre.  $g$  est la constante de couplage de  $SU(2)_L$ .

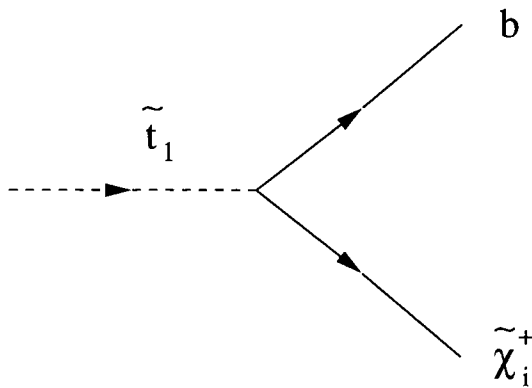


Figure 10: Désintégration du stop en b chargino.

D'autres désintégrations à deux corps dans l'état final sont possibles:  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_i^0$  et  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$  (figure 11). Le changement de saveur a lieu par des corrections radiatives [34]. La désintégration de  $\tilde{t}_1$  est alors possible par la composante  $\tilde{c}_L$  de  $\tilde{t}_1$ :

$\tilde{t}_1(\text{phys}) = \tilde{t}_1 + \epsilon \tilde{c}_L$  avec [34]:

$$\epsilon = -\frac{\Delta_L \cos \theta_t - \Delta_R \sin \theta_t}{m_{\tilde{c}_L}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2}$$

où  $\Delta_L$  et  $\Delta_R$  dépendent des éléments de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, des paramètres de brisure douce [34]. En prenant  $|K_{bt}| = 1$ ,  $|K_{cb}| = 0.005$ ,  $m_b = 5 \text{ GeV}$ ,  $m_W = 82 \text{ GeV}$ , on aboutit à l'estimation suivante:  $\epsilon = (1 - 4) \times 10^{-4}$ . Cette estimation provient de [34].

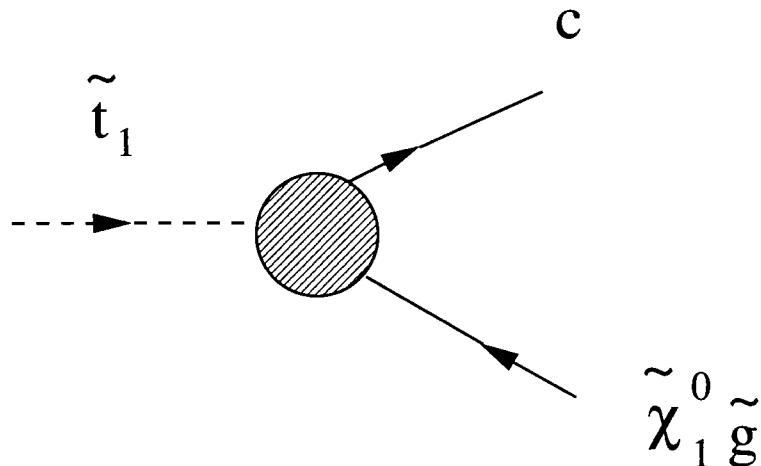


Figure 11: Désintégration du stop en c neutralino/gluino.

Les largeurs de désintégration s'écrivent [34]:

$$\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_i^0) = \frac{g^2}{16\pi} |\epsilon|^2 m_{\tilde{t}_1} b_{i1} \left[ 1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_i^0}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2} \right]^2 \quad (2.9)$$

$$\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}) = |\epsilon|^2 \frac{2}{3} \alpha_S m_{\tilde{t}_1} \left[ 1 - \frac{m_{\tilde{g}}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2} \right]^2 \quad (2.10)$$

où  $b_{i1}$  tient compte de la composition du neutralino [23]:

$$b_{i1} = -\frac{2\sqrt{2}}{3} \sin \theta_W N_{i1} - \sqrt{2} \left( \frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) \frac{N_{i2}}{\cos \theta_W}$$

$N_{ij}$  est la matrice de masse unitaire qui diagonalise celle des neutralinos définie au cours du premier chapitre. La faible valeur du paramètre  $\epsilon$  dû au changement de saveur  $\tilde{t} - \tilde{c}$  a une conséquence immédiate sur les largeurs de désintégration: les temps correspondants sont beaucoup plus grand que le temps typique de l'interaction QCD:  $\tau_{QCD} \sim 10^{-23} \text{ s}$ . On en déduit que, si ces canaux de désintégration sont dominants, le stop s'hadronise avant de se désintégrer.

- désintégrations à trois corps dans l'état final

Les désintégrations  $\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\tilde{\nu}$  et  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{l}^+\nu$  par échange d'un chargino virtuel sont possibles si  $m_{\tilde{t}_1} > m_{\tilde{\nu}} + m_b$  dans le premier cas et si  $m_{\tilde{t}_1} > m_{\tilde{l}} + m_b$  dans le second (figure 12). Les largeurs, calculées dans les limites  $m_{\tilde{t}_1} \ll m_{\tilde{\chi}_1^+} \ll m_{\tilde{\chi}_2^+}$ ,  $m_b \rightarrow 0$ ,  $m_l \rightarrow 0$ , valent [34]:

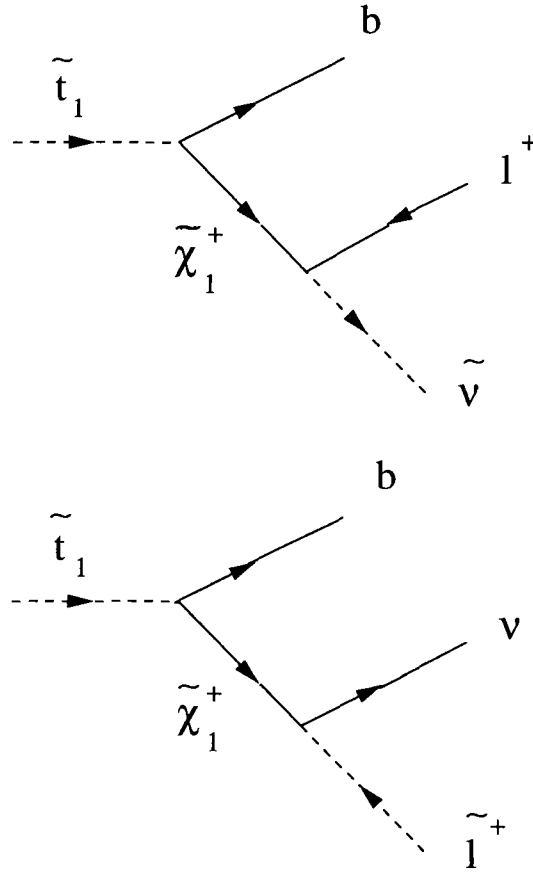


Figure 12: Désintégration du stop à trois corps dans l'état final.

$$\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\tilde{\nu}) \sim \frac{m_{\tilde{t}_1}^5}{m_{\tilde{\chi}_1^+}^4} |c|^2 f(R_{\tilde{\nu}}) \quad (2.11)$$

$$\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{l}^+\nu) \sim \frac{m_{\tilde{t}_1}^3}{m_{\tilde{\chi}_1^+}^2} |c'|^2 g(R_{\tilde{l}}) \quad (2.12)$$

où  $c$  et  $c'$  dépendent des angles de mélange et des éléments de matrices  $V_{ij}$  et  $U_{ij}$ :

$$c = |V_{11}|^2 \cos \theta_t + \frac{m_t}{\sqrt{2}m_W \sin \beta} V_{11}^* V_{12} \sin \theta_t$$

$$c' = U_{11} \left[ V_{11} \cos \theta_t + \frac{m_t V_{12} \sin \theta_t}{\sqrt{2}m_W \sin \beta} \right]$$

$f$  et  $g$  sont des fonctions qui dépendent respectivement de  $R_{\tilde{\nu}} = \frac{m_{\tilde{\nu}}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2}$  et de  $R_{\tilde{l}} = \frac{m_{\tilde{l}}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2}$  [34].

D'autres désintégrations à trois corps dans l'état final sont possibles:  $\tilde{t}_1 \rightarrow bW^+\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{t}_1 \rightarrow bH^+\tilde{\chi}_1^0$  par échange d'un sbottom, d'un chargino ou d'un top virtuel [24]. Néanmoins, dans le MSSM, le boson de Higgs chargé a une masse supérieure à celle du  $W$  dans l'approximation de Born (voir chapitre 1). Par ailleurs, une limite inférieure de 310 GeV a été obtenue à partir de la mesure de la limite supérieure sur le rapport d'embranchement de  $b \rightarrow s\gamma$  par la collaboration CLEO [25] [26]. Les désintégrations du stop ayant des higgs chargés ou des  $W$  dans l'état final sont donc cinématiquement interdits à LEP200. Nous ne les considérerons donc pas dans toute la suite.

– désintégrations à quatre corps dans l'état final

Des exemples de désintégrations à quatre corps dans l'état final sont donnés figure 13. Il est fort difficile d'estimer les largeurs correspondantes parce que beaucoup de paramètres interviennent dans les calculs. Néanmoins des estimations [34] ont montré qu'elles étaient négligeables devant celles correspondant aux désintégrations à deux et trois corps dans l'état final. Nous ne considérerons donc pas ces canaux dans toute la suite.

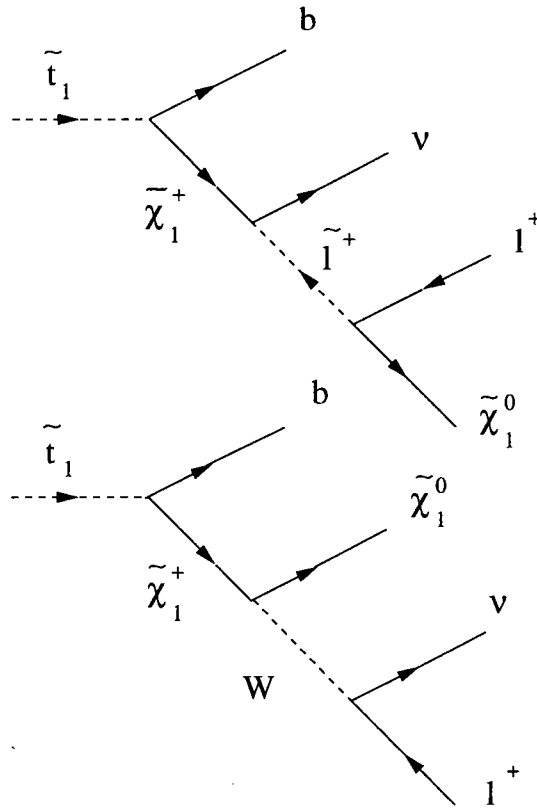


Figure 13: Désintégrations du stop à quatre corps dans l'état final.

Nous avons donc a priori les modes de désintégration suivants pour le stop:

- $m_{\tilde{\chi}_1^+} < m_{\tilde{t}_1}$   $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$
- $m_{\tilde{t}_1} < m_{\tilde{\chi}_1^+}$   $\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\tilde{\nu}$
- $m_{\tilde{t}_1} < m_{\tilde{\chi}_1^+}$   $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{l}^+\nu$
- $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_i^0$
- $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$

Nous allons à présent étudier plus en détails les différents espaces de paramètres pour lesquels un canal domine les autres.

### 2.3.2.1 Cas où le chargino est plus léger que le stop

Supposons que l'on soit dans la cas  $m_{\tilde{\chi}_1^+} < m_{\tilde{t}_1}$ . Il y a alors compétition entre les canaux suivants:  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ ,  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_i^0$ ,  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$ . Comparons les largeurs de ces deux derniers modes:

$$\frac{\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g})}{\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_i^0)} \sim \frac{10}{b_{i1}} \frac{\left[1 - \frac{m_g^2}{m_{\tilde{t}_1}^2}\right]^2}{\left[1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_i^0}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2}\right]^2}$$

Dans le cas où  $b_{i1} = 1$ , le canal  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_i^0$  domine  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$  seulement si le stop et le gluino sont quasiment dégénérés en masse. Cette situation étant marginale, on en déduit que  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$  domine  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_i^0$ . Comparons maintenant  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$  et  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$ :

$$\frac{\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+)}{\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g})} \sim 0.10 \frac{(l_{1i}^2 + k_{1i}^2)}{|\epsilon|^2} \frac{\left[1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_1^+}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2}\right]^2}{\left[1 - \frac{m_g^2}{m_{\tilde{t}_1}^2}\right]^2}$$

On constate que  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$  domine  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$  du fait de la faible valeur de  $\epsilon$  provenant des corrections radiatives ( $|\epsilon|^{-2} \sim 10^8$ ).

En résumé, si les modes de désintégration suivants sont permis:  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ ,  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$ ,  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_i^0$ , alors le premier domine le second (à cause des corrections radiatives intervenant dans ce dernier) qui domine le troisième (l'interaction forte domine la faible). La signature expérimentale d'une paire de squarks à LEP200 dépend alors de la désintégration des charginos. Néanmoins, les masses de stop les plus grandes cinématiquement accessibles sont de l'ordre de 80 à 100 GeV. La limite expérimentale sur la masse du chargino le plus léger obtenue par recherche directe est 67.6 GeV [35]. Cela signifie que le stop doit avoir une masse supérieure à 67.5 GeV pour que la désintégration  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$  correspondant à soit permise. Or les masses de squarks maximales accessibles à LEP200 sont de l'ordre de 80 GeV. Il est donc nécessaire d'étudier l'hypothèse  $m_{\tilde{t}_1} < m_{\tilde{\chi}_1^+}$ .

### 2.3.2.2 Cas d'un chargino plus lourd que le stop

Dans l'hypothèse  $m_{\tilde{t}_1} < m_{\tilde{\chi}_1^+}$ , il y a compétition entre les canaux suivants:  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$  (nous nous bornons dans toute la suite au neutralino le plus léger),  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$ ,  $\tilde{t}_1 \rightarrow bt^+\tilde{\nu}$  et  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{l}^+\nu$ . La situation est plus complexe que précédemment et il est difficile d'estimer simplement les canaux dominants. Enumérons les paramètres dont dépendent les différentes largeurs:  $m_{\tilde{t}_1}, \theta_t$ , les masse et angle de mélange du stop,  $\mu, M_1, M_2, tg\beta$ , les paramètres qui décrivent le secteur des jauginos chargés ( $\tilde{\chi}_1^+$ ) et neutres ( $\tilde{\chi}_1^0$ ),  $m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{\nu}}, m_{\tilde{l}}$ , les masses du gluino, du sneutrino et des sleptons. Dans l'absolu, les masses des sfermions dépendent de nombre de paramètres: les termes de brisure douce, les couplages trilineaires déterminent leur spectre. Deux cas sont alors possibles: on étudie les rapports relatifs des différentes largeurs soit à partir des paramètres du lagrangien supersymétrique soit à partir des masses sans se soucier des mécanismes sous-jacents par lesquels elles sont engendrées. Nous allons ici adopter les deux méthodes, en se plaçant tout d'abord dans le cadre d'un modèle qui suppose l'universalité des paramètres de brisure douce à une échelle de grande unification, et en se plaçant ensuite dans un cadre plus général. Les hypothèses de notre étude concernant les paramètres sont les suivantes:

- a) le neutralino le plus léger  $\tilde{\chi}_1^0$  est la LSP
- b)  $m_{\tilde{t}_1} < m_{\tilde{\chi}_1^+}$
- c)  $m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{\nu}}, m_{\tilde{l}} < m_{\tilde{t}_1}$

a) semble raisonnable compte-tenu de notre discussion sur l'identité de la LSP, b) est l'hypothèse source du débat et est justifiée par la limite obtenue sur la masse du chargino le plus léger par recherche directe et c) exprime simplement le fait que  $\tilde{\chi}_1^0$  est la LSP et que le gluino, le sneutrino et les sleptons doivent être sur couche de masse pour que les désintégrations à trois corps du stop puissent être compétitives. Rappelons enfin les limites sur les masses obtenues par d'autres recherches:

- $m_{\tilde{\nu}} > 41$  GeV [36]
- $m_{\tilde{l}} > 58, 59$  et  $53$  GeV pour les sélectrons, smuons et staus respectivement [37].
- $m_{\tilde{g}} > 6.3$  GeV [45] et  $m_{\tilde{g}} > 150$  GeV [51]

**Modèle mSUGRA** Les modèles dits 'minimal SUGRA' (mSUGRA) supposent l'universalité des termes de brisure douce à une énergie correspondant à l'échelle de grande unification  $M_{GUT} = 10^{16}$  GeV:

- scalaires:  $M_{\tilde{Q}} = M_{\tilde{U}} = M_{\tilde{D}} = M_{\tilde{L}} = M_{\tilde{E}} = m_0$
- jauginos:  $M_1 = M_2 = M_3 = m_{1/2}$



et cela en plus de l'unification des couplages:  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha_{GUT}$ . La partie du lagrangien correspondant à la brisure de la supersymétrie s'écrit alors, à  $Q = M_{GUT}$ :

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{soft} = & m_0^2 \sum_i |\varphi_i|^2 + m_{1/2} \sum_j \lambda_j \lambda_j + A_0 m_0 [h_{ab}^u Q_a U_b^c H_2 \\
 & + h_{ab}^d Q_a D_b^c H_1 + h_{ab}^e L_a E_b^c H_1] + B_0 m_0 [\mu_0 H_1 H_2]
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

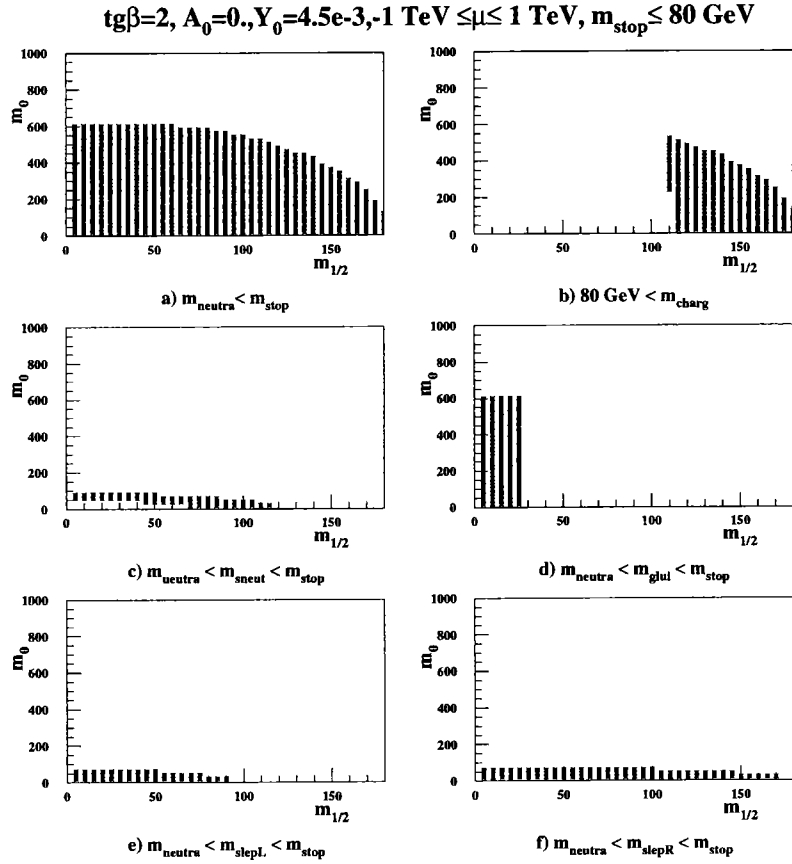
où  $h_{ab}^{u,d,e}$  sont les couplages de Yukawa ( $a, b = 1, 2, 3$  correspondant aux générations),  $Q_a, L_a$  les doubles de  $SU(2)_L$  de squarks et de sleptons,  $U_b^c, D_b^c$  et  $E_b^c$  les singlets de  $SU(2)_L$  des champs conjugués de charge des squarks up, down et des sleptons,  $H_{1,2}$  les doublets de champs de Higgs de  $SU(2)_L$ ,  $\varphi_i$  représentent tous les champs scalaires et  $\lambda_j$  les champs de jauginos.

Cette hypothèse d'universalité des termes de brisure douce à la même échelle que celle correspondant à l'unification des couplages, inspirée des modèles de supergravité (voir chapitre 1), présente un aspect très intéressant: à partir de 5 paramètres ( $m_0, m_{1/2}, A_0, B_0, \mu_0$ ) (la constante de couplage  $\alpha_{GUT}$  n'est pas considérée comme un paramètre du modèle) il est possible de calculer les masses de toutes les particules à basse énergie à l'aide des équations de groupe de renormalisation. L'étude concernant les comparaisons des largeurs de désintégration du stop consiste alors à chercher les espaces de paramètres pour lesquels les conditions a), b) et c) sont remplies et à déterminer alors quel canal domine.

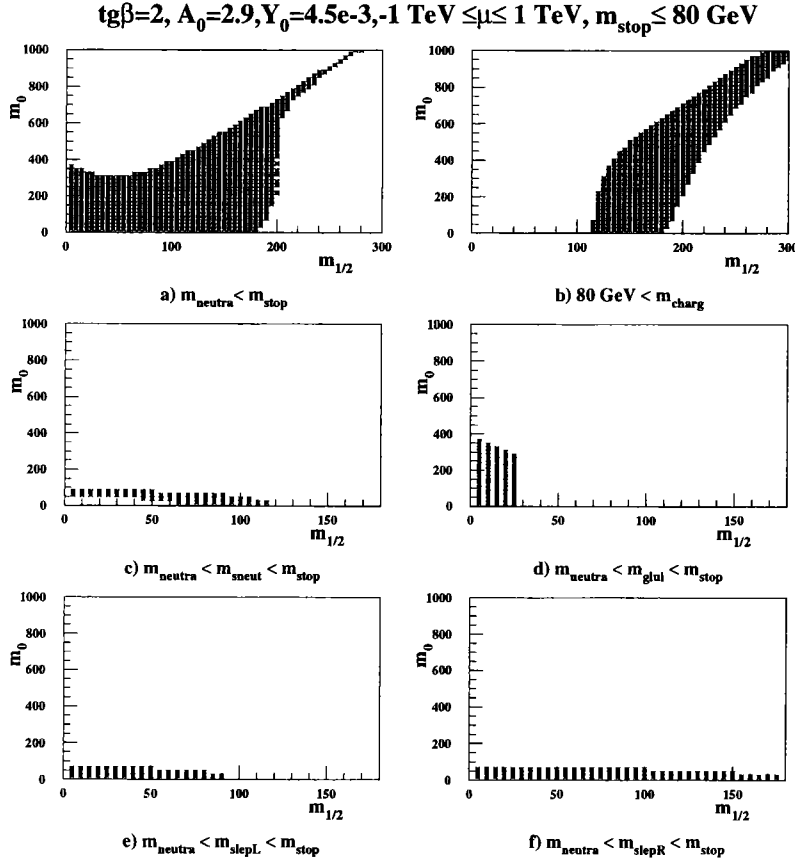
On peut observer sur la figure 14 un ensemble d'espaces de paramètres correspondant à différentes hypothèses sur les masses des particules. Les valeurs initiales choisies sont  $\alpha_{GUT} = 1/24.3, tg\beta = 2, A_0 = 0, Y_0 = 4.5 \cdot 10^{-3}$  où  $Y_0$  est fixé à partir de la masse du quark top:  $Y_0 = 4.5 \cdot 10^{-3}$  correspond à  $m_{top} \simeq 175$  GeV, valeur compatible avec celles mesurées par D0 et CDF [46]. Toutes les valeurs des autres paramètres  $m_0, m_{1/2}(\mu)$  dans la gamme  $[0, 1000]([-1000, 1000])$  GeV ont été testées, les valeurs des masses des particules correspondantes ont été calculées, et n'ont été retenues que les valeurs des paramètres donnant des masses vérifiant certaines conditions. Ainsi les figures 14a-f correspondent à la région, dans le plan  $(m_{1/2}, m_0)$ , pour laquelle la masse du stop est inférieure à 80 GeV et:

- figure 14a:  $m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{t}_1}$
- figure 14b:  $m_{\tilde{\chi}_1^+} > 80$  GeV
- figure 14c:  $m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{\nu}} < m_{\tilde{t}_1}$
- figure 14d:  $m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{g}} < m_{\tilde{t}_1}$
- figure 14e:  $m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{l}_L} < m_{\tilde{t}_1}$
- figure 14f:  $m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{l}_R} < m_{\tilde{t}_1}$

Le mélange a été négligé pour les sleptons. L'intersection des domaines des figures 14a et 14b correspond à l'espace de paramètres pour lequel la désintégration  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$  est cinématiquement possible dans l'hypothèse d'un chargino plus lourd que le stop.


 Figure 14: Domaines dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$  cinématiquement accessibles.

On constate, en comparant les figures 14a et 14b, que cette dernière condition réduit fortement l'espace accessible. Ceci est dû à la condition d'universalité  $M_1 = M_2 = m_{1/2}$  qui relie le secteur des jauginos chargés et neutres. Cette relation se traduit à l'échelle électrofaible par  $M_1 = \frac{5}{3}M_2 \tan^2 \theta_W \simeq 0.5M_2$ . Elle empêche une grande différence de masse entre  $\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{\chi}_1^+$ . Le recouvrement entre les espaces des figures 14b et 14c est négligeable. Cela signifie que la désintégration  $\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\tilde{\nu}$  est fort peu probable si  $m_{\tilde{\chi}_1^+} > 80 \text{ GeV}$ . Ceci est lié au fait qu'il est difficile, avec les conditions d'universalité, d'avoir un chargino lourd et un sneutrino léger. En particulier  $\tilde{\nu}$  ne bénéficie pas du couplage de Yukawa: sa masse est faible si  $m_0$  et  $m_{1/2}$  ont des faibles valeurs. De la même façon, il n'y a pas de région commune entre les espaces des figures 14b et 14d: il est impossible d'avoir un gluino léger et un chargino lourd. Ceci provient encore de  $M_1 = M_2 = M_3 = m_{1/2}$ . La masse du gluino à basse énergie vaut  $m_{\tilde{g}} \simeq 2.7m_{1/2}$ . Elle diminue donc avec  $m_{1/2}$ . Enfin, pour ce qui concerne les sleptons, on observe, en comparant les figures 14b 14e et 14f, que la désintégration  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{l}_L\nu$  est impossible mais qu'il existe une petite région de l'espace de paramètres pour laquelle  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{l}_R\nu$  est possible.


 Figure 15: Domaines dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$  cinématiquement accessibles.

On peut observer l'effet de la contribution du couplage trilinéaire sur les régions a) et b) en comparant les figures 14 et 15. Il a été vu dans la première partie de ce chapitre la condition que  $A_t$  doit remplir pour que le minimum du potentiel scalaire ne brise pas l'invariance de charge et de couleur. Avec les notations du lagrangien (2.13), cette contrainte s'écrit:  $|A_0| < 3$ . Cela impose que l'élément le plus important de la matrice de masse qui confère au stop de faibles masses est  $\mu \cot \beta$ . L'effet du couplage trilinéaire n'est néanmoins pas négligeable.

Les distributions de la figure 16 sont les mêmes que celles des représentations 14 et 15 mais pour les valeurs initiales suivantes:  $tg\beta = 15, Y_0 = 1.4 \cdot 10^{-3}, A_0 = 2.9$  (cette valeur de  $Y_0$  donne la même masse pour le quark top que précédemment). On peut constater très nettement l'influence de  $tg\beta$ : les domaines cinématiquement accessibles se réduisent fortement. Ce phénomène s'accroît avec une augmentation de  $tg\beta$ . Mais ce fait est attendu: pour des valeurs de  $tg\beta$  supérieure à 15-20, ce n'est plus le stop, mais le sbottom, qui est le squark le plus léger. La recherche des espaces cinématiquement permis pour le scalaire bottom donnerait pour  $tg\beta \sim 15$  des résultats analogues à ceux des figures 14 et 15. Néanmoins les domaines concernant les sleptons pourraient fortement varier, notamment pour le stau  $\tilde{\tau}$  dans la mesure où le mélange n'est plus

négligeable pour les grandes valeurs de  $tg\beta$ .

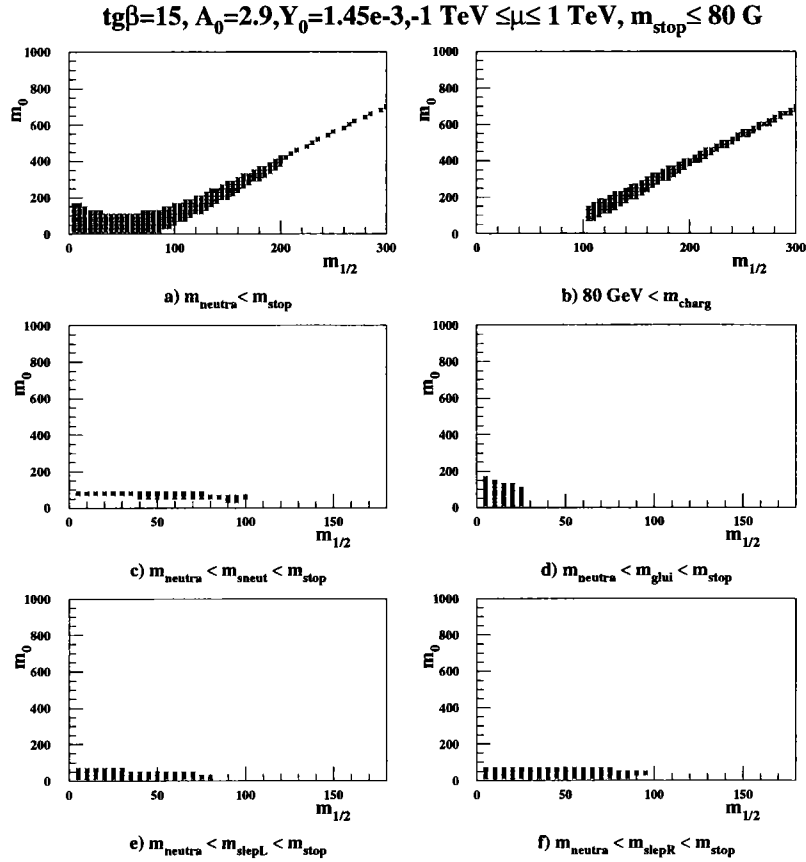
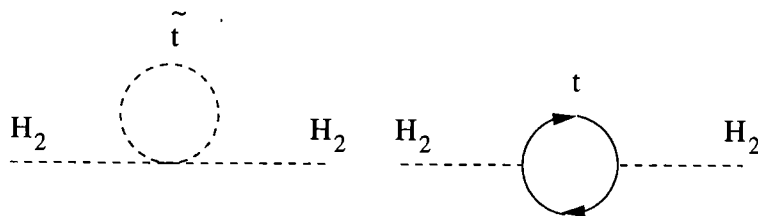


Figure 16: Domaines dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$  cinématiquement accessibles.

Un point crucial demeure à éclaircir, celui de la brisure électrofaible. Il a été vu au chapitre premier que celle-ci était radiative. Rappelons que la condition est  $(m_1^2 + \mu^2)(m_2^2 + \mu^2) - m_3^4 < 0$ . A l'échelle électrofaible, on a (la relation  $B_0 = A_0 - 1$  provenant de certains modèles de supergravité a été appliquée):

$$\begin{aligned} \mu &\simeq \mu_0 \\ m_1^2 &\simeq m_0^2 + 0.53m_{1/2}^2 \\ m_2^2 &\simeq -0.44m_0^2 - 3.9m_{1/2}^2 - 0.09A_0m_0m_{1/2} + 0.02A_0^2m_0^2 \\ m_3^2 &\simeq 0.63((A_0 - 1)\mu_0m_0)^2 + 0.31\mu_0m_{1/2} + 0.30A_0m_0\mu_0 \end{aligned}$$

Dans l'hypothèse d'un grand couplage de Yukawa  $h_t$ , les principales corrections radiatives apparaissent pour  $m_2^2$  par les graphes de la figure 17. On observe que  $m_2^2$  diminue avec une augmentation de  $A_0$  et que les valeurs de  $m_3^2$  croissent avec ce paramètre. On observe par ailleurs que  $m_2^2$  est toujours négatif pour les valeurs des paramètres choisis. Ces deux résultats permettent que la relation  $(m_1^2 + \mu^2)(m_2^2 + \mu^2) - m_3^4 < 0$  soit vérifiée: la brisure électrofaible est effective pour chaque région de l'espace des paramètres représentée sur les figures 14, 15 et 16.


 Figure 17: Principales contributions à la correction à une boucle de la masse de  $H_2$ .

**Remarques sur les conditions d'universalité** Les conditions d'universalité proviennent de certains modèles de supergravité. Elle apparaît pour certains potentiels de Kähler (en particulier ceux qui permettent de retrouver les termes cinétiques des champs) et pour certains superpotentiels. Néanmoins, l'universalité est originellement motivée à l'échelle de Planck  $M_{PL} = 10^{19}$  GeV et la supposer encore vérifiée à l'échelle de grande unification  $M_{GUT} = 10^{16}$  GeV signifie négliger toute évolution entre ces deux échelles d'énergie. La démarche la plus rigoureuse consisterait à supposer l'universalité à la masse de Planck et à utiliser les équations du groupe de renormalisation entre  $M_{PL}$  et l'échelle électrofaible. Cela nécessite la connaissance du groupe d'unification ( $SU(5), SO(10)\dots$ ) entre  $M_{PL}$  et  $M_{GUT}$ . Dans l'absolu, les effets de grande unification doivent être pris en compte pour le calcul des termes de brisure douce à basse énergie. Ils sont bien sûr fortement dépendants du modèle considéré. Néanmoins, dans certains cas l'universalité, bien que vérifiée à  $Q = M_{PL}$ , peut ne pas être du tout respectée à  $Q = M_{GUT}$  [38]. Cela signifie que l'étude précédemment exposée n'est valable que si on néglige les effets de grande unification. Les espaces de paramètres et les conclusions pourraient changer dans le cas contraire. Pour s'affranchir de l'hypothèse de grande unification et du groupe de jauge correspondant, nous allons étudier les désintégrations dans le cas le plus général.

**Cas général** Il est possible de déterminer de la même façon que dans le modèle mSUGRA les espaces de paramètres pour lesquels les conditions a, b et c (voir paragraphe 2.3.2.2) sont vérifiées et de calculer les différentes largeurs de désintégration dans ces régions. Nous allons développer la comparaison entre les canaux  $\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\tilde{\nu}$  et  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ . Les résultats concernant les autres canaux seront alors déduits.

Les distributions de la figure 18 représentent les espaces dans le plan  $(\mu, M_2)$  pour lesquels les conditions suivantes sont vérifiées:  $m_{\tilde{t}_1} = 80$  GeV,  $m_{\tilde{\chi}_1^+} > 80$  GeV,  $m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{\nu}}$  avec  $m_{\tilde{\nu}} = 41$  ou 75 GeV. Deux angles de mélange du stop ont été choisis:  $\theta_t = 0$  et  $\theta_t = \frac{\pi}{2}$ . La partie foncée correspond au cas où  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$  domine  $\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\tilde{\nu}$  et la partie claire l'inverse. On constate d'une part que la région pour laquelle le canal neutralino domine n'est pas négligeable et d'autre part que l'angle de mélange a une influence certaine, notamment pour  $m_{\tilde{\nu}} = 41$  GeV. Ce dernier point s'explique par le couplage squark-quark-chargino qui dépend de  $\theta_t$  par la composante wino du chargino. Il est maximal pour  $\theta_t = \frac{\pi}{2}$ . L'effet est absent pour  $m_{\tilde{\nu}} = 75$  GeV à cause de la dégénérescence en masse du stop et du sneutrino et des faibles valeurs de la fonction  $f$  (voir 2.11).

Ces résultats indiquent que le canal  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$  doit être pris en compte. On pouvait a priori penser le contraire du fait du faible paramètre  $\epsilon$  provenant des corrections

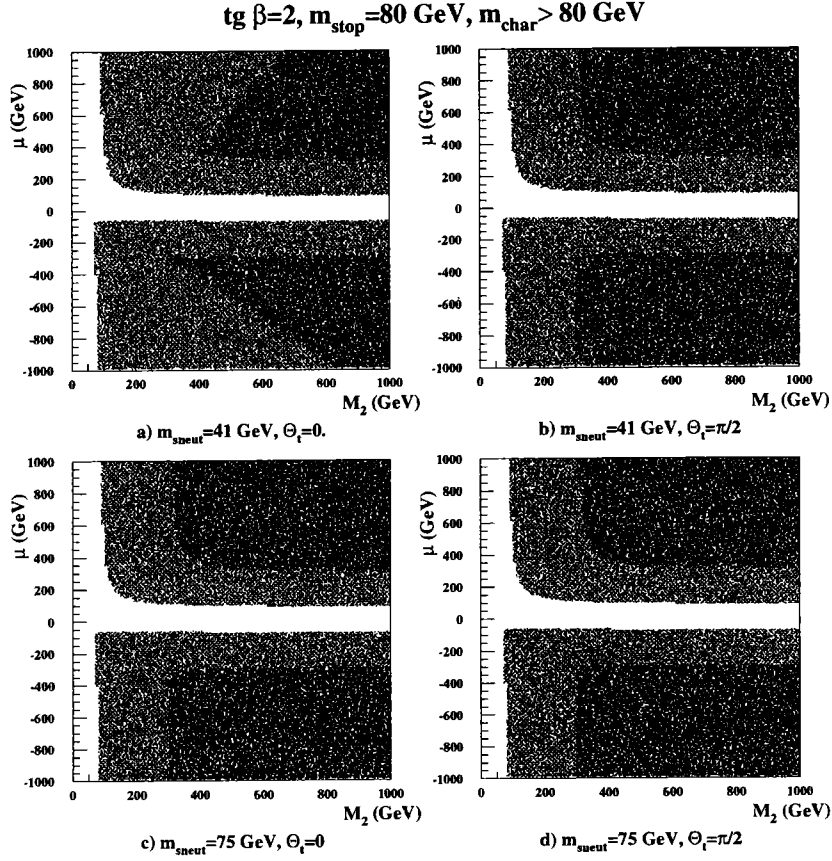


Figure 18: Domaines  $(\mu, M_2)$  cinématiquement accessibles. La région foncée correspond à la domination du canal  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$  et la claire à la domination de  $\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\tilde{\nu}$ .

radiatives. Ceci s'explique par la décorrélation totale des grandeurs  $M_1$  et  $M_2$ . En fait, la largeur  $\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0)$  domine d'autant plus  $\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\tilde{\nu})$  que  $m_{\tilde{\chi}_1^0}$  est faible et  $m_{\tilde{\chi}_1^+}$  est élevée. Cela s'obtient très facilement en prenant  $M_1 \ll M_2$  comme l'indique la figure 19 où des isocourbes de masses de  $\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{\chi}_1^+$  sont tracées dans le plan  $(\mu, M_2)$  pour  $tg\beta = 2$  et différentes relations entre  $M_1$  et  $M_2$ . Remarquons enfin que la relation de grande unification  $M_1 = \frac{5}{3}M_2tg^2\theta_W$  contraint sérieusement notre espace de paramètres: pour  $tg\beta = 2$ , exiger une masse de chargino au moins égale à 80 GeV impose  $m_{\tilde{\chi}_1^0} \geq 45$  GeV. On peut montrer qu'en imposant cette condition les distributions a et b de la figure 18 disparaissent complètement si  $\tilde{\chi}_1^0$  est la LSP (parce qu'on exige dans ce cas  $m_{\tilde{\nu}} = 41\text{ GeV} > m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ) et que celles des cas c et d sont fortement diminuées. Le rapport d'embranchement de  $\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\tilde{\nu}$  est alors quasiment égal à 1.

Des résultats similaires ont été obtenus en comparant  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{l}^+\nu$  ou encore  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$  et  $\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\tilde{\nu}$  ou  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{l}^+\nu$ . On peut en conclure une extrême dépendance des différentes largeurs dans paramètres du MSSM. Soulignons néanmoins que les canaux  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$  peuvent être dominants.

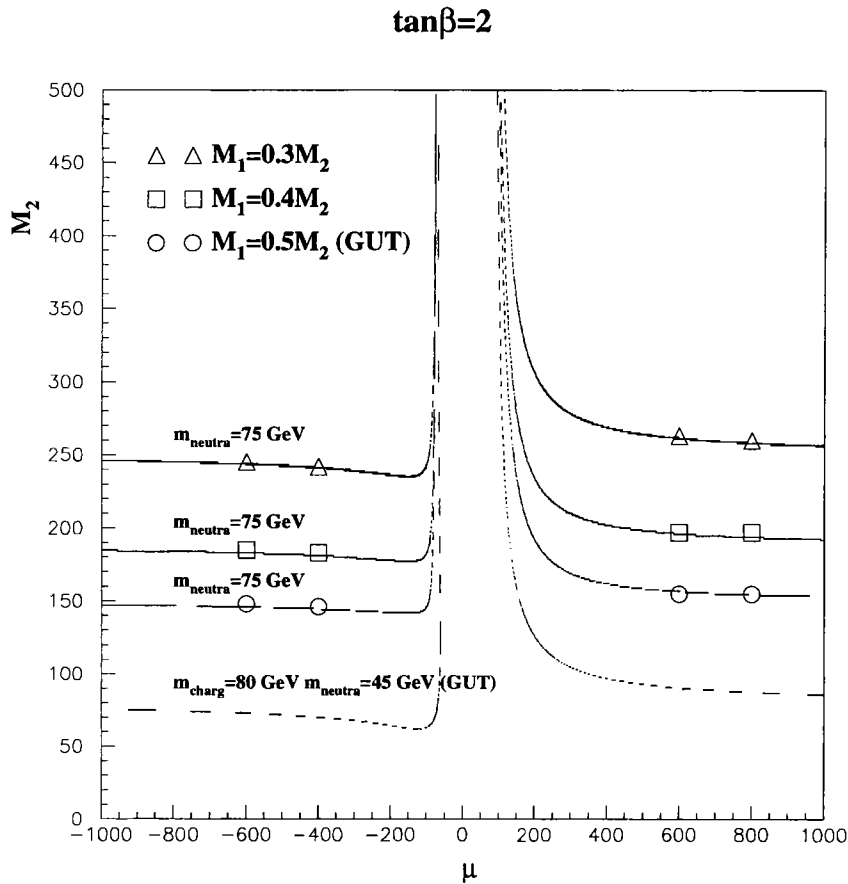


Figure 19: Isocourbes de masses de chargino et neutralino dans le plan  $(\mu, M_2)$ . La masse donnée pour le neutralino (45 GeV) sur l'isocourbe d'un chargino de 80 GeV n'est valable que pour le domaine  $|\mu| \gg M_2$ . Dans le cas  $M_2 \gg |\mu|$ , le chargino et le neutralino sont dégénérés en masse et  $m_{\tilde{\chi}_1^+} \sim m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim |\mu|$ .

**Signatures** Nous allons étudier les différentes signatures provenant des désintégrations  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ ,  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$ ,  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{l}\nu$ ,  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\nu}$  dans l'hypothèse où le neutralino est la LSP.

$$- \tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$$

La signature d'une production d'une paire de stops dans ce canal dépend de l'interaction du neutralino au sein du détecteur. La masse maximale accessible pour  $\tilde{\chi}_1^0$  à LEP200 est de l'ordre de 100 GeV. Pour les faibles valeurs de  $tg\beta$ ,  $\tilde{\chi}_1^0$  peut être photino, bino, higgsino ou encore un mélange général des différentes composantes qui le constituent [39]. Pour un neutralino purement photino ou bino, les principales interactions avec la matière sont photino+lepton  $\rightarrow$  photino+lepton et photino+quark  $\rightarrow$  photino+quark par des échanges dans les voies s et t du superpartenaire de la particule avec laquelle le neutralino interagit [40][41]. Dans le cas d'un neutralino higgsino, les interactions par échange d'un boson Z peuvent dominer. Il est possible d'évaluer les sections efficaces élastiques d'interaction avec

un nucléon [41]. Elles varient comme  $\sigma_{\tilde{\chi}_1^0 N \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 N} \sim m_{\tilde{q}}^4 f_{\tilde{\chi}_1^0} \frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 m_p^2}{(m_{\tilde{\chi}_1^0} + m_p)^2}$ . Le facteur  $f_{\tilde{\chi}_1^0}$  dépend de la nature du neutralino et varie de  $10^{-4}$  pour  $\tilde{\chi}_1^0 = \tilde{B}$  ou  $\tilde{\gamma}$  à  $10^{-12}$  pour les cas higgsinos [41]. Pour un squark de masse égale à 40 GeV et un neutralino d'une dizaine de GeV, la section efficace d'interaction est maximale pour un  $\tilde{\chi}_1^0$  photino et est de l'ordre de  $3.6 \cdot 10^{-41} \text{ cm}^2$ . Les sections efficaces d'interaction des neutrinos sont du même ordre de grandeur.

On constate donc que le neutralino interagit de façon négligeable dans la matière:  $\tilde{\chi}_1^0$  s'échappe du détecteur et est source d'énergie manquante. Dans ce canal, la signature d'une paire de stops est deux quarks+énergie manquante.

-  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$

Le neutralino étant par hypothèse la LSP, il nous faut chercher les modes de désintégration du gluino qui permettent d'aboutir à un neutralino dans l'état final. La transformation directe  $\tilde{g} \rightarrow g\tilde{\chi}_1^0$  est impossible parce que le neutralino n'est pas coloré. La désintégration la plus simple est  $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$  par échange d'un squark virtuel. La quark top étant cinématiquement inaccessible à LEP200, on a:  $q=u,d,s,c,b$ . Dans l'hypothèse d'un neutralino de masse négligeable, on a [42]:

$$\Gamma(\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0) = \frac{\alpha_S \alpha_e^2 m_{\tilde{g}}}{4\pi} \left[ 3R - \frac{5}{2} + (3R - 1)(R - 1) \log \frac{R - 1}{R} \right]$$

où  $R = \frac{m_{\tilde{q}}^2}{m_{\tilde{g}}^2}$  en négligeant les mélanges pour les squarks et en supposant  $m_{\tilde{q}_R} = m_{\tilde{q}_L} = m_{\tilde{q}}$ . Quelques valeurs de largeurs de désintégrations et de temps de vie sont données dans le tableau 1.

$m_{\tilde{g}}$ (GeV)	$m_{\tilde{q}}$ (GeV)	$\Gamma(\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0)$ (GeV)	$\tau_0$ (ps)
10	300	$3.1 \cdot 10^{-11} - 7.8 \cdot 10^{-12}$	0.021 - 0.084
10	1000	$2.5 \cdot 10^{-13} - 6.3 \cdot 10^{-14}$	2.6 - 10.4
90	300	$1.8 \cdot 10^{-6} - 4.6 \cdot 10^{-7}$	$3.5 \cdot 10^{-7} - 1.4 \cdot 10^{-6}$
90	1000	$1.5 \cdot 10^{-8} - 3.7 \cdot 10^{-9}$	$4.4 \cdot 10^{-5} - 1.7 \cdot 10^{-4}$

Tableau 1: Largeurs de désintégration du gluino.

On observe que le gluino s'hadronise avant de se désintégrer ( $\Gamma(\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0) \ll \Gamma_{QCD} \sim 0.06 \text{ GeV}$ ), c'est-à-dire qu'il forme des états liés singlets de couleur, les R-hadrons. Parmi les principaux, on peut citer: le gluinoball  $\eta_{\tilde{g}}$  qui est un état lié gluino-gluino, le gluballino  $R_0$ , état lié gluino-gluon, des gluebarinos et des gluemesinos qui sont des états liés entre le gluino et des quarks. Les plus légers de ces états sont  $R_0$  et le gluemesino  $\tilde{\rho}^0 = \tilde{g}(u\bar{u} - d\bar{d})$  [43]. On déduit par ailleurs des valeurs du tableau 1 que le gluino se désintègre en général au point où il a été produit.

La signature d'une production d'une paire de stops dans ce canal peut être fort compliquée du fait de l'hadronisation des gluinos. On peut seulement avancer



qu'il y aura au moins 6 quarks dans l'état final, accompagnés par de l'énergie manquante et par des hadrons.

–  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{l}\nu$

La désintégration la plus simple de sleptons chargés est  $\tilde{l} \rightarrow l\tilde{\chi}_1^0$ . La signature d'une paire de stops est alors 2 quarks b+ 2 leptons+énergie manquante.

–  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{l}\tilde{\nu}$

La signature de la paire de stops dépend de la désintégration du sneutrino. Le processus  $\tilde{\nu} \rightarrow \nu\tilde{\chi}_1^0$  par vertex direct n'est possible que par la composante zino du neutralino. Si  $\tilde{\chi}_1^0$  est photino ou higgsino, la désintégration  $\tilde{\nu} \rightarrow \nu\tilde{\chi}_1^0$  a lieu par corrections radiatives [44]. Il peut alors y avoir compétition avec des désintégrations à 4 corps dans l'état final. Ces dernières ne dominent néanmoins pas avec les hypothèses que nous nous sommes fixés [44]. Il advient donc que le sneutrino se désintègre de façon invisible donnant naissance à la signature 2 quarks b+ 2 leptons+énergie manquante.

Notons que les limites connues sur les masses des sleptons [37] tendent à défavoriser le canal  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{l}\nu$ . On peut également observer que la limite obtenue par le Tevatron sur la masse du gluino (de l'ordre de 150 GeV) semblent indiquer que le canal  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$  est cinématiquement exclu à LEP200. Soulignons toutefois que cette limite a été obtenue dans des conditions bien particulières (5 squarks dégénérés en masse avec  $m_{\tilde{q}_R} = m_{\tilde{q}_L}$ ) dans un modèle mSUGRA. Elle ne peut dans l'absolu s'appliquer directement ici. Il serait par ailleurs fort intéressant d'étudier l'évolution de cette limite lorsque certaines contraintes sont modifiées.

On en déduit qu'à LEP200, il y a compétition entre les désintégrations  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{l}\tilde{\nu}$ . Les limites outre-atlantique sur la masse du gluino tendent à interdire le canal  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$ .

### 2.3.2.3 Résumé des désintégrations du stop

Les désintégrations possibles du stop sont résumées dans le tableau 2. Les contraintes cinématiques et l'importance des canaux dans les modèles mSUGRA et MSSM sont également précisés. On peut en conclure que:

- Si  $m_{\tilde{\chi}_1^+} < m_{\tilde{t}_1}$  alors le canal  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$  a un rapport d'embranchement quasiment égal à 1 et ce résultat est indépendant du modèle choisi.
- Si  $m_{\tilde{t}_1} < m_{\tilde{\chi}_1^+}$  alors la conclusion dépend du modèle choisi:
  - dans un modèle mSUGRA: le seul canal accessible aux énergies considérées est  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ .
  - dans le MSSM le plus général: il y a compétition entre les modes de désintégration:  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ ,  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$ ,  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{l}^+\tilde{\nu}$ ,  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{l}^+\nu$ . Chacun de ces canaux peut être dominant. Les limites concernant les sleptons [?] et le gluino [51] tendent à défavoriser les désintégrations  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{l}\nu$  et  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$ .

Le canal expérimentalement recherché dans la suite de cette thèse est  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ . Ce choix est motivé par l'étude précédente: la limite sur la masse du chargino provenant des recherches directes, le fait que ce mode soit le seul permis dans les modèles mSUGRA et sa possible domination dans le MSSM confèrent à cette désintégration un intérêt certain. Rappelons enfin que, lorsque ce canal est dominant, le stop s'hadronise avant de se désintégrer.

Désintégration	Limites cinématiques	mSUGRA		MSSM	
		$m_{\tilde{\chi}_1^+} < m_{\tilde{t}_1}$	$m_{\tilde{t}_1} < m_{\tilde{\chi}_1^+}$	$m_{\tilde{\chi}_1^+} < m_{\tilde{t}_1}$	$m_{\tilde{t}_1} < m_{\tilde{\chi}_1^+}$
$\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$	interdits à LEP200				
$\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{g}$					
$\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$	$m_{\tilde{\chi}_1^+} > 67.5$ GeV	dominant		dominant	
$\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$		négligeable	dominant	négligeable	peut dominer
$\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$	$m_{\tilde{g}} > 6.3$ GeV $m_{\tilde{g}} > 150$ GeV	négligeable	négligeable	négligeable	peut dominer
$\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\tilde{\nu}$	$m_{\tilde{\nu}} > 41$ GeV		négligeable		peut dominer
$\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\nu$	$m_{\tilde{l}} > 53$ GeV		négligeable		peut dominer
$\tilde{t}_1 \rightarrow 4$ corps		négligeable			

 Tableau 2: Résumé des désintégrations du stop  $\tilde{t}_1$ .

### 2.3.3 Désintégrations du sbottom

La situation pour le sbottom est beaucoup plus nette que pour le stop quant aux désintégrations possibles parce que le canal  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_i^0$  est accessible. L'autre mode dominant est  $\tilde{b}_1 \rightarrow c\tilde{g}$ . Les largeurs valent, en négligeant la masse du quark bottom [23]:

$$\Gamma(\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_i^0) = \frac{g^2}{16\pi}(a_{i1}^2 + b_{i1}^2)m_{\tilde{b}_1} \left[ 1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_i^0}^2}{m_{\tilde{b}_1}^2} \right]^2$$

$$\Gamma(\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{g}) = \frac{2}{3}\alpha_S m_{\tilde{b}_1} \left[ 1 - \frac{m_{\tilde{g}}^2}{m_{\tilde{b}_1}^2} \right]^2$$

$a_{i1}$  et  $b_{i1}$  tiennent compte de l'angle de mélange du sbottom  $\theta_b$  et de la composition des neutralinos. De la même façon que le stop, l'interaction forte l'emporte et la désintégration  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{g}$  domine  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_i^0$  dans pratiquement toute la région de l'espace de paramètres cinématiquement accessibles. On peut néanmoins invoquer le fait que, dans un modèle mSUGRA, l'espace de paramètres cinématiquement permis pour  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$  est nettement plus important que celui correspondant à  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{g}$  (leur grandeur relative est typiquement la même que celle obtenue en comparant les figures 14a et 14d). Il est par ailleurs fort probable qu'un sbottom léger et un gluino léger donneraient une contribution à la désintégration rare  $b \rightarrow s\gamma$  phénoménologiquement inacceptable [52].

Enfin la limite sur la masse du gluino obtenue au Tevatron semble indiquer que la désintégration  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{g}$  est peu probable à LEP200. Là encore, de la même façon que pour le stop, il est difficile d'exclure ce canal dans le cas général, la limite étant valable dans un modèle mSUGRA [53]. Ces indices nous incitent à supposer que le gluino a une masse cinématiquement interdite à LEP200 et que la désintégration dominante du sbottom est  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_i^0$ . Nous ne considérerons que cette dernière d'un point de vue expérimental.

L'hadronisation du stop avant sa désintégration ne fait guère de doute si le canal dominant est  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ . On peut se poser la question pour le sbottom. Pour y répondre, il est nécessaire de calculer les largeurs de désintégration et de les comparer à  $\Gamma_{QCD} \sim 0.06$  GeV. Les paramètres considérés comme libres dans cette étude sont  $m_{\tilde{b}_1}, \theta_b, \mu, M_2, \tan \beta$  en supposant la relation entre  $M_1$  et  $M_2$ :  $M_1 = \frac{5}{3}M_2tg^2\theta_W$ . Cette dernière hypothèse n'affectera en rien nos conclusions comme nous allons le préciser. Les seuls désintégrations supposées cinématiquement accessibles sont  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_2^0$ . On peut distinguer trois domaines dans le plan  $(\mu, M_2)$  pour ce qui concerne la composition des neutralinos:

- $|\mu| \gg M_2$ :  $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0$  sont à dominante jaugino,  $\tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$  sont à dominante higgsino.
- $M_2 \sim |\mu|$ :  $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$  sont jaugino et higgsino.
- $M_2 \gg |\mu|$ :  $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0$  sont à dominante higgsino,  $\tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$  sont à dominante jaugino.

Différentes valeurs de paramètres ont été choisies pour chacun de ces trois domaines. Les largeurs et rapports d'embranchement ont été calculés. Les résultats sont visibles sur les figures 20 à 22.

Les graphes de la colonne de gauche correspondent à  $tg\beta = 15$  et ceux de la colonne de droite à  $tg\beta = 35$ . Les courbes de la première ligne correspondent à la largeur de désintégration de  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$  en fonction de la masse du sbottom, celles de la deuxième ligne à  $\Gamma(\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_2^0)$  en fonction de  $m_{\tilde{b}_1}$  et celles de la troisième ligne au rapport de branchement de  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$  en fonction du cosinus de l'angle de mélange du sbottom  $\theta_b$ . Les courbes en trait plein des deux premières lignes correspondent à un angle de mélange nul, celles en pointillé à  $\theta_b = \frac{\pi}{2}$ . Les courbes de la troisième ligne correspondent à trois masses de sbottom différentes (les valeurs sont spécifiées dans les légendes). Les compositions et masses des neutralinos pour chaque ensemble de paramètres choisi sont précisés dans les tableau 3,4,5.

Etudions les résultats obtenus dans chacun des trois domaines précédemment décrits:

- $|\mu| \gg M_2$

Dans ce cas,  $\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{\chi}_2^0$  sont à dominante jaugino comme l'atteste le tableau 3. On observe que le sbottom s'hadronise si canal dominant est  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$  pour les deux angles de mélange considérés (figure 20), qu'il ne s'hadronise pas si le mode dominant est  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_2^0$  pour  $\theta_b = 0$  mais que par contre il y a hadronisation pour  $\theta_b = \frac{\pi}{2}$ . Par ailleurs, le rapport d'embranchement de  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$  dépend fortement de l'angle de mélange: pour  $\theta_b \rightarrow \frac{\pi}{2}$ , c'est le canal dominant alors qu'il devient minoritaire (le rapport d'embranchement peut avoir des valeurs inférieures à 20 %) pour  $\theta_b \rightarrow 0$ .

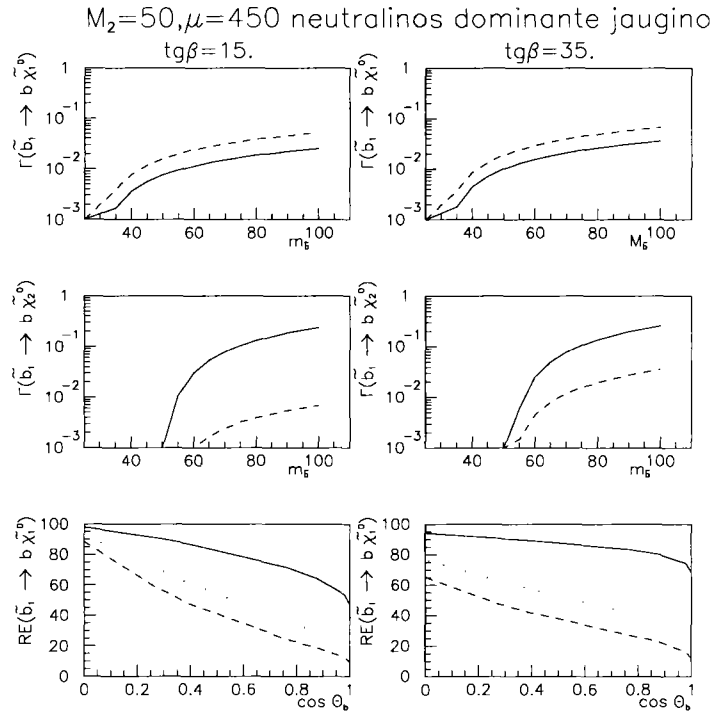


Figure 20: Largeurs de désintégration et rapports d'embranchement en fonction de la masse du sbottom et de son angle de mélange. Pour les largeurs, les courbes en pointillés et en trait plein correspondent respectivement à  $\theta_b = \frac{\pi}{2}$  et  $\theta_b = 0$ . Pour les rapports d'embranchement, les courbes en trait plein, petits points et pointillés correspondent à des masses de sbottom égales à 55, 90 et 100 GeV.

Cette forte variation des résultats en fonction de l'angle de mélange provient du couplage zino-sbottom-bottom. De la même façon que le vertex squark-squark- $Z^0$ , il dépend de  $\theta_b$  et est maximal pour  $\theta_b = 0$ . C'est ce qui explique les grandes variations de  $\Gamma(\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_2^0)$  en fonction de l'angle de mélange. Par contre, le couplage photino-quark-squark ne dépend que de la charge. L'influence de l'angle de mélange est nulle pour un neutralino purement photino. Les différences observées entre les deux courbes de  $\Gamma(\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0)$  s'explique par une composante zino résiduelle.

- $M_2 \sim \mu$  On constate que dans ce cas le sbottom ne s'hadronise pas si le canal dominant est  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$  quel que soit l'angle de mélange (tableau 4, figure 21). Il en va de même dans le mode  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_2^0$ . Si on observe les rapports d'embranchement, on conclut que  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$  pour quasiment tous les angles de mélange. L'accident de la figure 21 semble provenir du choix particulier de paramètres. Il disparaît avec une augmentation de  $\text{tg}\beta$ . Cette stabilité par rapport à l'angle de mélange a pour origine les composantes higgsinos qui compensent les fluctuations avec  $\theta_b$  de la composante zino.

$tg\beta = 15.$	Mass(Gev)	% $\tilde{\gamma}$	% $\tilde{Z}^0$	% $\tilde{H}_a^0$	% $\tilde{H}_b^0$
$\tilde{\chi}_1^0$	24.2	70.49	28.32	0.04	1.15
$\tilde{\chi}_2^0$	46.8	29.51	67.55	0.16	2.78
$\tilde{\chi}_3^0$	457.3	0.00	2.72	55.77	41.51
$\tilde{\chi}_4^0$	461.4	0.00	2.69	56.17	41.14
$tg\beta = 35.$	Mass(Gev)	% $\tilde{\gamma}$	% $\tilde{Z}^0$	% $\tilde{H}_a^0$	% $\tilde{H}_b^0$
$\tilde{\chi}_1^0$	24.6	72.89	26.03	0.01	1.07
$\tilde{\chi}_2^0$	47.7	27.11	69.89	0.08	2.93
$\tilde{\chi}_3^0$	457.9	0.00	2.55	52.31	45.15
$\tilde{\chi}_4^0$	460.7	0.00	2.52	52.60	44.88

 Tableau 3: Masses et compositions des neutralinos pour  $M_2 = 50, \mu = 450$ 

$tg\beta = 15.$	Mass(Gev)	% $\tilde{\gamma}$	% $\tilde{Z}^0$	% $\tilde{H}_a^0$	% $\tilde{H}_b^0$
$\tilde{\chi}_1^0$	33.7	35.44	30.99	1.36	32.20
$\tilde{\chi}_2^0$	56.6	63.34	11.79	4.00	20.88
$\tilde{\chi}_3^0$	126.2	2.95	61.78	19.93	15.34
$\tilde{\chi}_4^0$	156.1	1.11	44.59	36.65	17.65
$tg\beta = 35.$	Mass(Gev)	% $\tilde{\gamma}$	% $\tilde{Z}^0$	% $\tilde{H}_a^0$	% $\tilde{H}_b^0$
$\tilde{\chi}_1^0$	31.4	29.47	33.79	2.28	34.46
$\tilde{\chi}_2^0$	55.7	69.36	9.65	4.20	16.79
$\tilde{\chi}_3^0$	124.9	3.16	63.75	19.45	13.65
$\tilde{\chi}_4^0$	158.0	1.06	44.34	38.19	16.41

 Tableau 4: Masses et compositions des neutralinos pour  $M_2 = 80, \mu = -100$ 

–  $M_2 \gg |\mu|$

Le sbottom ne s'hadronise pas (tableau 5, figure 22). Une remarquable stabilité vis à vis de l'angle de mélange est observée. Cela provient de la composition de  $\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{\chi}_2^0$  (à plus de 85 % higgsino). Le couplage higgsino-quark-squark ne dépend pas de  $\theta_b$ . Il en résulte que  $b_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$  domine  $b_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_2^0$ .

Il résulte de cette étude que le sbottom dans le canal  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$  ne s'hadronise pas dans une grande région de l'espace des paramètres jaugino:  $M_2 \sim |\mu|$  et  $M_2 \gg |\mu|$ . C'est par ailleurs le canal dominant dans ces domaines. Pour ce qui concerne la région  $|\mu| \gg M_2$ , il est difficile de se prononcer quant au canal dominant. La conclusion dépend fortement de l'angle de mélange. Il en va de même pour l'hadronisation. Les résultats dépendent uniquement de la composition en jaugino et higgsino des neutralinos et l'hypothèse d'unification n'intervient donc pas. Elle a été utilisée pour son aspect pratique (réduction du nombre de paramètres).

Les conséquences pour la recherche expérimentale du sbottom sont immédiates. Si le canal dominant est  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$ , la signature du signal à LEP200 est 2 jets de quarks b accompagnés par de l'énergie manquante. Elle est complètement différente si  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_2^0$  est prééminente. La désintégration de  $\tilde{\chi}_2^0$  peut donner naissance à de nouveaux jets ou à des leptons.

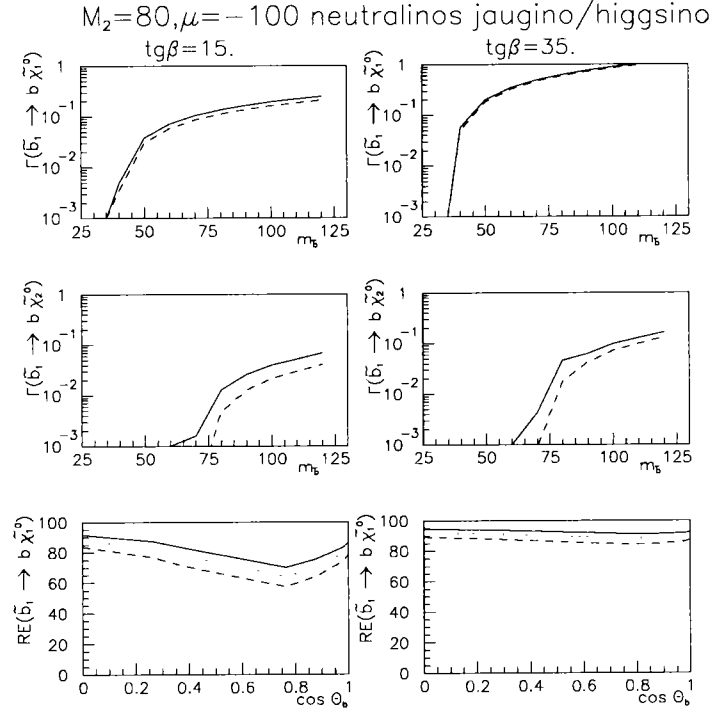


Figure 21: Largeurs de désintégration et rapports d'embranchement en fonction de la masse du sbottom et de son angle de mélange. Pour les largeurs, les courbes en pointillés et en trait plein correspondent respectivement à  $\theta_b = \frac{\pi}{2}$  et  $\theta_b = 0$ . Pour les rapports d'embranchement, les courbes en trait plein, petits points et pointillés correspondent à des masses de sbottom égales à 80, 90 et 100 GeV.

Pour la recherche du sbottom au sein du détecteur DELPHI, il a été considéré que le canal dominant était  $\tilde{b}_1 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^0$  et que le sbottom ne s'hadronisait pas. Ces choix sont guidés par les résultats de l'étude précédente.

## 2.4 Un gravitino léger

### 2.4.1 Qui est la LSP?

Un nouveau candidat LSP apparaît dans les modèles de supergravité en plus des autres LSP possibles du MSSM: le gravitino. L'intérêt de cette particule réside dans la relation intime entre sa masse et l'échelle de brisure de la supersymétrie dans les modèles pour lesquels la constante cosmologique est nulle (voir chapitre 1):

$$m_{\tilde{G}} = \frac{M_S^2}{\sqrt{3}M}$$



$tg\beta = 15.$	Mass(Gev)	% $\tilde{\gamma}$	% $\tilde{Z}^0$	% $\tilde{H}_a^0$	% $\tilde{H}_b^0$
$\tilde{\chi}_1^0$	38.3	0.42	2.76	43.74	53.09
$\tilde{\chi}_2^0$	58.4	0.76	4.32	60.07	34.84
$\tilde{\chi}_3^0$	258.2	79.06	18.26	2.59	0.09
$\tilde{\chi}_4^0$	512.9	20.37	77.06	2.55	0.02
$tg\beta = 35.$	Mass(Gev)	% $\tilde{\gamma}$	% $\tilde{Z}^0$	% $\tilde{H}_a^0$	% $\tilde{H}_b^0$
$\tilde{\chi}_1^0$	39.2	0.39	2.55	40.27	56.79
$\tilde{\chi}_2^0$	59.1	0.74	4.17	57.65	37.44
$\tilde{\chi}_3^0$	258.1	79.06	18.33	2.52	0.09
$\tilde{\chi}_4^0$	512.8	20.39	77.07	2.51	0.02

 Tableau 5: Masses et compositions des neutralinos pour  $M_2 = 500, \mu = 50$ 

Concentrons nous sur le cas d'un gravitino léger (c'est l'hypothèse la plus intéressante pour LEP200). Des considérations cosmologiques, soit sur la nucléosynthèse [59], soit sur les supernova [58], tendent à exclure  $m_{\tilde{G}} \lesssim 10^{-6}$  eV. Récemment, la collaboration DELPHI [60] a exclu un gravitino de masse inférieure à  $0.33 \times 10^{-5}$  eV en recherchant des événements à un photon:  $e^+e^- \rightarrow \tilde{G} \tilde{G} \gamma$ . Cette limite semble indépendante de tout modèle.

On peut donc conclure de cet ensemble d'indications que le domaine de masses intéressant pour un gravitino LSP à LEP200 et qui ne soit pas en conflit avec la cosmologie est  $10^{-6}$  eV  $\lesssim m_{\tilde{G}} \lesssim 1$  keV. Nous allons à présent en étudier les conséquences sur la phénoménologie des squarks d'un gravitino-LSP, c'est-à-dire déterminer les largeurs de désintégration des différentes particules intervenant dans la phénoménologie des squarks.

## 2.4.2 Largeurs de désintégration

Les neutralinos  $\tilde{\chi}_i^0$  qui sont des mélanges de photino, zino et higgsinos peuvent se désintégrer en gravitino comme suit:

$$\begin{aligned}
 \tilde{\chi}_i^0 &\rightarrow \gamma \tilde{G} \\
 \tilde{\chi}_i^0 &\rightarrow Z \tilde{G} \\
 \tilde{\chi}_i^0 &\rightarrow \varphi \tilde{G}
 \end{aligned}
 \tag{2.14}$$

où  $\varphi = h^0, H^0, A$ . Les largeurs correspondantes sont données par [61]:

$$\Gamma(\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \gamma \tilde{G}) = \frac{\kappa_{i\gamma}}{48\pi} \frac{m_{\tilde{\chi}_i^0}^5}{M^2 m_{\tilde{G}}^2}
 \tag{2.15}$$

$$\Gamma(\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow Z \tilde{G}) = \frac{2\kappa_{iZ_T} + \kappa_{iZ_L}}{96\pi} \frac{m_{\tilde{\chi}_i^0}^5}{M^2 m_{\tilde{G}}^2} \left[ 1 - \frac{m_Z^2}{m_{\tilde{\chi}_i^0}^2} \right]^4
 \tag{2.16}$$

$$\Gamma(\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \varphi \tilde{G}) = \frac{\kappa_{i\phi}}{96\pi} \frac{m_{\tilde{\chi}_i^0}^5}{M^2 m_{\tilde{G}}^2} \left[ 1 - \frac{m_\phi^2}{m_{\tilde{\chi}_i^0}^2} \right]^4
 \tag{2.17}$$



$\kappa_{i\gamma}, \kappa_{iZ}, \kappa_{i\phi}$  sont les composantes photino, zino et higgsinos des neutralinos. On a:

$$\kappa_{i\gamma} = |N'_{i1} \cos \theta_W + N'_{i2} \sin \theta_W|^2 \quad (2.18)$$

$$\kappa_{iZ_T} = |N'_{i1} \sin \theta_W - N'_{i2} \cos \theta_W|^2 \quad (2.19)$$

$$\kappa_{iZ_L} = |N'_{i3} \cos \beta - N'_{i4} \sin \beta|^2 \quad (2.20)$$

$$\kappa_{ih^0} = |N'_{i3} \sin \alpha - N'_{i4} \cos \alpha|^2 \quad (2.21)$$

$$\kappa_{iH^0} = |N'_{i3} \cos \alpha + N'_{i4} \sin \alpha|^2 \quad (2.22)$$

$$\kappa_{iA} = |N'_{i3} \sin \beta + N'_{i4} \cos \beta|^2 \quad (2.23)$$

$$(2.24)$$

$N'_{ij}$  est la matrice  $4 \times 4$  unitaire qui diagonalise la matrice de masse  $M'_{\tilde{\chi}_k^0}$  des jauginos neutres dans la base  $(\tilde{B}, \tilde{W}_3, \tilde{H}_a^0, \tilde{H}_b^0)$ . On a:

$$M'_{\tilde{\chi}_k^0} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z \sin \theta_W \cos \beta & m_Z \sin \theta_W \sin \beta \\ 0 & M_2 & m_Z \cos \theta_W \cos \beta & -m_Z \cos \theta_W \sin \beta \\ -m_Z \sin \theta_W \cos \beta & m_Z \cos \theta_W \cos \beta & 0 & -\mu \\ m_Z \sin \theta_W \sin \beta & -m_Z \cos \theta_W \sin \beta & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

Dans toute la suite la relation de grande unification  $M_1 = \frac{5}{3} M_2 t g^2 \theta_W$  est supposée.

Le gluino peut se désintégrer en gluon et gravitino et la largeur correspondante est:

$$\Gamma(\tilde{g} \rightarrow g\tilde{G}) = \frac{m_{\tilde{g}}^5}{48\pi M^2 m_{\tilde{G}}^2} \quad (2.26)$$

La désintégration des squarks en quarks+gravitino est également possible. Pour des raisons cinématiques analogues au MSSM, le canal  $\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{G}$  est interdit. Le stop se désintègre en  $c\tilde{G}$  et le changement de saveur a lieu de la même façon que dans le MSSM. La largeur vaut:

$$\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{G}) = |\epsilon|^2 \frac{m_{\tilde{t}_1}^5}{48\pi M^2 m_{\tilde{G}}^2} \quad (2.27)$$

Le sbottom peut quant à lui se désintégrer directement en  $b\tilde{G}$  :

$$\Gamma(\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{G}) = \frac{m_{\tilde{b}_1}^5}{48\pi M^2 m_{\tilde{G}}^2} \quad (2.28)$$

On observe que ces largeurs sont d'autant plus faibles que la masse du gravitino est élevée. On peut aboutir à de grands temps de vie.

### 2.4.3 Rapports d'embranchement des squarks

Il a été vu précédemment que les modes de désintégration des squarks pouvaient être nombreux (notamment pour le stop) et que la détermination précise du canal dominant est d'autant moins aisée que les paramètres qui le régissent sont multiples.

Les désintégrations à deux corps dans l'état final semblent néanmoins favorisées. Nous ne considérerons que celles-ci dans toute la suite. Il sera donc supposé que les seules désintégrations possibles pour les squarks sont:

- $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{G}$
- $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_{1,2}^0$
- $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$
- $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{G}$
- $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_{1,2}^0$
- $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{g}$

avec une désintégration possible des neutralino et gluino en gravitino (car  $\tilde{G}$  est la LSP) avec les largeurs précédemment précisées.

### tg $\beta$ =1.5 Neutralinos dominante higgsino

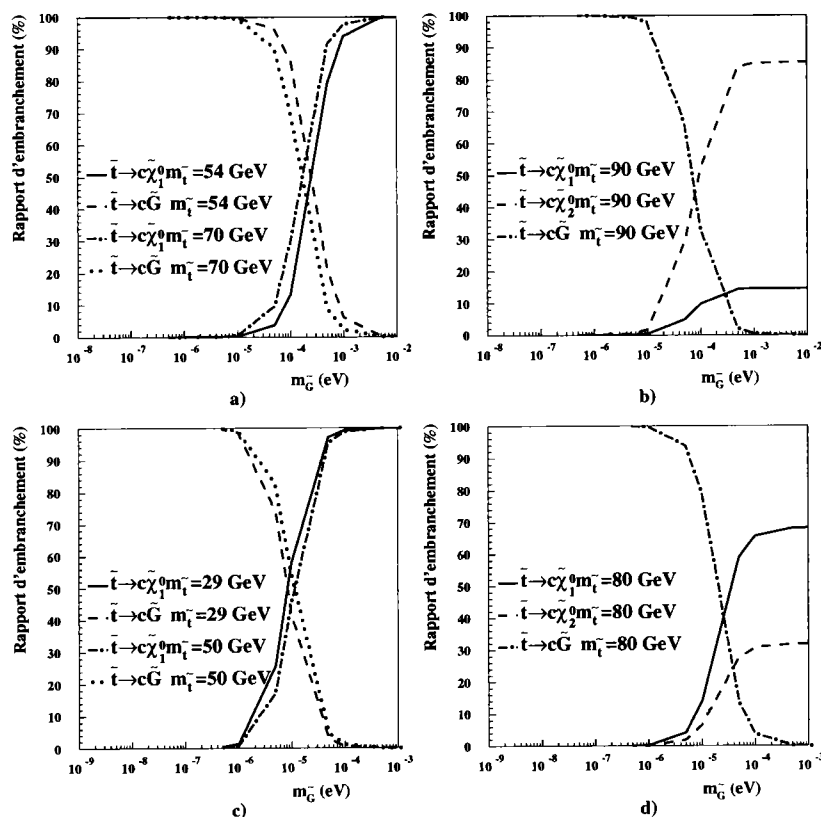


Figure 23: Rapports d'embranchement du stop en fonction de la masse du gravitino pour les canaux  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ ,  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_2^0$ ,  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{G}$ . Les neutralinos  $\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{\chi}_2^0$  sont à dominante higgsino. Les valeurs de paramètres sont spécifiés dans le tableau 5.

Le couplage de l'interaction gravitationnelle, caractérisé par  $M^{-2} \sim 1.74 \times 10^{-37} \text{ GeV}^{-2}$  implique que les largeurs de désintégration des squarks en gravitino sont non négligeables seulement si la masse du gravitino est faible. Nous allons étudier les rapports d'embranchement des squarks en fonction de  $m_{\tilde{G}}$  en supposant que les désintégrations  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$  ne sont pas simultanément accessibles (il a déjà été vu que le canal en gluino domine celui en neutralino si les deux sont possibles). Les trois domaines classiques de jauginos ( $|\mu| \ll M_2, |\mu| \sim M_2, |\mu| \gg M_2$ ) sont considérés. Les autres paramètres dont dépendent les largeurs sont  $(m_{\tilde{q}_1}, m_{\tilde{G}}, m_{\tilde{g}}, tg\beta)$ .

Les courbes de figures 23 à 25 représentent les rapports d'embranchement des désintégrations  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_{1,2}^0$  et  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{G}$  en fonction de la masse du gravitino  $m_{\tilde{G}}$ . Les valeurs des autres paramètres sont précisés tableau 5.

### tgβ=1.5 Neutralinos dominante jaugino

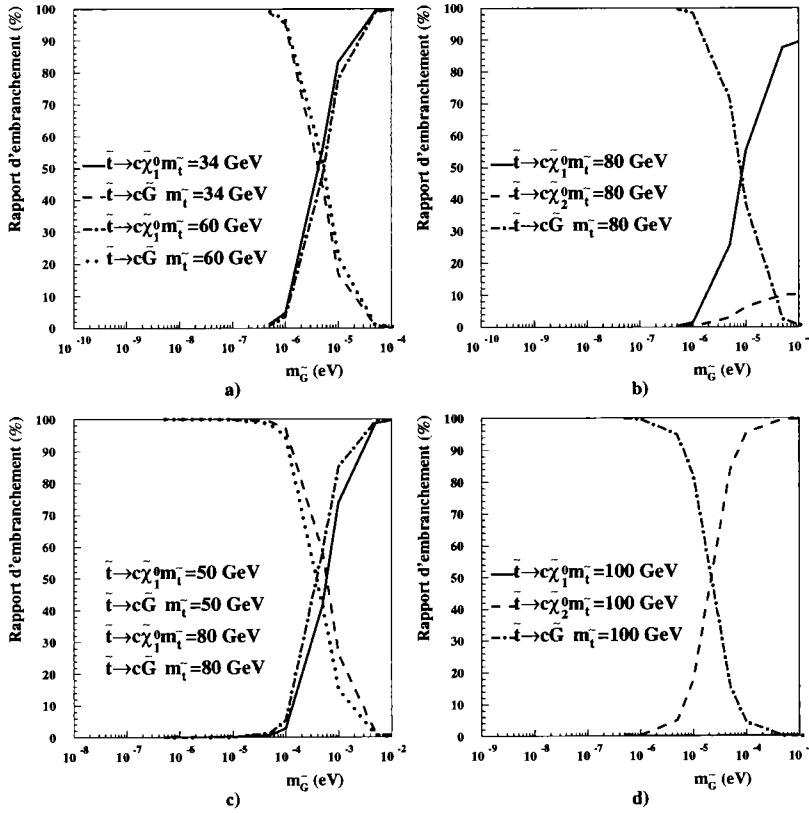


Figure 24: Rapports d'embranchement du stop en fonction de la masse du gravitino pour les canaux  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ ,  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_2^0$ ,  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{G}$ . Les neutralinos  $\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{\chi}_2^0$  sont à dominante jaugino. Les valeurs de paramètres sont spécifiés dans le tableau 6.

Les courbes de la colonne de gauche correspondent au cas où la désintégration en neutralino 2 est cinématiquement interdite et celles de droite au cas contraire. On constate que pour des masses de gravitino inférieures à  $10^{-7} - 10^{-6} \text{ eV}$ ,  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{G}$  a un rapport d'embranchement égal à 1. Par contre si  $m_{\tilde{G}}$  est supérieure à  $10^{-4} - 10^{-3} \text{ eV}$

$\tan \beta$	$M_2$	$\mu$	$M_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$M_{\tilde{\chi}_2^0}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	Etats physiques						Figures
					% $\tilde{\gamma}$	% $\tilde{Z}$	% $\tilde{H}^0$	% $\tilde{\gamma}$	% $\tilde{Z}$	% $\tilde{H}_a^0$	
1.5	300	-50	48.8	74.8	0.1	0.4	99.5	5.9	18.2	75.9	23a-23b
	400	50	23.6	51.1	1.1	7.9	91.0	1.8	9.9	89.2	23c-23d
	50	-200	28.6	73.5	94.9	4.4	0.7	5.1	84.2	10.7	24a-24b
	100	500	45.	87.1	60.4	38.1	1.5	39.6	57.6	2.8	24c-24d
	80	-100	45.6	89.5	92.9	4.8	2.3	4.1	23.2	72.7	25a-25b
	120	100	10.2	76.2	7.2	46.0	46.8	90.6	0.6	8.8	25c-25d

Tableau 6: Valeurs de paramètres pour la composition des neutralinos.

alors  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$  domine. La masse de transition du gravitino qui est par définition celle pour laquelle le rapport d'embranchement de  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{G}$  est égal à 50 % est de l'ordre de  $10^{-6} - 10^{-5}$  eV. Elle est en général plus élevée si le neutralino est à dominante higgsino que si celui-ci est à dominante jaugino. Cela provient du fait que la masse du quark c a été négligée dans le calcul des largeurs:  $\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0)$  est minimale pour un neutralino essentiellement higgsino. Aucun effet de seuil n'est décelable sauf si le neutralino est très léger (de l'ordre de 10 à 15 GeV). On observe que la désintégration  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_2^0$  peut dominer  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ . La masse de transition est de l'ordre de  $10^{-5}$  eV et dépend peu de la composition du neutralino.

La comparaison des figures 26 qui correspondent aux rapports d'embranchement des désintégrations  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$  et  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{G}$  indique une dépendance de la masse de transition en fonction de la différence de masse entre le stop et le gluino. On constate de plus que si  $m_{\tilde{G}} < 10^{-8} - 10^{-7}$  eV, alors le stop le plus léger se désintègre en totalité en  $c\tilde{G}$  alors que pour  $m_{\tilde{G}} > 10^{-5} - 10^{-4}$  eV, c'est le canal gluino qui domine.

Le même genre de conclusions apparaît pour le sbottom pour un angle de mélange nul. Néanmoins la masse de transition peut fortement dépendre de l'angle de mélange comme le montre la figure 27. L'effet est le même que celui remarqué lors de l'étude de l'hadronisation du sbottom dans le cadre du MSSM: l'influence de l'angle de mélange sur la masse de transition augmente avec la composante jaugino du neutralino.

Il demeure un point à préciser, celui de l'hadronisation ou non du sbottom dans le canal b gravitino. La figure 29 représente la largeur de désintégration de  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{G}$  pour  $m_{\tilde{G}} = 10^{-6}$  eV et pour des masses de sbottom allant de 10 à 100 GeV.

On observe que pour des masses inférieures à 30 GeV, le sbottom s'hadronise. Les largeurs pour des masses de gravitino  $m'_{\tilde{G}}$  se déduisent des valeurs de la courbe de la figure 28 par:

$$\Gamma' = \Gamma \times \frac{m_{\tilde{G}}^2}{m'_{\tilde{G}}{}^2}$$

On peut alors en déduire la masse du gravitino en dessous de laquelle un sbottom de masse égale à 10 GeV ne s'hadronise pas:  $m_{\tilde{G}} \simeq 4.4 \times 10^{-8}$  eV.

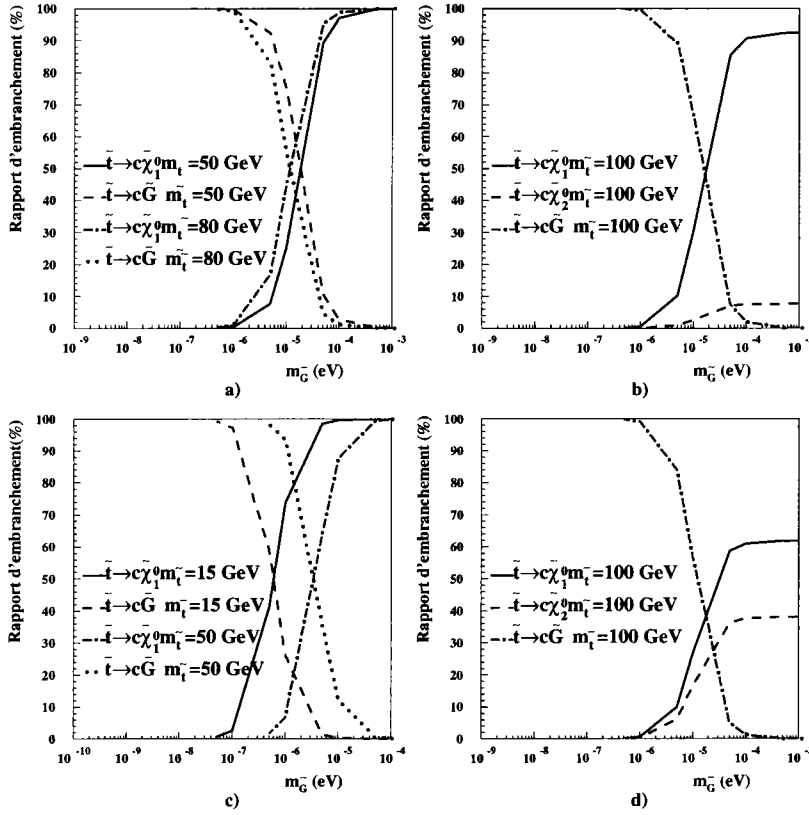
**tgβ=1.5 Neutralinos jaugino/higgsino**


Figure 25: Rapports d'embranchement du stop en fonction de la masse du gravitino pour les canaux  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ ,  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_2^0$ ,  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{G}$ . Les neutralinos  $\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{\chi}_2^0$  sont à dominante jaugino. Les valeurs de paramètres sont spécifiés dans le tableau 5.

Les conclusions concernant l'étude des rapports d'embranchement des squarks avec les hypothèses précédemment posées sont:

- $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{G}$  vs  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_{1,2}^0$ 
  - $m_{\tilde{G}} < 10^{-6} - 10^{-5}$  eV:  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{G}$  domine.
  - $m_{\tilde{G}} > 10^{-4} - 10^{-2}$  eV:  $\tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{\chi}_{1,2}^0$  domine.
- $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{G}$  vs  $\tilde{b}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_{1,2}^0$ 
  - $m_{\tilde{G}} < 10^{-6} - 10^{-5}$  eV:  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{G}$  domine.
  - $m_{\tilde{G}} > 10^{-3} - 10^{-4}$  eV:  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_{1,2}^0$  domine.
- $\tilde{q}_1 \rightarrow q'\tilde{G}$  vs  $\tilde{q}_1 \rightarrow q'\tilde{g}$ :
  - $m_{\tilde{G}} < 10^{-8} - 10^{-7}$  eV:  $\tilde{q}_1 \rightarrow q'\tilde{G}$  domine.

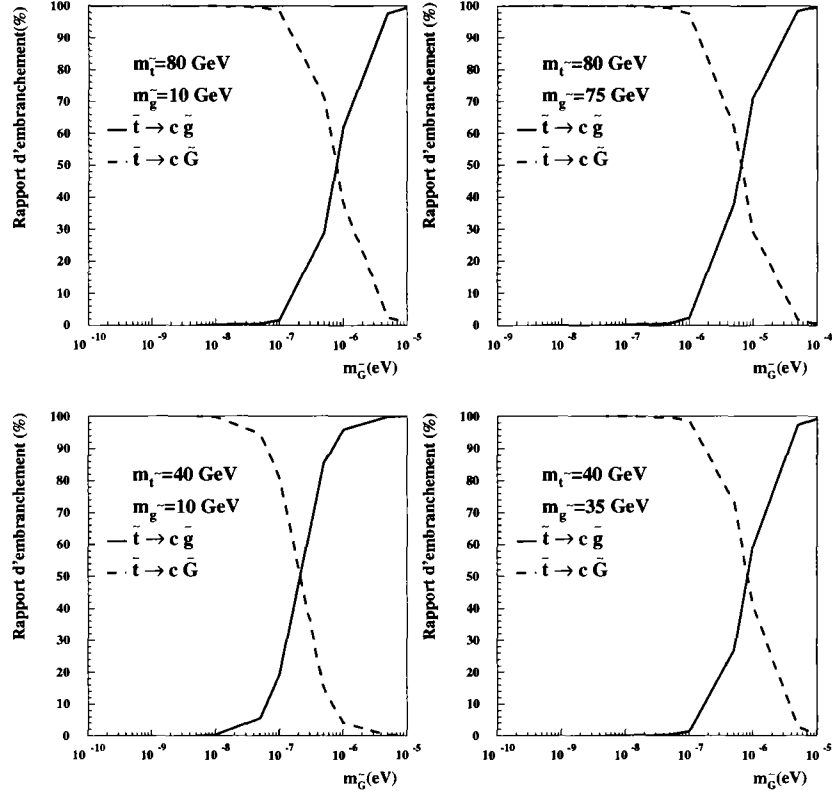


Figure 26: Rapports d'embranchement du stop en fonction de la masse du gravitino pour les canaux  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$  et  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{G}$ .

$$- m_{\tilde{G}} > 10^{-5} - 10^{-4} \text{ eV: } \tilde{q}_1 \rightarrow q\tilde{g} \text{ domine.}$$

Rappelons enfin que le stop s'hadronise, que le sbottom ne s'hadronise pas si le canal b gluino est dominant, qu'il peut s'hadroniser si le canal b gravitino est prépondérant (s'il a une masse inférieure à 30 GeV et si la masse du gravitino vérifie  $5 \cdot 10^{-8} \text{ eV} \lesssim m_{\tilde{G}} \lesssim 10^{-6} \text{ eV}$ ) et qu'enfin il peut s'hadroniser si le canal b neutralino est dominant si  $\tilde{\chi}_1^0$  est à dominante jaugino.

On constate que la signature d'une paire de squarks peut fortement varier en fonction de la masse du gravitino. Pour  $m_{\tilde{G}} < 10^{-8} - 10^{-5} \text{ eV}$  on obtient deux jets (de c ou de b) accompagnés par de l'énergie manquante. Par contre si  $m_{\tilde{G}} > 10^{-3} \text{ eV}$ , alors les canaux en neutralino et gluino dominant et la signature du signal dépendra des désintégrations de ces particules en gravitino. Etudions ces dernières.

#### 2.4.4 Désintégrations des neutralinos et gluinos

De la même façon que pour les squarks, les largeurs de désintégration des neutralino et gluino dépendent fortement de la masse du gravitino. On peut supposer d'après les

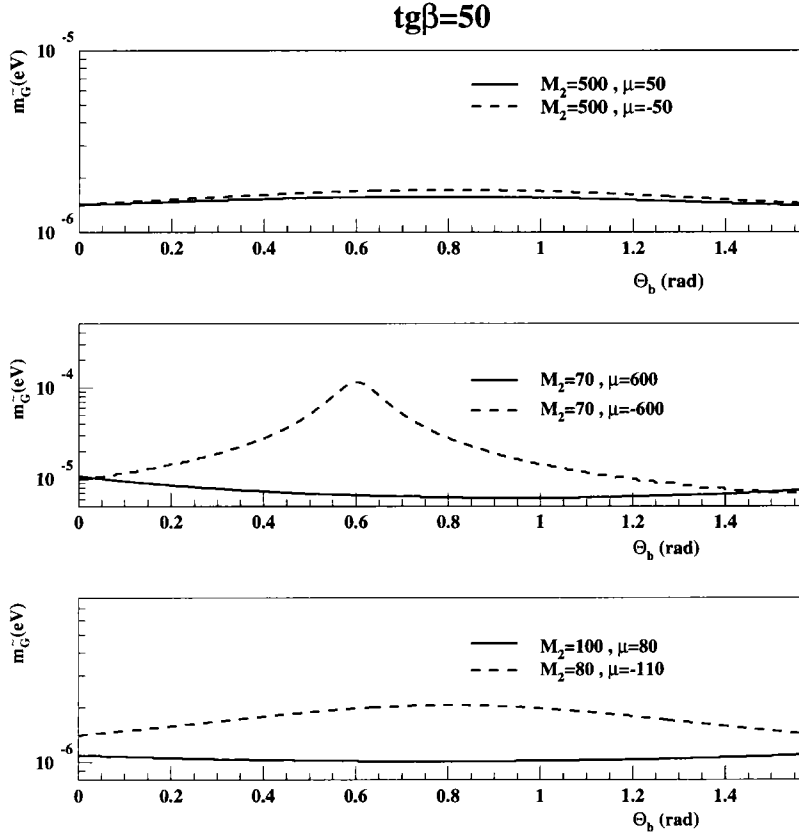


Figure 27: Masses de transition du gravitino en fonction de l'angle de mélange du sbottom pour différents paramètres  $\mu$ ,  $M_2$ .

formules que si la masse du gravitino est très grande, les largeurs seront si faibles que  $\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{g}$  se désintégreront à l'extérieur du détecteur. Nous allons tenter de définir la gamme de masses du gravitino correspondante.

Considérons la désintégration  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma \tilde{G}$ . Les résultats du canal  $\tilde{g} \rightarrow g \tilde{G}$  seront identiques à ceux d'un neutralino purement photino (comparer 2.15 et 2.26). La probabilité pour une particule d'énergie  $E$ , de masse  $m$ , émise à une distance  $x = 0$ , d'être désintégrée à une distance  $x$  est:

$$P(x) = 1 - e^{-x/L}$$

avec

$$L = \frac{\sqrt{E^2 - m^2}}{m} c\tau_0$$

où

$$c\tau_0 = \frac{\hbar c}{\Gamma}$$

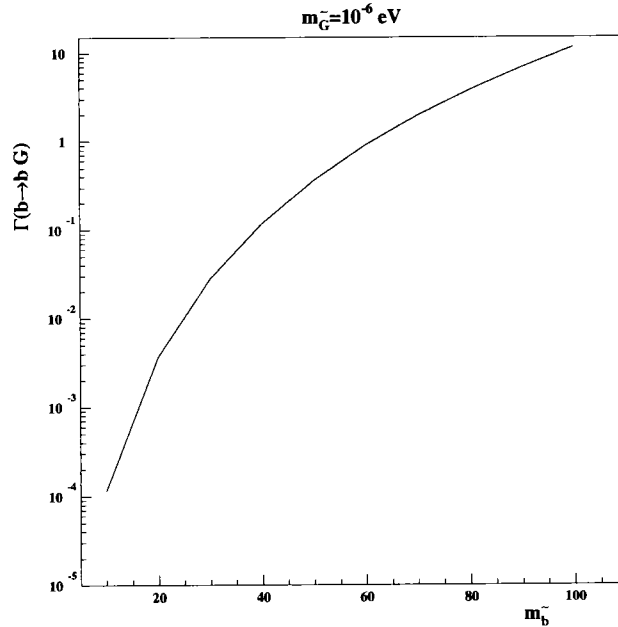


Figure 28: Largeur de désintégration du sbottom dans le canal  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{G}$  en fonction de la masse du sbottom.

ce qui donne dans notre cas:

$$c\tau_0 = \frac{\hbar c 48\pi m^2 m_G^2}{\kappa_{1\gamma} m_{\tilde{\chi}_1^0}^5}$$

Quelques probabilités de désintégration à  $x = 2$  mètres pour un neutralino d'énergie égale à 75 GeV et pour des masses comprises entre 5 et 70 GeV sont représentées sur la figure 29 pour diverses masses de gravitino et composantes photino. Pour une masse de gravitino fixée, la probabilité décroît rapidement lorsque la masse du neutralino diminue du fait de la poussée de Lorentz. Plus la fraction photino du neutralino est importante, plus la masse du gravitino permettant d'atteindre une probabilité de désintégration donnée pour un masse de neutralino fixée est élevée. Des valeurs typiques de masses de gravitino pour différentes valeurs de masses de neutralino, de fraction photino et de probabilité de désintégration sont données dans le tableau 7.

### 2.4.5 Conséquences sur la recherche des squarks à LEP200

Nous allons dans ce paragraphe considérer que les désintégrations dominantes des squarks sont  $\tilde{q}_1 \rightarrow q'\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{q}_1 \rightarrow q'\tilde{g}$ . La signature associée à la production d'une paire de squarks dépend alors des désintégrations de  $\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{g}$  à l'intérieur ou à l'extérieur du détecteur. Tentons de définir les domaines de masses du gravitino correspondants à l'un ou l'autre de ces cas.

Il a été vu précédemment comment calculer la probabilité de désintégration à une distance donnée d'un neutralino à partir de son énergie et de sa masse. Néanmoins des



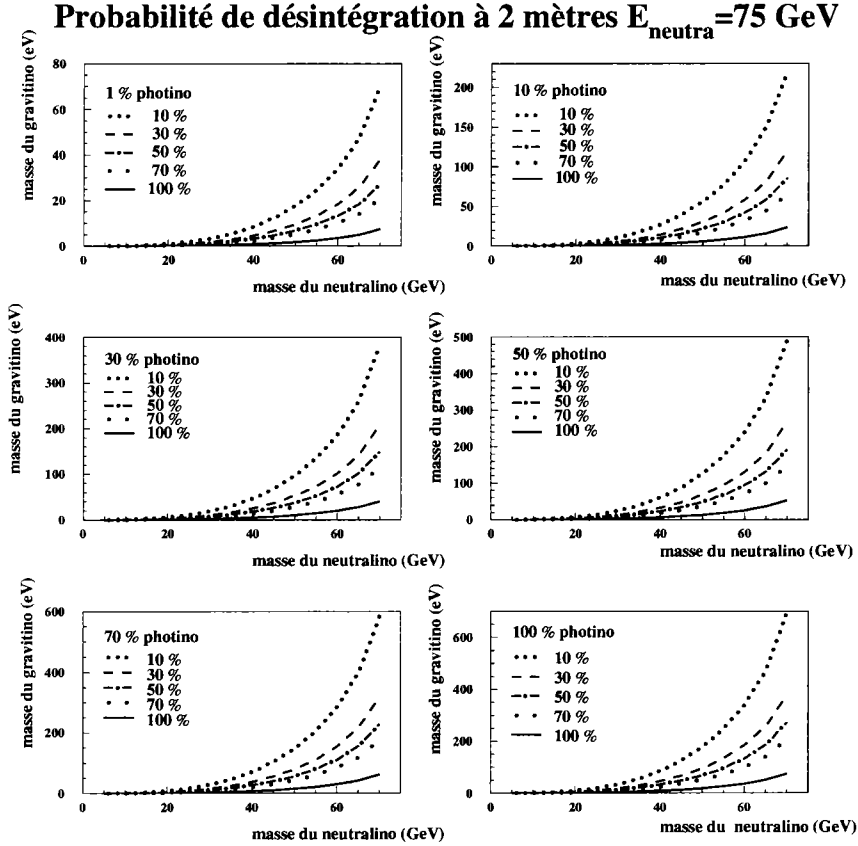


Figure 29: Probabilités de désintégration à deux mètres d'un neutralino d'énergie 75 GeV pour différentes masses de gravitino, de neutralino, et diverses composantes photino du neutralino.

neutralinos de même masse provenant de la désintégration de squarks produits à une énergie donnée  $\sqrt{s}$  n'ont pas obligatoirement la même énergie puisque celle-ci se partage entre le neutralino et le quark produits. Une intégration sur le spectre en énergie du neutralino est donc nécessaire pour le calcul du nombre d'événements  $\tilde{q}_1 \bar{\tilde{q}}_1$  ayant leurs neutralinos désintégrés à une distance  $x$ .

Si  $N(E)$  est le nombre de neutralinos provenant d'un squark et ayant une énergie comprise entre  $E$  et  $E + dE$  alors la fraction d'événements ayant leurs deux neutralinos désintégrés à une distance  $x$  est:

$$P_{\text{evt}}(x) = \left[ \frac{\int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} N(E) P(E, x) dE}{\int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} N(E) dE} \right]^2 \quad (2.29)$$

avec

$$P(E, x) = 1 - e^{-x/L(E)} \quad (2.30)$$

$E_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV)	$M_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	% photino	$m_{\tilde{G}}$ (eV)	Probabilité de désintégration à 2 m(%)
75	5	1	$1.52 \cdot 10^{-2}$	10
		1	$5.94 \cdot 10^{-3}$	50
		1	$1.88 \cdot 10^{-3}$	99.9
		100	$1.52 \cdot 10^{-1}$	10
		100	$5.94 \cdot 10^{-2}$	50
		100	$1.88 \cdot 10^{-2}$	99.9
	70	1	69.6	10
		1	27.2	50
		1	8.6	99.9
		100	696	10
		100	272	50
		100	86	99.9

Tableau 7: Valeurs typiques de masses de gravitino pour un neutralino d'énergie 75 GeV et de masses 5 et 70 GeV.

$$L(E) = \frac{\sqrt{E^2 - M^2} \hbar c}{M \Gamma} \quad (2.31)$$

La fraction d'événements qui ont au moins un de leurs neutralinos désintégré à une distance  $x$  est  $2\sqrt{P_{evt}(x)} - P_{evt}(x)$ . Le pourcentage d'événements ayant un et un seul neutralino transformé à une distance  $x$  est  $2\sqrt{P_{evt}(x)} - 2P_{evt}(x)$  et  $1 - 2\sqrt{P_{evt}(x)} + P_{evt}(x)$  est la fraction d'événements pour lesquels aucun des neutralinos n'est désintégré à une distance  $x$ .

Ces pourcentages dépendent bien sûr de la masse du gravitino. Nous allons évaluer le domaine sensible de masses pour lequel au moins un des neutralinos est désintégré à une distance de 2 mètres. Le choix de cette distance s'explique par le fait que nous n'allons considérer que la transformation  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma \tilde{G}$  et deux mètres correspondent au calorimètre électromagnétique dans la région centrale du détecteur DELPHI (voir chapitre 3). Les figures 30 et 31 représentent les masses de gravitino correspondant à une paire  $(m_{\tilde{q}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$  pour laquelle au moins un des neutralinos est désintégré à  $x = 2$  m. Cela correspond donc à la détection d'au moins un photon en plus des deux jets pour le canal  $\tilde{q}_1 \rightarrow q' \tilde{\chi}_1^0$ . Les résultats ont été obtenus avec un neutralino 100% photino. La masse  $m'_{\tilde{G}}$  pour une composition  $y$  différente se déduit par:

$$m'_{\tilde{G}} = \sqrt{y} \times m_{\tilde{G}}$$

ou les  $m_{\tilde{G}}$  sont visibles sur les figures 30 et 31.

Une faible dépendance en masse de stop pour une masse fixée de neutralino est observable. Par contre, la poussée de Lorentz entraîne de grandes différences pour une masse de stop donnée et diverses masses de neutralino. Ainsi la masse de gravitino pour laquelle 99.9% des paires de squarks ont au moins un de leurs neutralinos désintégré à  $x = 2$  mètres est-elle mille fois plus élevée pour un neutralino de masse égale à 70 GeV que pour un jaugino ayant  $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 10$  GeV.

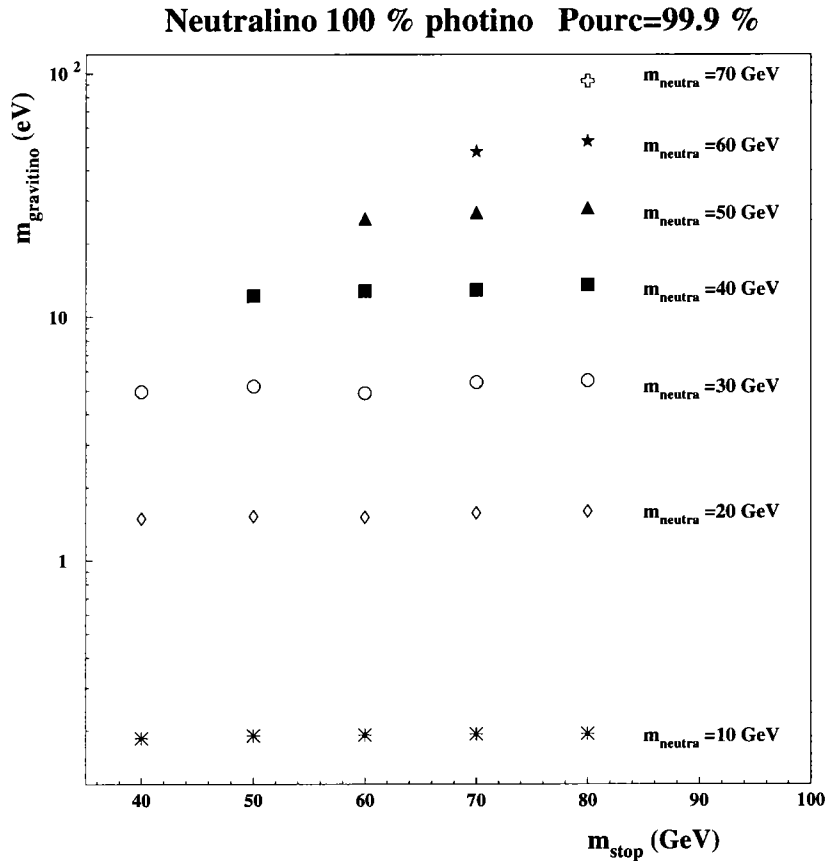


Figure 30: Masses de gravitino pour lesquelles 100 % des paires de squarks ont leurs deux neutralinos désintégrés à deux mètres de leur point de production. Le neutralino est purement photino et les valeurs de  $m_{\tilde{G}}$  sont données pour différents couples  $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ .

Il est difficile de donner une valeur absolue de la masse du gravitino pour laquelle les deux neutralinos se désintègrent à plus de deux mètres de leur point d'émission parce que les résultats dépendent fortement des paires  $(m_{\tilde{q}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ . Néanmoins si  $m_{\tilde{G}} < 10^{-2}$  eV, la signature d'une paire de squarks qui se désintègrent en quarks+neutralinos à  $\sqrt{s} = 160 - 170$  GeV est 2 quarks+(au moins un) photon + énergie manquante si  $m_{\tilde{\chi}_1^0} > 10$  GeV et si le pourcentage photino de  $\tilde{\chi}_1^0$  est supérieur à un. D'un autre côté, si  $m_{\tilde{G}} > 446$  eV, seulement 10 % des paires  $\tilde{q}_1\tilde{\bar{q}}_1$  avec  $m_{\tilde{q}_1} = 80$  GeV,  $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 70$  GeV et avec un neutralino purement photino auront au moins un de leur neutralinos désintégrés à  $x \cong 2$  mètres. On peut donc en déduire que si  $m_{\tilde{G}} > 450-500$  eV, tous les neutralinos provenant de paires de squarks se désintègrent au delà de deux mètres de leur point de production.

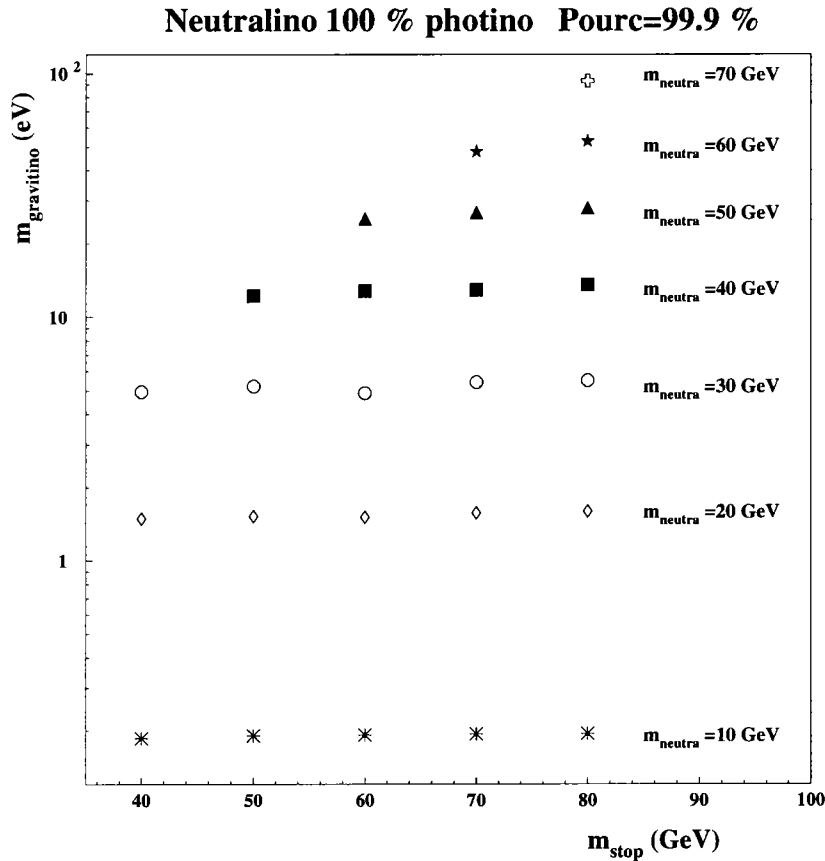


Figure 30: Masses de gravitino pour lesquelles 100 % des paires de squarks ont leurs deux neutralinos désintégrés à deux mètres de leur point de production. Le neutralino est purement photino et les valeurs de  $m_{\tilde{G}}$  sont données pour différents couples  $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ .

Il est difficile de donner une valeur absolue de la masse du gravitino pour laquelle les deux neutralinos se désintègrent à plus de deux mètres de leur point d'émission parce que les résultats dépendent fortement des paires  $(m_{\tilde{q}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ . Néanmoins si  $m_{\tilde{G}} < 10^{-2}$  eV, la signature d'une paire de squarks qui se désintègrent en quarks+neutralinos à  $\sqrt{s} = 160 - 170$  GeV est 2 quarks+(au moins un) photon + énergie manquante si  $m_{\tilde{\chi}_1^0} > 10$  GeV et si le pourcentage photino de  $\tilde{\chi}_1^0$  est supérieur à un. D'un autre côté, si  $m_{\tilde{G}} > 446$  eV, seulement 10 % des paires  $\tilde{q}_1\tilde{\bar{q}}_1$  avec  $m_{\tilde{q}_1} = 80$  GeV,  $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 70$  GeV et avec un neutralino purement photino auront au moins un de leur neutralinos désintégrés à  $x \cong 2$  mètres. On peut donc en déduire que si  $m_{\tilde{G}} > 450-500$  eV, tous les neutralinos provenant de paires de squarks se désintègrent au delà de deux mètres de leur point de production.

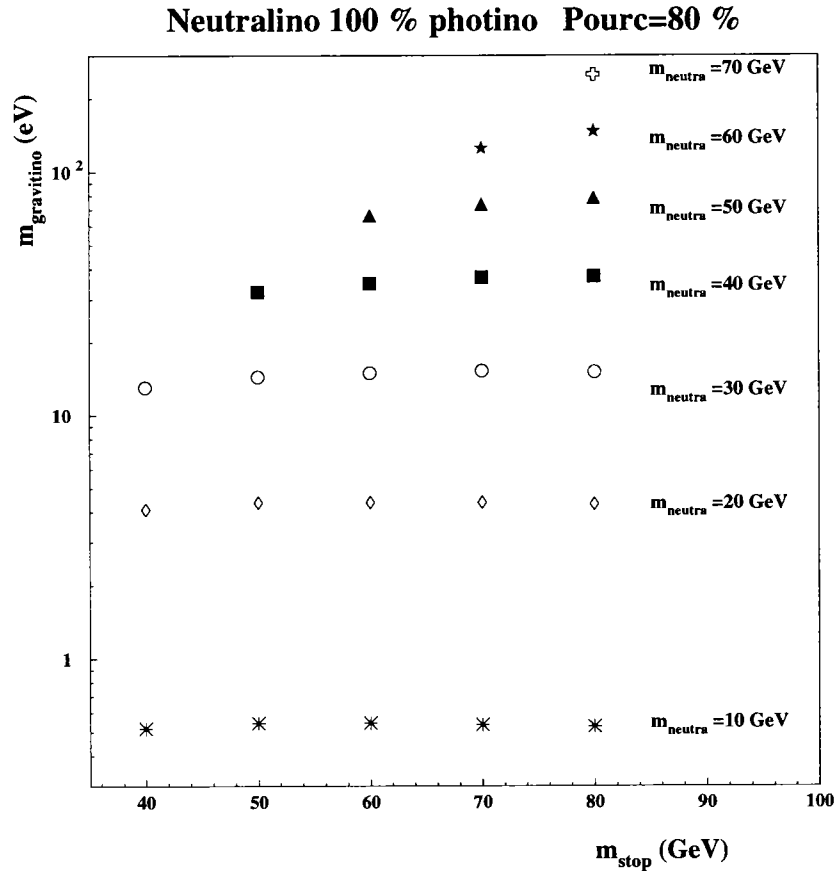


Figure 31: Masses de gravitino pour lesquelles 80 % des paires de squarks ont leurs deux neutralinos désintégrés à deux mètres de leur point de production. Le neutralino est purement photino et les valeurs de  $m_{\tilde{G}}$  sont données pour différents couples  $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ .

## 2.4.6 Conclusions

La signature attestant la production d'une paire de squarks au sein du détecteur DELPHI dans un scénario où le gravitino est la LSP dépend fortement de la masse de la particule de jauge de la supersymétrie locale. Si on considère que les seules désintégrations possibles des squarks sont  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{G}$ ,  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ ,  $\tilde{g}, \tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{G}$ , et  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0, \tilde{g}$ , et que les seuls canaux de désintégration possibles pour le neutralino et le gluino sont  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma\tilde{G}$  et  $\tilde{g} \rightarrow g\tilde{G}$  alors les conclusions suivantes s'appliquent:

a)  $m_{\tilde{G}} \leq 10^{-8} - 10^{-5} \text{ eV}$ : les canaux dominants sont  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{G}$  et  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{G}$ . La signature attestant la production d'une paire de squarks est 2 quarks + énergie manquante (on considère que la section efficace d'interaction du gravitino dans la matière est négligeable).

b)  $10^{-2} \text{ eV} \leq m_{\tilde{G}} \leq 300 - 500 \text{ eV}$ :  $\tilde{t}_1$  and  $\tilde{b}_1$  se désintègrent majoritaire-

ment en  $c \tilde{\chi}_1^0 (\tilde{g})$  and  $b \tilde{\chi}_1^0 (\tilde{g})$  respectivement. Au moins un des neutralinos (gluinos) se désintègre dans le détecteur. La signature correspondant à la production d'une paire de squarks est 2 quarks + (au moins un) photon (gluon)+ énergie manquante. Notons que si l'un des gluinos ne se désintègre pas dans le détecteur, il s'hadronise et dépose toute son énergie dans les calorimètres. Il se désintègre ensuite en  $g \tilde{G}$ .

c)  $m_{\tilde{G}} > 500 \text{ eV}$ :  $\tilde{t}_1 \rightarrow c \tilde{\chi}_1^0 (\tilde{g})$  and  $\tilde{b}_1 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^0 (\tilde{g})$  ont des rapports d'embranchement égaux à l'unité mais les neutralinos (gluinos) se désintègrent à l'extérieur du détecteur. La signature est la même qu'en a) pour le canal neutralino. Elle est par contre foncièrement différente pour la désintégration en gluino: dans ce cas, les deux gluinos s'hadronisent pour donner finalement un R-hadron  $R_0$  ou un R-méson  $\tilde{\rho}^0$ . Ces particules interagissent dans les calorimètres (par interaction QCD) donnant naissance à de nouveaux jets [43]. La signature d'une paire de stops est alors 4 jets avec énergie manquante.

a) et c) ont en fait la même signature (dans le canal neutralino) que la désintégration expérimentale choisie dans le cadre du MSSM ( $\tilde{q}_1 \rightarrow q' \tilde{\chi}_1^0$ ). On pourra donc déduire des informations obtenues dans ce dernier modèle des résultats sur les squarks dans un scénario pour lequel le gravitino est la LSP.

On peut par ailleurs conclure en utilisant les indications sur le domaine de masse intéressant du gravitino  $10^{-6} \text{ eV} \lesssim m_{\tilde{G}} \lesssim 1 \text{ keV}$ , que les désintégrations  $\tilde{q}_1 \rightarrow q' \tilde{G}$  semblent exclues.

## 2.5 Simulations dans le canal neutralino

Les canaux expérimentalement choisis sont  $\tilde{t}_1 \rightarrow c \tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{b}_1 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^0$ . Nous allons ici nous intéresser aux simulations de ces signaux en étudiant plus particulièrement l'hadronisation du stop et ses effets sur les quantités observables.

### 2.5.1 Fragmentation des squarks

De la même façon que les quarks, les squarks ne sont pas des états asymptotiques directement observables. Ils interagissent notamment par échanges de gluons, forment des hadrons -c'est l'hadronisation- puis se désintègrent. Notons que ces étapes, quoique très générales, ne sont pas forcément respectées. L'étape de l'hadronisation est par exemple inexistante pour le sbottom pour le canal de désintégration que nous avons retenu ( $\tilde{b}_1 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^0$ ). A l'image du quark top, le sbottom se transforme sans former un hadron non coloré. Par contre, les corrections radiatives nécessaires pour expliquer la désintégration  $\tilde{t}_1 \rightarrow c \tilde{\chi}_1^0$  entraînent une hadronisation du stop.

L'émission de gluons par un squark  $\tilde{q}_1 \rightarrow \tilde{q}_1 g$  est interprétée comme un processus de fragmentation perturbatif. Les fonctions de splitting s'écrivent [62]:

$$P(\tilde{q}_1 \rightarrow \tilde{q}_1; x) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{8}{3} \frac{x}{1-x} \log \frac{Q^2}{m_{\tilde{q}_1}^2} \quad (2.32)$$

$$P(\tilde{q}_1 \rightarrow g; z) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{8}{3} \frac{1-z}{z} \log \frac{Q^2}{m_{\tilde{q}_1}^2} \quad (2.33)$$

$x$  et  $z$  sont les fractions d'énergie transférées du squark initial aux squark et gluon après fragmentation;  $Q$  est l'échelle d'évolution du processus. La fonction de splitting d'un gluon en paire squark-antisquark vaut:

$$P(g \rightarrow \tilde{q}; x) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{1}{2} x(1-x) \log \frac{Q^2}{m_{\tilde{q}_1}^2} \quad (2.34)$$

Cette dernière distribution prend une valeur maximale pour  $x=0.5$ : un gluon se scinde avec une probabilité maximale en deux squarks de même énergie.

### 2.5.2 Fragmentation et hadronisation du bottom

Après avoir émis quelques gluons, le sbottom s'est désintégré en quark bottom accompagné d'un neutralino. Nous allons nous intéresser ici au devenir de ce quark. Il peut à son tour émettre des gluons avant de s'hadroniser. Les fonctions de splitting valent [63]:

$$P(b \rightarrow b, x) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{4}{3} \left( \frac{1+x^2}{1-x} \right) \log \frac{Q^2}{m_b^2} \quad (2.35)$$

$$P(b \rightarrow g, z) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{z^2 + (1-z)^2}{2} \log \frac{Q^2}{m_b^2} \quad (2.36)$$

Le sbottom s'hadronise ensuite, c'est-à-dire qu'il se lie à un quark  $\bar{q}$  pour former un hadron non coloré  $h$ . La fraction d'énergie du quark emportée par le hadron est définie à partir d'une fonction de fragmentation à la Peterson et al. [64], notée  $D(z)$ , qui est par définition la probabilité que le hadron formé emporte une fraction  $z$  de l'énergie du quark dont il est issu. Cette fonction est très mal connue d'un point de vue théorique, et Peterson et al. ont supposé qu'elle variait comme  $(\Delta E)^{-2}$  ou  $\Delta E$  est donnée à partir d'un bilan énergétique par:

$$\Delta E = E_b - E_h - E_{\bar{q}} \sim 1 - \frac{1}{z} - \frac{m_{\bar{q}}^2/m_b^2}{1-z}$$

La fonction de fragmentation s'écrit alors:

$$D(z) = \frac{N}{z[1 - 1/z - \epsilon_b/(1-z)]^2} \quad (2.37)$$

où  $N$  est un facteur de normalisation et  $\epsilon_b \propto m_{\bar{q}}^2/m_b^2$ . La probabilité que le hadron emporte une fraction  $z$  d'énergie est d'autant plus élevée que ce paramètre est faible.

À cette étape du processus, le hadron est formé mais deux questions demeurent: avec quel quark le bottom est-il susceptible de s'apparier et comment les deux quarks sont-ils liés? Un modèle satisfaisant pour décrire ce phénomène est celui des cordes [65]. Il suppose qu'il y a formation d'un tube ou d'une corde entre les deux quarks qui sont

en perpétuel mouvement d'accélération et de décélération du fait de la tension de la corde. Cette dernière peut casser en un point où est formée une nouvelle paire  $q\bar{q}$ . On aboutit alors à deux cordes neutres de couleur. La probabilité de créer une paire en un point de la corde est proportionnelle à  $e^{-\pi \frac{m^2}{k}}$  où  $k$  est la tension de la corde et  $m$  la masse des quarks créés (c'est l'analogie de la probabilité d'effet tunnel au travers d'une barrière de potentiel). Cette probabilité impose que les saveurs des paires  $q\bar{q}$  formées en un point de la corde soient légères: u,d,s essentiellement. Les cordes se scindent peu à peu avec le temps de façon aléatoire en éléments d'énergie de plus en plus faible. La corde est identifiée à un hadron lorsque sa masse invariante est suffisamment faible.

A chaque fois qu'une corde est cassée, les énergies emportées par les hadrons sont déterminées à partir des fonctions de fragmentation qui dépendent de la saveur des quarks impliqués. Celle concernant les quarks charmés est du même genre que celle du bottom (seul le paramètre  $\epsilon$  varie). Par contre, pour les quarks de saveurs légères, la fonction de Lund [65] symétrique est utilisée:

$$f(z) \propto z^{a_\alpha} \left( \frac{1-z}{z} \right)^{a_\beta} e^{-b \frac{m^2}{z}} \quad (2.38)$$

où  $b$  est un paramètre universel et  $a$  un paramètre spécifique à chaque saveur. Ces fonctions de Lund symétriques peuvent également être utilisées pour les quarks  $b$  et  $c$  moyennant certaines modifications.

C'est ce modèle des cordes qui est utilisé pour l'hadronisation des quarks dans les simulations.

### 2.5.3 Hadronisations du stop $\tilde{t}_1$ et du quark charmé

Le mécanisme consécutif à l'émission de gluons pour le stop est la formation d'un hadron non coloré par liaison avec un quark. C'est l'analogie de l'hadronisation d'un quark lourd. La fonction de fragmentation utilisée s'écrit, par analogie avec celles à la Peterson et al [62]:

$$D(z) \simeq \frac{4\sqrt{\epsilon}}{\pi} \frac{1}{z[1-1/z-\epsilon/(1-z)]^2} \quad (2.39)$$

où  $\epsilon \sim 0.5 \text{ GeV}^2/m_{\tilde{t}_1}^2$ . On observe que pour les masses de stop qui nous intéressent, , c'est-à-dire typiquement supérieure à 40 GeV, la distribution est fortement piquée pour des valeurs proches de 1 (fig. 32). On peut donc prendre en première approximation  $D(z) \propto \delta(1-z)$  où  $\delta(x)$  est la distribution de Dirac.

A partir de  $D(z)$ , on peut calculer la perte d'énergie du processus non perturbatif qu'est l'hadronisation:

$$\langle 1-z \rangle^{NP} \sim \frac{2\sqrt{\epsilon}}{\pi} \left[ \log\left(\frac{1}{\epsilon}\right) - 3 \right]$$

ce qui correspond à 5.7%(3.3%) pour un stop de 40(90) GeV. Il est possible de comparer l'énergie emportée par un stop-hadron par rapport à celle d'un stop après fragmentation -c'est-à-dire après radiation perturbative de gluons. Un exemple est donné figure 33 pour



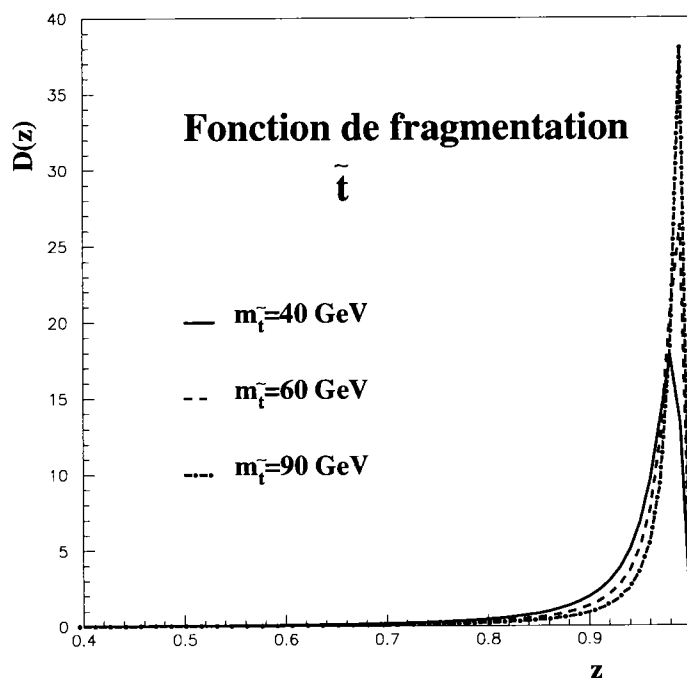


Figure 32: Fonction de fragmentation pour les stops.

une énergie dans le centre de masse de 172 GeV et pour des masses de stop comprises entre 40 et 80 GeV. On constate que pour des masses proches de la limite cinématique, la radiation de gluons est négligeable. Par contre, pour des masses de l'ordre de 40 à 50 GeV, la perte d'énergie par hadronisation est plus faible. Lorsque la formation du stop-hadron est achevée, le stop se désintègre en quark c: on aboutit alors à un hadron ( $c\bar{q}$ ) qui va à son tour se fragmenter de la même façon que le bottom: émission de gluons et brisures de cordes jusqu'à l'obtention de hadrons charmés.

#### 2.5.4 Simulation du stop

Le stop se distingue du sbottom à la fois par l'hadronisation et par la présence dans ses produits de désintégration d'un quark c au lieu d'un quark b. Le processus de génération des événements stop est résumé figure 34. Les squarks sont liés avec des quarks up et la fonction de fragmentation utilisée est  $\delta(x)$  qui est une bonne approximation comme nous l'avons vu. Les quarks qui interviennent dans l'hadronisation sont pourvus d'un mouvement transverse: la distribution de leur impulsion transverse est une gaussienne de largeur 0.35 GeV. Les gluons émis par les squarks avant formation des hadrons sont combinés avec les quarks up non utilisés lors de la fragmentation.

Les paires ( $c\bar{q}$ ) apparaissant après les désintégrations des scalaires top sont ensuite traitées par JETSET 7.3 [65] qui utilise le modèle des cordes.

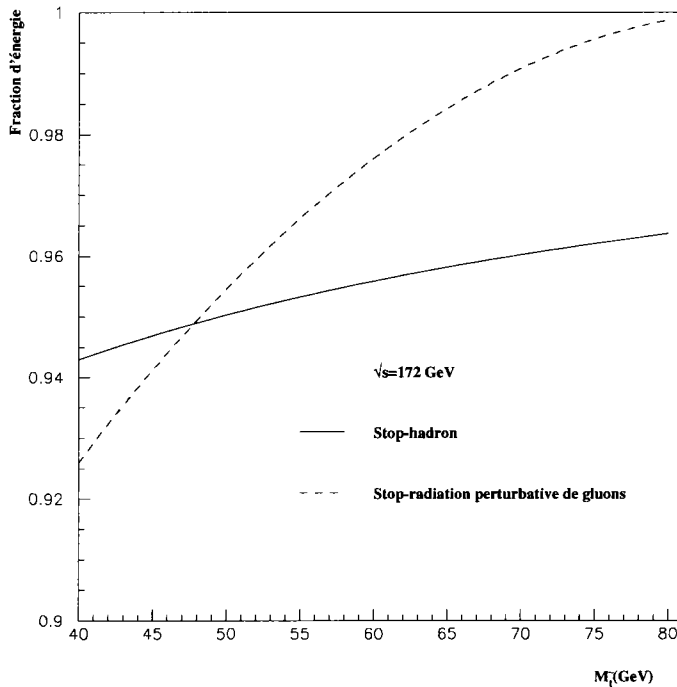


Figure 33: Fraction d'énergie emportée par l'hadronisation ou la fragmentation en fonction de la masse du stop.

### 2.5.5 Contenu en hadrons des événements stop et sbottom

L'hadronisation de quarks  $c$  se traduit essentiellement par la présence de mésons charmés  $D^\pm, D^0, \bar{D}^0$ , qui sont des états liés d'un quark  $c$  et d'un de type down (pour  $D^\pm$ ) ou up (pour  $D^0$  et  $\bar{D}^0$ ), et de mésons charmés et étranges  $D_s^\pm$  qui sont des états liés de quarks charmé et étrange. Les temps de vie de ces mésons charmés sont l'ordre de la picoseconde: 1 ps pour  $D^\pm$ , 0.5 ps pour  $D^0$  et  $D_s^\pm$ . De nombreux modes de désintégration sont possibles et sont caractérisés par la présence de kaons.

Les mésons beaux sont l'expression de l'hadronisation des quarks  $b$ . De la même façon que pour les charmés, ce sont soit des états liés d'un quark  $b$  et d'un quark  $u$  ( $B^\pm$ ),  $d$  ( $B^0, \bar{B}^0$ ), ou étrange ( $B_s^0, \bar{B}_s^0$ ). Leur temps de vie est plus long que celui des mésons charmés, de l'ordre de 1.6 ps. Du fait de l'interaction faible, le quark  $b$  se désintègre essentiellement en quark  $c$ : les mésons charmés sont donc fortement présents dans les produits de désintégration des mésons beaux.

Le tableau 8 donne le contenu en mésons charmés des événements stops.

### 2.5.6 Effets observables de l'hadronisation du stop

L'hadronisation du stop est inhérente au canal de désintégration choisi pour ce squark. Nous allons ici nous intéresser aux effets de ce processus sur des variables usuellement utilisées dans des analyses. Le but est de déterminer les paramètres dominants de ce

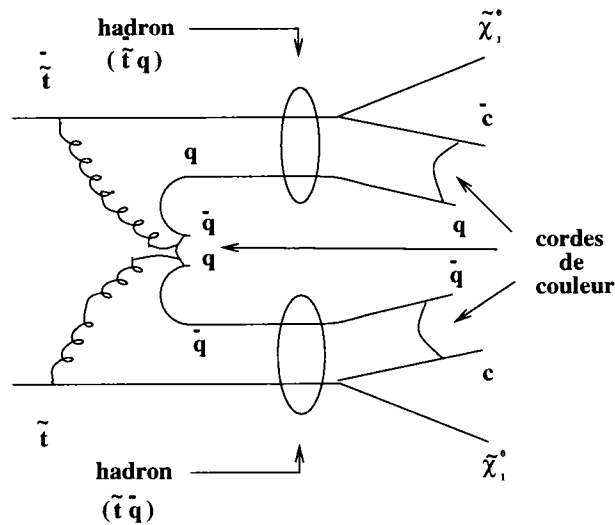


Figure 34: Schématisation de la modélisation de l'hadronisation pour les stops.

Méson charmé	fraction (%)
$D^{0*}$	31.4
$D^{\pm*}$	29.9
$D^0$	10.3
$D^{\pm}$	9.8
$D_s^{\pm*}$	8.3
$\Lambda_c$	6.8
$D_s^{\pm}$	2.3

Tableau 8: Contenu en hadrons charmés des événements stop

mécanisme.

La procédure la plus brutale consiste à générer des événements stop non hadronisés et à comparer les distributions obtenues avec celles issues de lots générés avec hadronisation. Quelques distributions correspondant à l'énergie totale, à l'énergie manquante dans le plan transverse et à l'énergie transverse sont visibles sur les figures 35, 36 et 37 pour un stop de masse égale à 80 GeV et pour différentes valeurs de masses de neutralino.  $\Delta m$  est la différence de masse entre le squark et le neutralino. Les signaux ont été générés à  $\sqrt{s}=184$  GeV.

On observe un écart de l'ordre de un à deux GeV pour chacune des observables: les valeurs moyennes de ces dernières systématiquement supérieures pour les signaux avec hadronisation. On constate de plus que les spectres s'élargissent avec une augmentation de  $\Delta m$ . Cela s'explique par une augmentation des gammes d'énergies des quarks c (issus des désintégrations des stops) avec  $\Delta m$ . Cet élargissement tend à effacer les effets de l'hadronisation: pour  $\Delta m=10$  GeV, la distinction entre les signaux générés avec et sans hadronisation à partir des observables globales est difficilement perceptible: pour  $\Delta m \gtrsim 10$  GeV, les effets de l'hadronisation ne sont plus décelables.

La différence fondamentale entre les deux lots générés se situe à la première étape

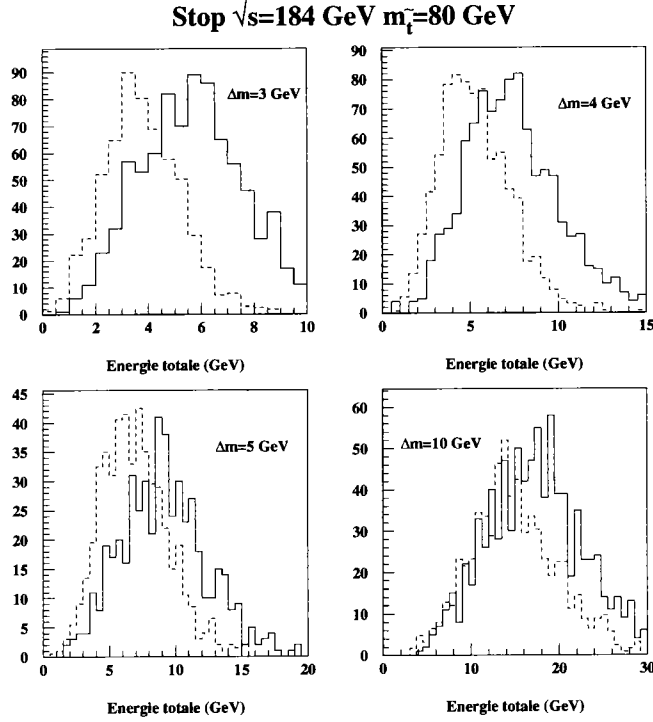


Figure 35: Distributions en énergie totale pour des signaux stops  $m_{\tilde{t}_1}=80$  GeV avec hadronisation (trait plein) et sans hadronisation (pointillés) pour différentes valeurs de  $\Delta m$  avec  $\Delta m = m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ .

de l'hadronisation. Si  $E_{\tilde{t}_1}$  est l'énergie du stop produit,  $E_h$  et  $E_{\tilde{\chi}_1^0}$  les énergies des stop hadrons et du neutralino, alors l'énergie du premier hadron charmé formé  $E_{h1}$  lorsque le stop s'hadronise est  $E_{h1} = E_h - E_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq E_{\tilde{t}_1} - E_{\tilde{\chi}_1^0}$  car d'après la fonction de fragmentation (2.39) choisie pour le stop on a  $E_{\tilde{t}_1} \simeq E_h$ . Par contre, dans le cas où le stop ne s'hadronise pas, l'énergie du premier hadron charmé est  $E_{h1} = \text{frac}(E_{\tilde{t}_1} - E_{\tilde{\chi}_1^0})$  où frac est définie à partir de la fonction de fragmentation d'un quark c. Pour les fonctions de Peterson et al. usuellement utilisées pour des quarks lourds et dont une représentation est donnée sur la figure 38, on a frac situera en général entre 0.7 et 0.85. Il apparaît alors que pour une masse de stop et de neutralino données, une énergie de stop et de neutralino fixées, le premier hadron formé à partir d'un quark c pour un stop qui s'hadronise a une énergie entre 15 et 30 % plus élevée qu'au premier hadron formé à partir d'un quark c provenant d'un quark qui ne s'hadronise pas. Cela se vérifie explicitement sur les distributions en énergie des mésons charmés (figure 39).

Les distributions des figures 35 à 37 ont été obtenues en utilisant les fonctions de fragmentation de Lund symétriques pour tous les quarks (même pour le quark c). Si la fonction de fragmentation de Peterson et al. est utilisée pour les saveurs lourdes, on obtient les distributions de la figure 40. On constate que les différences sont négligeables.

Ainsi, les effets d'hadronisation des stops sont d'autant plus perceptibles que la différence de masse entre le squark et le neutralino est faible: au delà de  $\Delta m=10$  GeV,

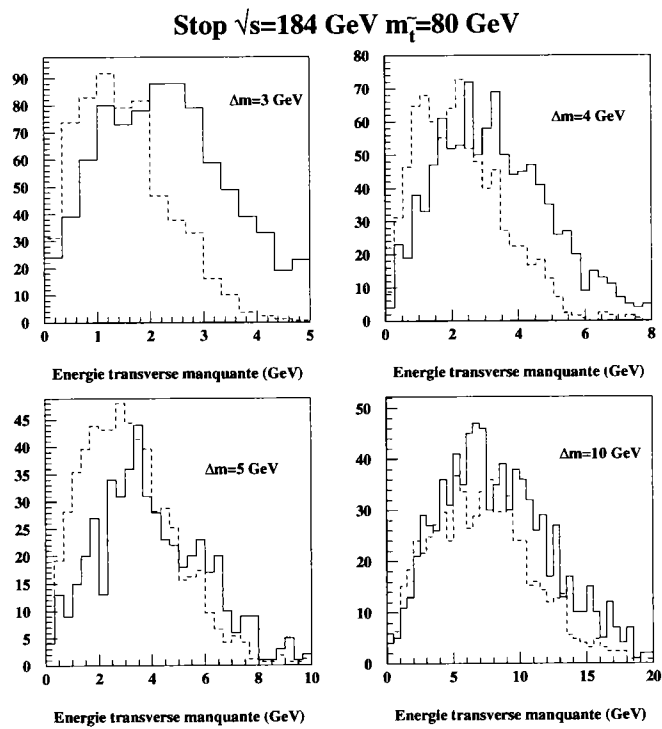


Figure 36: Distributions en énergie transverse manquante pour des signaux stops  $m_{\tilde{t}_1}=80$  GeV avec hadronisation (trait plein) et sans hadronisation (pointillés) pour différentes valeurs de  $\Delta m$  avec  $\Delta m = m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ .

il est difficile, à partir de distributions d'observables utilisées dans les analyses, de distinguer clairement un lot de stops hadronisés d'un échantillon sans hadronisation. Par ailleurs, le facteur déterminant de l'hadronisation est la fonction de fragmentation utilisée lors de la formation du hadron stop. C'est elle qui engendre et régit des différences d'observables particulièrement visibles pour les faibles  $\Delta m$ .

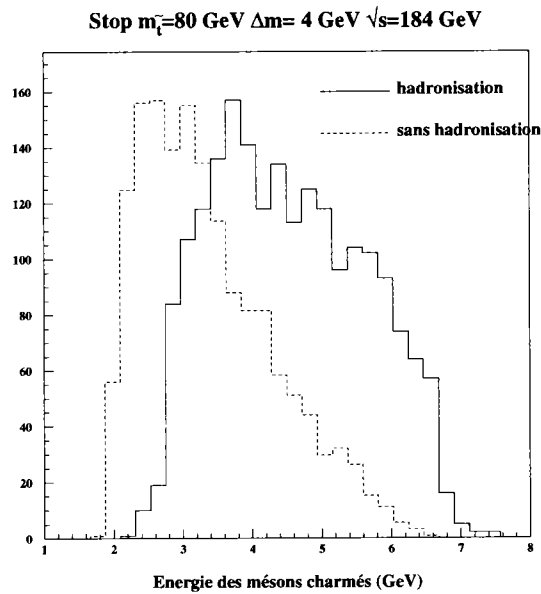


Figure 39: Comparaison des spectres en énergie des mésons charmés provenant d'un stop hadronisé (trait plein) et non hadronisé (pointillés).

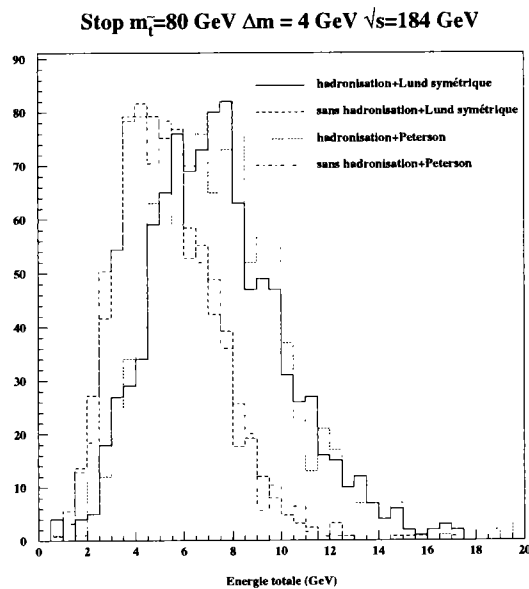


Figure 40: Comparaison des spectres en énergie totale des événements stop avec ou sans hadronisation pour des fonctions de fragmentation de quarks c distinctes (Lund symétrique ou Peterson)

## Conclusion

Une phénoménologie des squarks à LEP200 a été exposée dans ce chapitre. Les motivations qui nous incitent à supposer que ces particules sont légères, leurs modes de production et de désintégration et les processus de simulations associés ont été décrits.

Les résultats obtenus dépendent d'un modèle donné et d'hypothèses au sein de celui-ci. Des suppositions sont d'autant plus impératives que le nombre de paramètres des théories supersymétriques est élevé. Mais il est fondamental, lors d'un exposé de résultats expérimentaux notamment, de préciser clairement les hypothèses sous-jacentes. Cela doit permettre d'éviter toute confusion quant à un domaine de masse exclu ou toute conclusion hâtive quant à l'absence de signaux de supersymétrie dans une gamme d'énergie donnée.

Nous n'avons dans ce chapitre considéré que des modèles avec  $R_{parité}$  conservée. Les particules supersymétriques les plus légères (LSP) choisies ont été le neutralino et le gravitino. C'est à partir d'arguments cosmologiques que cette sélection a été effectuée: le souci principal, notamment pour le gravitino, est la résolution du problème de la matière noire par une particule interagissant faiblement. Néanmoins d'autres solutions (par exemple l'hypothèse de matière noire baryonique) s'affranchissent complètement de la supersymétrie. Que deviennent nos désintégrations si la Nature a choisi ce dernier type de solution? Dans ce cas les potentiels candidats LSP sont les gluinos, les squarks, le neutralino, le sneutrino et le gravitino. Les mécanismes par lesquels des squarks et des gluinos LSP auraient échappé à la détection de particules lourdes et chargées (en formant des neutres) ne sont pas clairs. Les squarks et les gluinos peuvent difficilement être LSP. Il ne demeure donc que le neutralino, le sneutrino et le gravitino. Les désintégrations des squarks changent peu dans le MSSM (contraint et non contraint). Pour les modèles avec un gravitino LSP, les états finals peuvent être modifiés selon l'identité de la NLSP. Ainsi dans certains modèles pour lesquels la brisure spontanée de la supergravité est transmise par interaction de jauge, les sleptons peuvent remplir le rôle de la NLSP. La désintégration à trois corps dans l'état final du stop  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{l}\nu$  pourrait alors dominer.

Les canaux expérimentalement choisis dans la suite de cette thèse sont  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$ . La signature des signaux squarks est alors deux jets accompagnés par de l'énergie manquante. Ce choix s'explique à la fois par l'étude phénoménologique exposée dans ce chapitre mais également par la simplicité de l'état final des signaux squarks.

Si la  $R_{parité}$  n'est pas conservée, la phénoménologie des squarks est profondément bouleversée: le stop peut alors se désintégrer en quarks et le neutralino en leptons et/ou quarks. Les signatures associées aux différentes désintégrations sont multiples et les résultats concernant les états finals dans le cas où la  $R_{parité}$  est conservée ne sont plus valables.

A la recherche directe de signaux de supersymétrie doivent être associées les contraintes provenant des mesures de précision, ces dernières permettant d'apporter des informations supplémentaires sur les espaces de paramètres permis ou non. En particulier l'étude des désintégrations rares de quarks et les mesures précises concernant les changements de saveurs par courants neutres devraient fournir de précieux résultats.



## Bibliographie

- [1] S. Dimopoulos et G. Giudice Phys. Lett. B 393(1997)72
- [2] J.-M. Frère et al. Nucl. Phys. B 222(1983)11
- [3] J.A. Casas et al. Nucl. Phys. B 471(1996)3
- [4] A. Bartl et al. Z. Phys. C 64(1994)499
- [5] The LEP Electroweak Working Group LEPEWWG/95-01
- [6] J. D. Wells et al. Phys. Lett. B 338(1994)219
- [7] M. Boulware et D. Finnell Phys. Rev. D 44(1991)2054
- [8] X. Wang et al. Phys. Rev. D 52(1995)413
- [9] Delphi coll. Phys. Lett. B 382(1996)323
- [10] Coll. DELPHI DELPHI 97-106 Conf 88
- [11] J. Steinberger Présentation aux XXXII Rencontres de Moriond (15-22 mars 1997)
- [12] A. D. Sakharov JETP Lett. 5(1967)24
- [13] G. t'Hooft Phys. Rev. 37(1976)8
- [14] M. E. Shaposhnikov Nucl. Phys. B 287(1987)757
- [15] M. E. Shaposhnikov Nucl. Phys. B 299(1988)797
- [16] A.G. Cohen et al. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci 43(1993)27
- [17] M. Carena et C. E. M. Wagner hep-ph/9704347
- [18] D. Delepine et al. hep-ph/9604440
- [19] K. Kajantie et al. Nucl. Phys. B 466(1995)189
- [20] M. Carena et al. Phys. Lett. B 355(1995)209
- [21] M. Carena et al. hep-ph/9710401

- [22] S. de Jong Rencontres de Moriond EW Les Arcs 14-21 Mars 1998  
V. Ruhlmann-Kleider Rencontres de Moriond QCD Les Arcs 21-28 Mars 1998
- [23] A. Bartl et al. hep-ph/9603410
- [24] W. Porod Thèse de Doctorat hep-ph/9804208
- [25] Coll. CLEO Phys. Rev. Lett. 71(993)674  
Coll. CLEO Phys. Rev. Lett. 74(995)2885
- [26] C.-H. Chang et C. Lü Commun. Theor. Phys. 27(1997)331
- [27] M. Drees et K. Hikasa Phys. Lett. B 252(1990)127
- [28] D. N. Schramm et R. V. Wagoner Ann. Rev. Nucl. Sci. 27(1977)37
- [29] G. Jungman et al. Phys. Rep. 267(1996)195
- [30] S. Sarkar Rep. Prog. Phys. 59(1996)1493
- [31] J. Ellis et al. Nucl. Phys. B 238(1984)453
- [32] J. S. Hagelin et al. Nucl. Phys. B 241(1984)638
- [33] T. Falk et al. Phys. Lett. B 339(1994)248
- [34] K. Hikasa et M. Kobayashi Phys. Rev. D 36(1987)724
- [35] Delphi Coll. Eur. Phys. J. C 1(1998)1
- [36] Review of Particle Properties Phys. Rev. D50(1994)1173
- [37] ALEPH Coll. Phys. Lett. B 407(1997)377
- [38] N. Polonsky et A. Pomarol Phys. Rev. Lett. 73(1994)2292
- [39] K. A. Olive et M. Srednicki Phys. Lett. B 230(1989)78
- [40] P. Fayet Phys. Lett. B 86(1979)272
- [41] R. Flores et al. Phys. Lett. B 237(1990)72
- [42] R. M. Barnett et al Nucl. Phys. B 267(1986)625
- [43] G. Farrar et P. Fayet Phys. Lett. B 76(1978)575  
S. Raby hep-ph/9702299
- [44] R. M. Barnett et al. Phys. Lett. B 126(1983)64  
H. E. Haber et al. Phys. Rev. D 29(1984)1990
- [45] Aleph Coll. CERN-PPE/97-002
- [46] D0 Coll. hep-ex/9801025 CDF Coll. Phys. Rev. Lett. 80(1998)2767

- [47] UA1 Coll. Phys. Lett. B 198(1987)261
- [48] UA2 Coll. Phys. Lett. B 235(1990)363
- [49] D0 Coll. Phys. Rev. Lett 76(1996)2222
- [50] P. Azzi Présentation aux XXXII Rencontres de Moriond (15-22 mars 1997)
- [51] D0 Coll. Phys. Rev. Lett. 75(1995)618  
CDF Coll. Phys. Rev. Lett. 76(1996)2006
- [52] S. Bertolini et al. Nucl. Phys. B 353(1991)591
- [53] D0 Coll. Contribution à HEP 97.
- [54] S. Weinberg Phys. Rev. Lett. 48(1982)1303
- [55] H. Pagels et J. R. Primack Phys. Rev. Lett. 48(1982)223
- [56] J. Ellis et al. Phys. Lett B 118(1982)59
- [57] T. Moroi et H. Murayama Phys. Lett. B 303(1993)289
- [58] D. A. Dicus et al. hep-ph/9708369
- [59] T. Gherghetta hep-ph/9607448
- [60] P. Checchia et al. DELPHI 98-7 PHYS 758
- [61] S. Ambrosiano et al. Phys. Rev. D54 (1996) 5395
- [62] W. Beenakker et al. Phys. Lett. B 349(1995)463
- [63] F. Halzen et A. D. Martin Quarks and leptons Editions Wiley/Sons
- [64] C. Peterson et al. Phys. Rev. D 27(1983)105
- [65] T. Sjostrand Pythia 5.7 et Jetset 74 CERN-TH.7112/93 (1993)

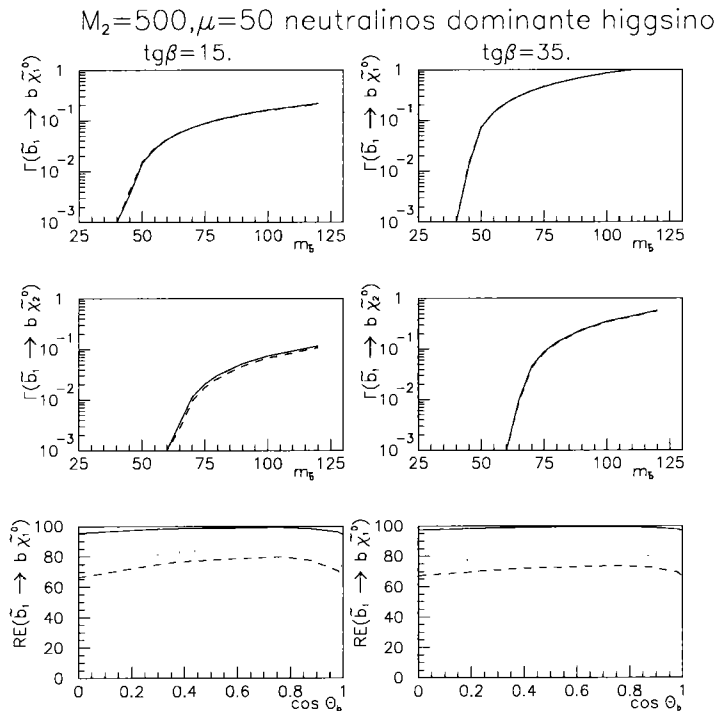


Figure 22: Largeurs de désintégration et rapports d'embranchement en fonction de la masse du sbottom et de son angle de mélange. Pour les largeurs, les courbes en pointillés et en trait plein correspondent respectivement à  $\theta_b = \frac{\pi}{2}$  et  $\theta_b = 0$ . Pour les rapports d'embranchement, les courbes en trait plein, petits points et pointillés correspondent à des masses de sbottom égales à 65, 90 et 120 GeV.

avec  $M = \frac{M_{PL}}{\sqrt{8\pi}}$ . Par ailleurs, des les modèles de supergravité avec transmission de la brisure spontanée par interactions de jauge, le gravitino peut être très léger (voir chapitre 1).

La cosmologie donne quelques indications quant aux domaines de masses permis pour le gravitino. Si l'on se restreint au modèle du big-bang le plus simple (c'est-à-dire sans période d'inflation), le domaine de masse  $1 \text{ keV} \lesssim m_{\tilde{G}} \lesssim 10^4 \text{ GeV}$  est exclu [54]. La borne inférieure a été calculée [55] en supposant que le gravitino est la LSP et donc le principal constituant de la matière noire de l'univers. Dans cette hypothèse, un gravitino de masse plus élevée que le keV donnerait des résultats en conflit avec les observations. La borne supérieure a été obtenue en supposant que le gravitino pouvait se désintégrer (en particules standards ou supersymétriques). Si dans ce cas  $m_{\tilde{G}} < 10^4 \text{ GeV}$ , la nucléosynthèse aurait donné trop peu d'hélium ou de deutérium par rapport aux quantités actuellement mesurées. Ces bornes sur la masse du gravitino peuvent fortement varier dans les modèles inflationnaires<sup>2</sup> [56]. Des masses de gravitino inférieures au GeV sont alors possibles [57].

2. Des informations supplémentaires sont données dans l'annexe B

## Chapitre 3

# Le détecteur DELPHI

Nombreuses sont les théories nées de la nécessité de résoudre les problèmes du Modèle Standard, et le choix de telle ou telle est d'autant plus difficile qu'aucune n'a reçu l'once d'une confirmation expérimentale. Pourtant, seule l'expérience peut fournir des indices quant à la voie théorique à préférer pour obtenir les lois qui régissent la Nature. La supersymétrie ne déroge pas à ce principe et nous décrivons dans ce chapitre le cadre expérimental au sein duquel la recherche des squarks a été réalisée.

Les particules supersymétriques sont censément absentes de notre quotidien. Principalement deux laboratoires permettent d'appréhender leur existence: l'espace, par l'étude des éléments de la galaxie, et les accélérateurs de particules, par l'observation de leurs produits. C'est auprès du collisionneur électron-positon, situé non loin de Genève, que les données analysées au cours de cette thèse ont été enregistrées. Son processus de fonctionnement est exposé dans une première partie. Les produits des collisions ont été collectés par le détecteur DELPHI. Celui-ci est décrit dans une seconde partie. Certains de ses éléments, comme les principaux détecteurs de traces et les calorimètres électromagnétiques, sont détaillés. Une étude sur la résolution en énergie pour différents signaux clôt ce chapitre. Elle permet d'approfondir la connaissance de l'appareillage et d'estimer la part de la perte d'énergie inhérente à tout système de mesure.

### 3.1 Le LEP

Le LEP (Large Electron Positron collider) est un collisionneur d'électrons et de positons de 26.6 km de circonférence situé à 100 mètres de profondeur près de Genève. Sur cet anneau sont présents quatre détecteurs de physique des particules: ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL (voir figure 1). Les électrons sont formés par effet thermoélectrique puis accélérés jusqu'à une énergie de quelques centaines de MeV. Les positons sont générés à partir de collisions d'électrons sur une cible de tungstène. Des champs magnétiques guident alors les  $e^+$  vers un accélérateur linéaire. Les positons s'accumulent ensuite dans un petit anneau de stockage avant d'être injectés dans le PS où ils sont accélérés jusqu'à une énergie de 3.5 GeV. Ils passent ensuite dans le SPS qui leur fournit une énergie de 20 GeV avant d'aboutir au tunnel du LEP. Les électrons subissent le même sort et on aboutit à 8 paquets de  $e^+e^-$  circulant en sens inverse. Les parti-

cules sont alors accélérées grâce à des cavités supraconductrices (en niobium refroidies à l'hélium liquide à  $T \sim -269^0$ ). Le choix de ces cavités s'expliquent par la nécessité de compenser la perte d'énergie par radiation synchrotron des faisceaux circulant dans le LEP. En effet, si  $E$  est l'énergie d'une particule en mouvement et  $R$  le rayon de courbure de sa trajectoire, la perte d'énergie par radiation et par tour varie comme:

$$E_{rad} \propto \frac{E^4}{R}$$

C'est précisément cette perte qui a conditionné la dimension du LEP. En effet,  $E_{rad}$  est d'autant plus faible que le rayon de courbure est grand et donc que le coût de la machine est élevé. Les 26.6 km de circonférence sont donc le résultat d'un compromis entre le prix de l'appareillage et son efficacité. Avec les caractéristiques du LEP ainsi obtenues, il est possible de calculer la perte pour une énergie quelconque par:

$$E_{rad} = 1.35 \left( \frac{E}{90} \right)^4 \text{ GeV}$$

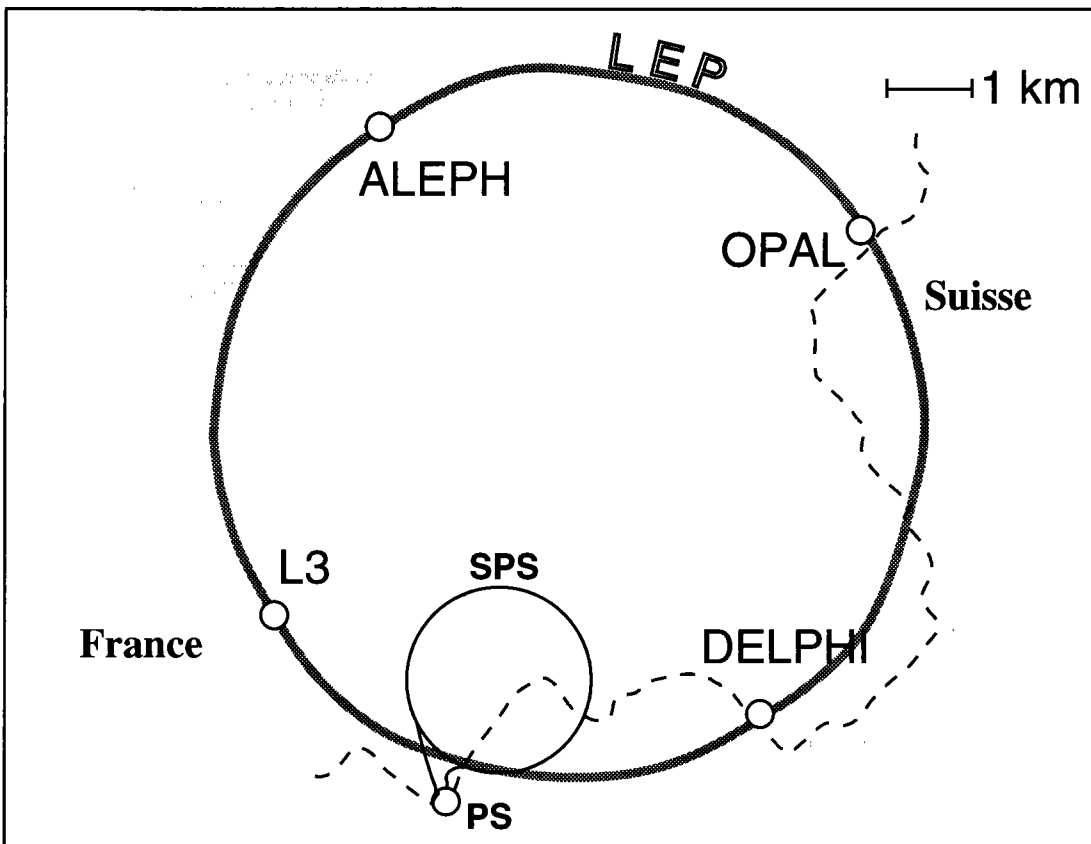


Figure 1: Situation géographique du LEP.

La luminosité instantanée délivrée a pour expression:

$$L = \frac{N_+ N_- f}{4\pi N_b \sigma_x \sigma_y} \text{ en } \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$$

où  $N_+$  ( $N_-$ ) est le nombre de positons (électrons) par paquet,  $N_b$  le nombre de paquets,  $f$  leur fréquence ( $f=c/\text{Long}$  où  $\text{Long}$  est la longueur de l'anneau).  $\sigma_x$  et  $\sigma_y$  sont les dimensions transverses du faisceau. Typiquement on a

$$\begin{aligned} N_+ = N_- &= 1.7 \cdot 10^{12} \text{ particules} \\ N_b &= 4 \text{ paquets de chaque particule} \\ f &= 10.8 \text{ kHz} \\ \sigma_x &= 250 \mu\text{m} \\ \sigma_y &= 15 \mu\text{m} \end{aligned}$$

La luminosité obtenue est alors  $1.6 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Remarquons la grande différence entre les deux dimensions transverses du faisceau. Elle s'explique essentiellement par une plus grande diffusion du faisceau en  $x$  du fait du rayonnement synchrotron.

À la suite d'une collision  $e^+e^-$  -le point d'intersection des faisceaux est le vertex primaire- un certain nombre de particules sont générées. Le but du détecteur est de reconstruire les trajectoires et de mesurer l'énergie de ces dernières et de les identifier pour en déduire le processus physique impliqué et ainsi tester les prédictions théoriques.

### 3.2 Le détecteur DELPHI

Pour reconstruire la trajectoire et mesurer l'énergie d'une particule donnée, le détecteur DELPHI (acronyme de DEtector with Lepton and Photon Identification) exploite le fait qu'un corpuscule traversant la matière (qu'elle soit à l'état solide, liquide ou gazeux) interagit avec celle-ci et donne un signal mesurable. Le repérage spatial est effectué à l'aide d'un repère orthonormé (figure 2) : par convention, l'axe  $z$  est parallèle à l'axe des faisceaux (dans la direction des électrons), l'axe  $x$  pointe vers le centre du tunnel LEP et  $y$  vers la surface. On utilisera par la suite les coordonnées cartésiennes ( $xyz$ ) ou polaires ( $r, \theta, \phi$ ) où  $\theta$  ( $\phi$ ) est l'angle polaire (azimuthal).

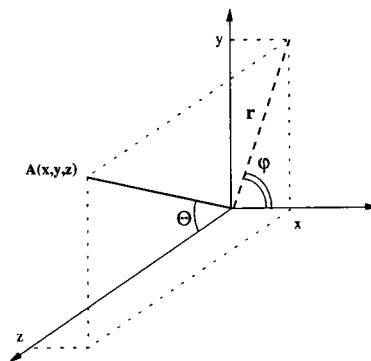


Figure 2: Repérage spatial dans DELPHI.

Le détecteur DELPHI (figure 3) est constitué d'une région centrale - qui couvre un angle polaire  $40^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$  - et d'une région avant qui couvre  $10^\circ \leq \theta \leq 40^\circ$  et

$140^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$ . Il est formé de trois types de détecteur:

- détecteurs de traces :
  - région centrale: le microvertex (MVX), le détecteur interne(ID), la chambre à échantillonnage temporel (TPC) et le détecteur externe (OD).
  - région avant: les chambres avant A et B (FCA et FCB), le VFT.
- calorimètres: les calorimètres électromagnétiques (HPC pour la région centrale et EMF, STIC et VSAT pour la région avant), le calorimètre hadronique(HAC)
- détecteurs spécifiquement dédiés à l'identification : les RICH (BRICH et FRICH pour les régions centrale et avant respectivement), les chambres à muons.

Notons que cette classification n'est pas absolue: certains détecteurs comme la TPC ou la HPC sont également utilisés pour l'identification des particules.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons décrire en détails quelques détecteurs de trace (MVX et TPC) et électromagnétiques(EMF, STIC et HPC). Ce choix s'explique par l'importance de ces instruments dans les recherches expérimentales qui nous concernent. Une description résumée des autres détecteurs et de leurs performances est exposée dans [1] et [2].

#### 3.2.1 Les détecteurs de traces

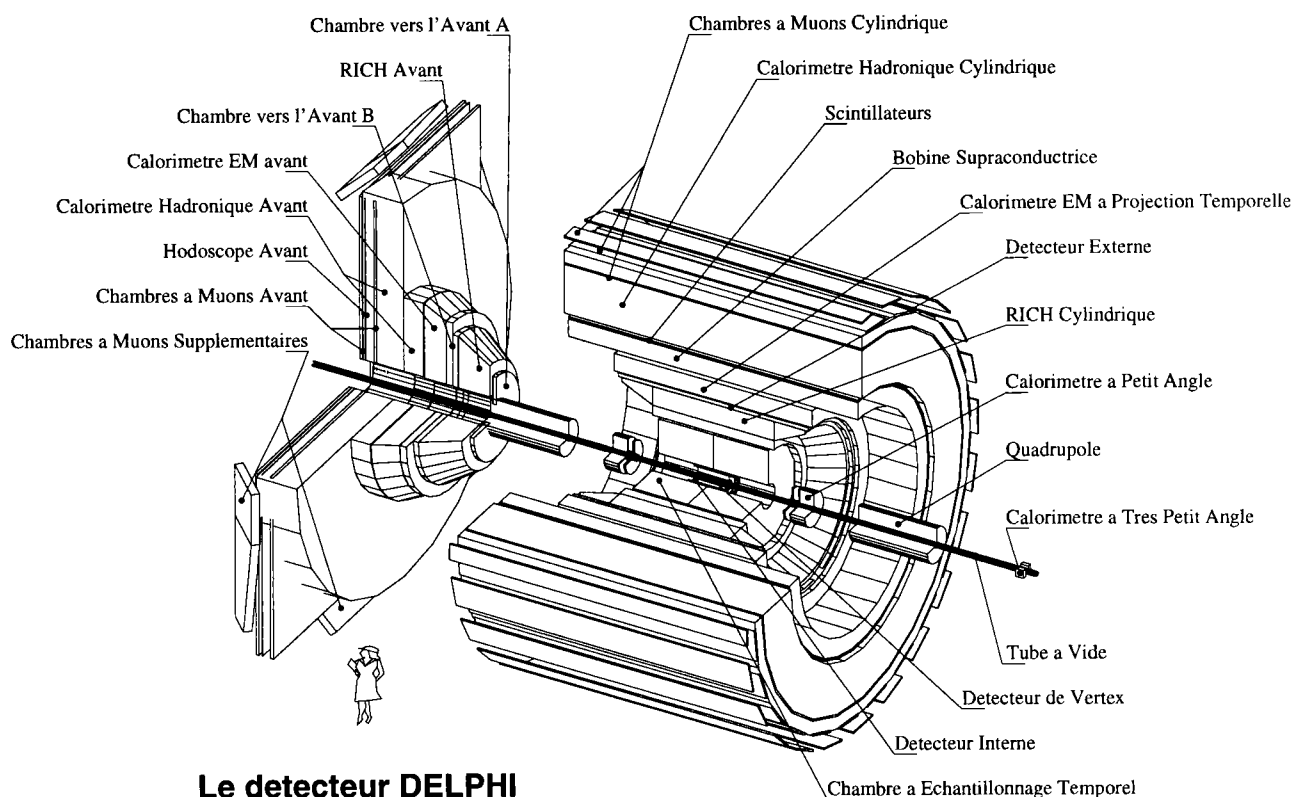
##### 3.2.1.1 Le détecteur de microvertex (MVX)

Le MVX (figure 4) permet une reconstruction précise des traces près du point d'interaction. Il est constitué d'une zone centrale(le VD), d'une zone avant(le VFT) et est formé de couches de silicium. Ce type de semiconducteur présente de nombreux avantages en physique des hautes énergies. Rappelons-en brièvement le fonctionnement.

Les solides à structure périodique présentent des bandes d'énergie pour les électrons qu'ils renferment. La bande de valence, de plus basse énergie, correspond à des électrons liés au cristal. La bande de conduction correspond au cas d'électrons libres de se mouvoir au sein du réseau. Pour passer d'une bande à l'autre, un électron doit franchir la bande interdite qui a une largeur de l'ordre de électron-volt (eV) pour les semiconducteurs(1.11 eV et 0.66 eV pour le silicium et le germanium respectivement à une température de 300 K) et de l'ordre de 5 eV pour les isolants. Si le milieu est électriquement neutre, un trou est formé dans la bande de valence: les électrons et les trous constituent les porteurs de charge d'un semiconducteur.

On distingue généralement trois types de semiconducteurs: les semiconducteurs intrinsèques, pour lesquels le nombre de trous dans la bande de valence est égal à celui des électrons dans la bande de conduction; les semiconducteurs de type N formés à partir d'un matériau donné (par exemple le Si) dans lequel des impuretés ( par exemple de l'antimoine, du phosphore ou de l'arsenic) ayant un électron de valence de plus ont été introduites. La conductivité est alors déterminée par les électrons qui sont alors les porteurs majoritaires; le dernier type est celui de type P où l'on rajoute cette fois-ci à un milieu donné des impuretés ayant un électron de valence de moins (par exemple





**Le détecteur DELPHI**

Figure 3: Le détecteur DELPHI.

du bore, du gallium ou encore de l'indium à du silicium): les porteurs majoritaires sont alors les trous.

Le principe de base d'un détecteur à semiconducteur est la jonction PN [3] constituée d'un semiconducteur de type P et d'un de type N (fig 5a). Les électrons majoritaires dans la région N diffusent dans la région P où ils se recombinent avec des trous. Il en va de même pour les trous de la région P qui diffusent vers la région N. La recombinaison des porteurs libres de part et d'autre de la jonction fait apparaître un champ électrique  $\vec{E}$  qui s'oppose aux diffusions des porteurs majoritaires (fig 5b). Un équilibre thermodynamique a lieu lorsque les forces de diffusion et électrique se compensent. La région d'espace de charges (RCE) ou région appauvrie ("déplétée") ainsi formée est l'élément crucial de la détection: une particule chargée la traversant crée des paires électron-trou; ces derniers diffusent rapidement vers les régions N et P sous l'action du champ électrique: leur mouvement constituent le signal électrique détectable. Le RCE constituant la zone sensible de la jonction, il est nécessaire qu'elle soit la plus large possible. On peut l'augmenter en polarisant la jonction en inverse c'est-à-dire en appliquant une différence de potentiel positive de N vers P. En effet, sa largeur  $X_D$  vaut

$$X_D = \sqrt{2\epsilon\mu_e\rho(V_0 + V_B)}$$

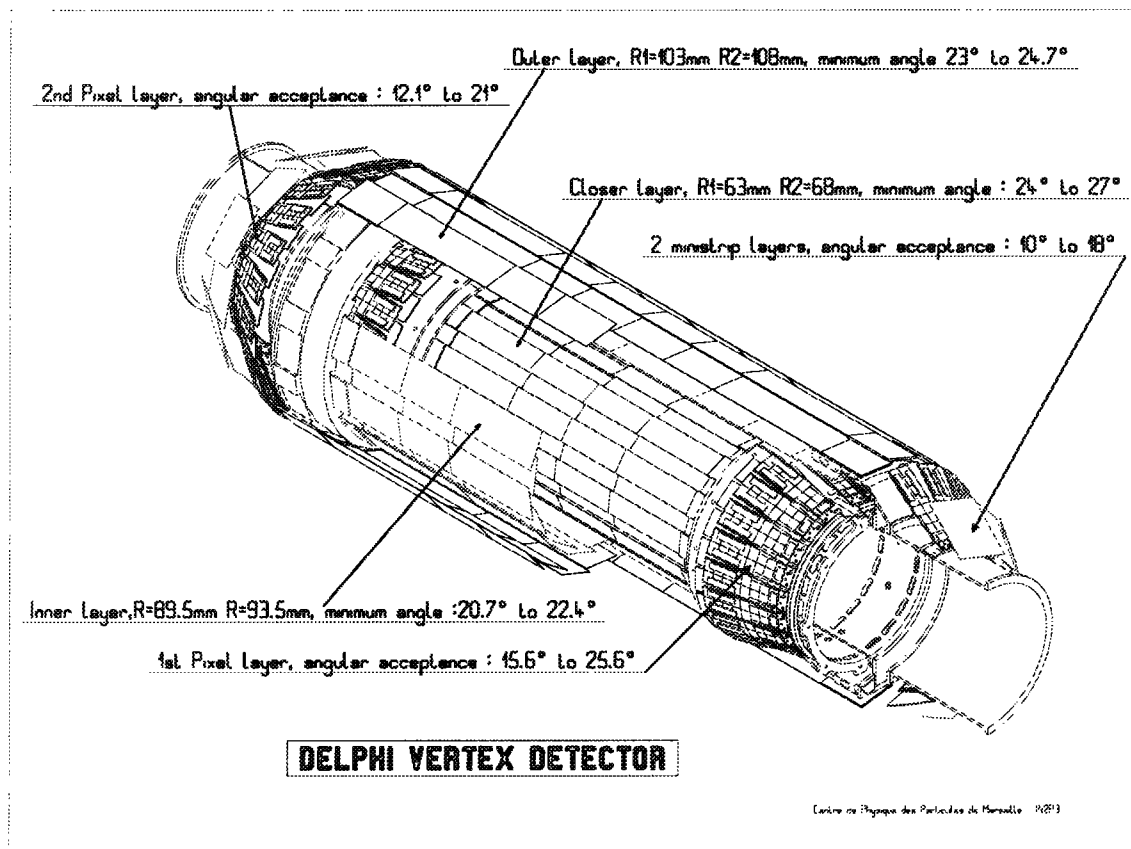


Figure 4: Le détecteur de microvertex.

où  $\epsilon$  est la permittivité du milieu(en  $F.cm^{-1}$ ),  $\mu_e$  la mobilité des électrons dans le milieu(en  $cm^{-2}.V^{-1}.s^{-1}$ ),  $\rho$  la résistivité intrinsèque du milieu(en  $\Omega.m$ ),  $V_0$  la tension due à la RCE et  $V_B$  la tension externe appliquée(en V). En appliquant une tension  $V_B$  suffisante, il est possible d'aboutir à une jonction complètement "déplétée" qui fonctionne alors comme une chambre d'ionisation solide. Le jonction se comporte comme un condensateur de capacité par unité de surface  $C_D = \frac{A\epsilon}{X_D}$ . Notons que la résistivité intrinsèque est un élément primordial de  $X_D$  et elle est utilisée comme critère de choix d'un semiconducteur. C'est ce qui explique en partie la présence du silicium au détriment du germanium comme constituant du VD. Le germanium donnerait a priori des résultats plus précis (bande interdite moins large, mobilité des porteurs plus élevée) mais sa résistivité intrinsèque ( $47 \Omega.cm$ ) est nettement inférieure à celle du silicium ( $2.3.10^5 \Omega.cm$ ) à 300 K. Il faut refroidir le germanium pour que celui-ci ait une résistivité meilleure que celle du silicium. Cela entraîne des coûts supplémentaires. Le fonctionnement de base des cellules du VD est la jonction PN polarisée en inverse.

**La zone centrale: le VD** La partie centrale du MVX de DELPHI est constituée de deux types de cellules: celles qui permettent d'avoir une information en  $R\Phi$  seulement et celles qui fournissent un résultat en  $R\Phi$  et en z. Ces dernières sont de type NIP(fig. 6): elles sont constituées de microcouches de type P<sup>+</sup>, d'une couches de Silicium dopée N, et

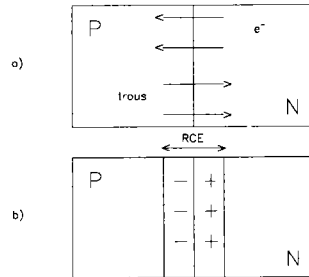


Figure 5: Schéma de la jonction PN.

de microcouches de type  $N^+$ . Une RCE s'établit entre les éléments  $P^+$  et la zone SI-N. La couche  $N^+$  sert à supprimer les porteurs minoritaires restants. La cellule est polarisée en inverse pour être complètement déplétée (jusqu'à  $V_B = 95$  V) [5]. Le principe de fonctionnement est le suivant: le traversée d'une particule chargée crée des électrons et des trous qui dérivent sous l'action du champ électrique respectivement vers les régions  $N^+$  et  $P^+$ . Les microcouches de type  $N^+$  sont perpendiculaires à l'axe du faisceau et celles de type  $P^+$  sont parallèles à celui-ci: le déplacement des charges dans la RCE induit donc un signal qui donne une information en  $Z(R\Phi)$  par les microcouches de type  $N^+(P^+)$ . Remarquons que la structure côté  $N^+$  est plus complexe que côté  $P^+$ : le deuxième plan de microcouches, perpendiculaire aux premières, permettent de transmettre l'information en  $Z$  de la même façon qu'en  $R\Phi$ [4]. Notons enfin qu'une cellule qui ne permet que la lecture d'une information en  $R\Phi$  a une structure plus simple que celle qui vient d'être décrite: elle est constituée de microcouches de type  $P^+$ , d'une zone de silicium dopé N et d'une microcouche  $N^+$ . L'épaisseur typique d'une cellule est de 3 cm. Sa surface varie de 12 à 18  $cm^2$ . La largeur d'une microcouche de détection est de 25  $\mu m$  ou 44  $\mu m$ , son épaisseur est de 6  $\mu m$ . La largeur d'une micropiste de lecture de l'information varie de 50 à 176  $\mu m$  pour optimiser la détection en fonction de l'angle de la trace[5]. Deux plaquettes consécutives sont montées en opposition.

En 1989, lors du démarrage du LEP, la zone centrale du VD était formée de deux couches de silicium de rayons respectifs 9 et 11 cm. Seule une lecture en  $R\Phi$  était possible. En 1991 un remplacement du tube à vide en aluminium (rayon interne:7.8 cm, épaisseur:1.2 mm) par un tube en béryllium de plus petite dimension (rayon interne:5.3 cm, épaisseur:1.45 mm) a permis l'ajout d'une troisième couche de rayon égal à 6.3 cm. En 1994, des cellules permettant une lecture de l'information en  $z$  ont été mises en place pour les couches externe et proche. Cette dernière a de plus été allongée pour couvrir un angle polaire  $25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$ . Enfin, en 1996, la couche externe et celle du milieu ont été allongées. Le détecteur de microvertex est donc actuellement formé de trois couches de silicium dont les caractéristiques sont décrites tableau 1 [6].

Un recouvrement en  $\Phi$  de l'ordre de 10% permet de mesurer de 3 à 6 points en  $R\Phi$  et de 3 à 6 points en  $Z$ . La résolution obtenue à un point pour une couche est

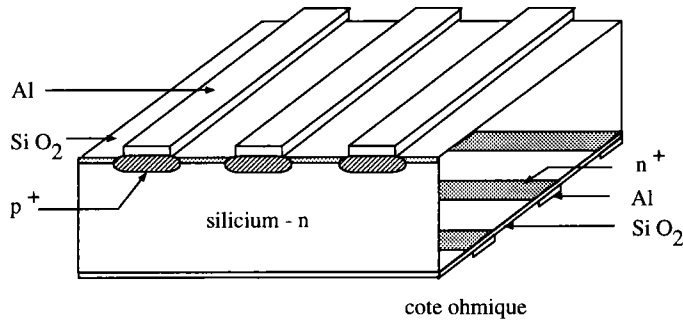


Figure 6: Une cellule du VD.

Couche	Rayon(cm)	Longueur(cm)	$\theta(^{\circ})$	Information en Z
externe	11	48	$24 \leq \leq 156$	$\forall \theta$
milieu	9	46	$21.5 \leq \leq 158.5$	$\theta \leq 37^{\circ}$ et $\theta \geq 143^{\circ}$
interne	6	24	$25 \leq \leq 155$	$\forall \theta$

Tableau 1: Caractéristiques des couches du MVX-zone centrale

de  $8 \mu m$  en  $R\Phi$  et de 10 à  $20 \mu m$  en  $Z$  en fonction de l'inclinaison de la trace [5]. Ces résultats sont typiques des détecteurs à semiconducteurs en physique des hautes énergies. Les diffusions multiples de la particule ionisante au sein du silicium augmentent avec l'inclinaison de la trace par rapport à la perpendiculaire au détecteur et dégradent les résolutions des paramètres d'impact (PI) comme on peut l'observer sur les courbes de la figure 7 [5]. Elles sont paramétrisées par

$$\sigma_{PI,R\Phi} = \left( \frac{\alpha_{R\Phi}}{p \sin^{3/2} \theta} \right) + (\sigma_{0,R\Phi}) \quad \sigma_{PI,Z} = \left( \frac{\alpha_Z}{p \sin^{5/2} \theta} \right) + (\sigma_{0,Z})$$

avec  $P$  en  $GeV/c$  et  $\sigma$  en  $\mu m$ .  $\alpha_{R\Phi}$  et  $\alpha_Z$  sont les coefficients de diffusion multiple dans le silicium.  $\sigma_{0,R\Phi}$  et  $\sigma_{0,Z}$  sont dus à la précision de reconstruction intrinsèque du détecteur. Typiquement on a  $\alpha_{R\Phi}=71 \mu m.GeV$ ,  $\sigma_{0,R\Phi}=28 \mu m.GeV$ ,  $\alpha_Z=34 \mu m$ ,  $\sigma_{0,Z}=69 \mu m$ . Le VD est un outil précis dont les instabilités notamment thermiques doivent être limitées : un système de refroidissement avec de l'eau à  $20^{\circ} C$  [5] a permis de maintenir sa température à mieux que 1 degré près en 1996[6].

**La région avant: le VFT( Very Forward Tracker)** Le VFT (figure 8) a été installé en mai 1996. Il a été introduit en premier lieu pour améliorer la reconstruction de traces dans la zone avant, c'est-à-dire pour des traces ayant un angle polaire  $\theta \leq 20^{\circ}$ . Dans cette région, de nombreux éléments comme des câbles d'électronique ou des supports d'autres détecteurs entraînent des dépôts d'énergie difficiles à contrôler et à détecter ce qui dégrade l'efficacité de reconstruction et le flux d'énergie. Pour ne citer qu'un exemple frappant, un électron provenant du vertex primaire traverse presque deux longueurs de radiation avant d'atteindre le calorimètre électromagnétique avant. D'autre part une

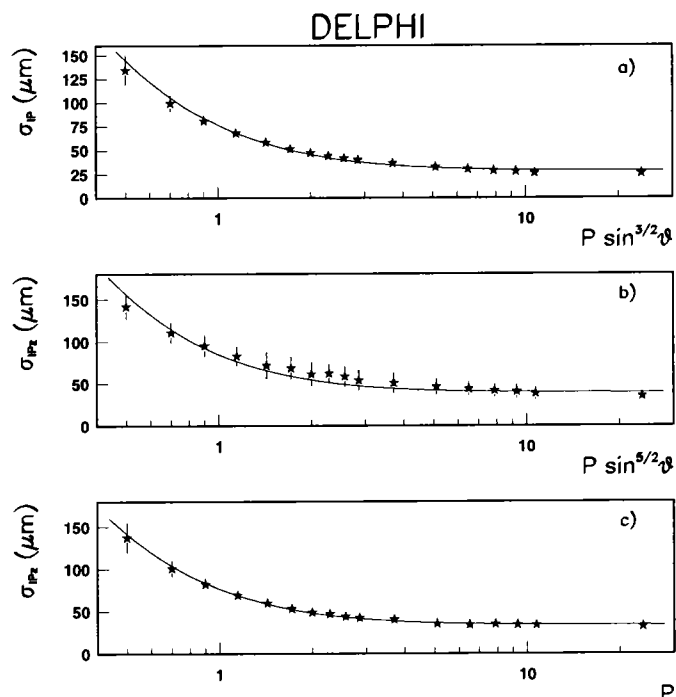


Figure 7: Résolutions des paramètres d'impact de la région centrale du MVX.

reconstruction correcte des événements à l'avant a un impact direct sur la qualité des analyses de physique. Nous verrons l'importance particulière de cette région pour la recherche qui nous intéresse.

Le VFT couvre la région polaire  $10^{\circ} \leq \theta \leq 25^{\circ}$  et est constitué de quatre couches de détecteurs, deux à pixel et deux à micropistes de silicium.

Chaque détecteur de silicium est formé de 12 modules inclinés de  $50^{\circ}$  par rapport à l'axe du faisceau. Chaque module est formé de deux détecteurs monocouches collés avec une orientation orthogonale des microcouches pour permettre une lecture en  $\theta$  et en  $\varphi$  de la particule. Du fait de diffusions multiples dans le tube à vide ou dans le support de la zone centrale du VD, une précision de reconstruction moins grande que dans la région centrale est exigée. Ceci explique le choix des macropixels et des largeurs de lecture des micropistes des cellules du silicium: elles sont de l'ordre de  $200 \mu\text{m}$  alors qu'elles sont environ quatre fois plus petites dans la région centrale. La précision qui en résulte varie de 10 à  $30 \mu\text{m}$  en  $R\Phi$  selon l'inclinaison de la trace (tests en faisceau)[7].

### 3.2.1.2 La chambre à échantillonnage temporel(TPC)

La chambre à échantillonnage temporel (figure 9) est le détecteur de traces principal de DELPHI. Elle est formée de deux cylindres adjacents de matériau composite (pour éviter les diffusions multiples et donc une perte d'information) de longueur 1.3 m et de rayon 1.2 m. Les deux cylindres sont séparés par une plaque haute tension portée à un potentiel négatif de 20 kV qui fournit un champ de  $150\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ . Les extrémités opposées

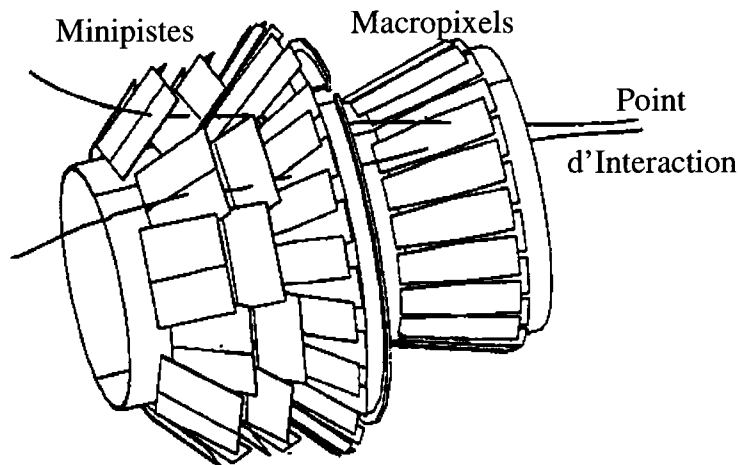


Figure 8: Couronnes du VFT

des cylindres sont équipées de chambres proportionnelles multifils.

**La chambre à dérive** Chaque cylindre, rempli de gaz, est une chambre à dérive dont le fonctionnement repose sur l'ionisation créée par le passage d'une particule chargée. Les électrons formés dérivent sous l'action du champ électrique et sont recueillis aux extrémités des cylindres. Les caractéristiques de fonctionnement d'une chambre à dérive dépendent de la nature du gaz qu'elle renferme, de sa pression et du champ électrique qui y règne. La TPC fonctionne à une pression stabilisée (de l'ordre de 1 atm) un petit peu plus élevée que la pression atmosphérique : il doit toujours y avoir surpression par rapport à l'extérieur pour éviter l'introduction d'impuretés qui nuiraient à la résolution de reconstruction. Le gaz est un mélange d'argon et de méthane dans une proportion 80%/20%. Ce sont des gaz classiquement utilisés dans les chambres à dérive. L'argon a été choisi parce que c'est un gaz rare qui s'ionise facilement (potentiel d'ionisation  $I_0 = 15.8 \text{ eV}$ ). D'autres gaz nobles comme le xénon pourraient être utilisés. Mais ils peuvent être trop onéreux. Le méthane  $CH_4$  est une molécule polyatomique qui joue le rôle d'extincteur ("quencher") et qui est nécessaire pour le bon fonctionnement de la TPC. Les proportions 80%/20% ont été choisies à partir des valeurs de  $|\vec{E}|$  et P, de l'efficacité du méthane, et du gain: pour les valeurs de  $|\vec{E}|$  et P sélectionnées, la vitesse de dérive  $v_d$  est stable pour la proportion 80%/20% alors que ce n'est pas le cas pour 90%/10% [9]. Pour ce mélange une particule au minimum d'ionisation (mip)(qui correspond à  $\beta\gamma \simeq 3 - 4$ ) produira environ 27 paires d'ions par centimètre. Les paires produites sont susceptibles d'ioniser à leur tour et le nombre total de paires primaires et secondaires est de 88 par centimètre. Cela signifie que la distance moyenne entre deux ionisations primaires est de l'ordre de  $370 \mu\text{m}$  et que chacune produit environ 2.2 ionisations secondaires[8].

Supposons maintenant qu'une trace chargée traverse la TPC: les électrons (primaires

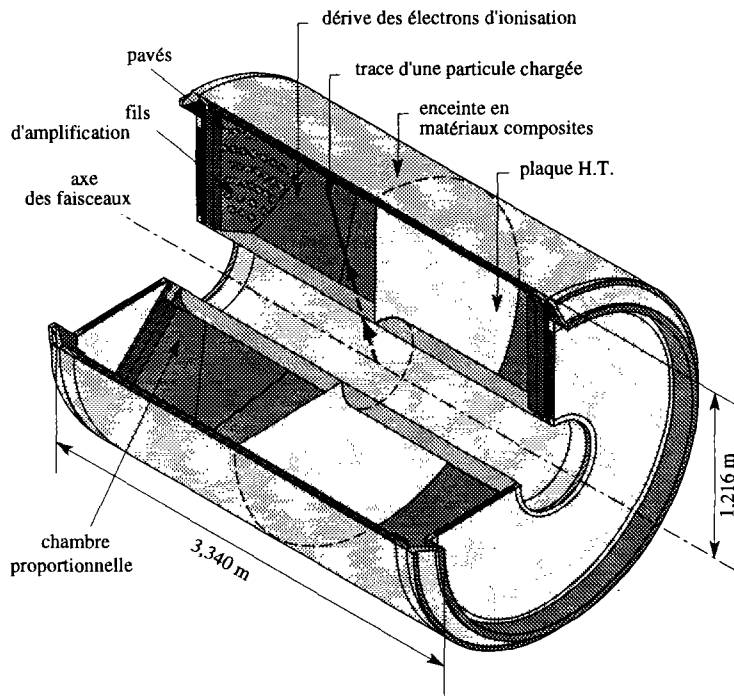


Figure 9: La chambre à échantillonnage temporel

et secondaires) produits dérivent sous l'action du champ électrique qui vaut  $187 \text{ V.cm}^{-1}$ . Oublions les ions associés qui dérivent vers la plaque centrale et ne sont pas utilisés pour la détection. La trajectoire idéale d'un électron vers les extrémités de la TPC est une droite. Mais il s'en écarte du fait de collisions avec les atomes neutres du gaz qui sont en constante agitation thermique. L'électron diffuse et ce phénomène intervient dans la résolution de la TPC. A partir du temps mis pour aboutir aux extrémités du détecteur et de la vitesse de dérive  $v_d$ , il est facile de retrouver la position initiale en  $z$  de l'électron considéré.  $v_d$  est obtenue dans DELPHI à partir de calibrations à l'aide de lasers [9] et valait  $69.9 \text{ mm.}\mu\text{s}^{-1}$  au cours de l'année 97.

**Les chambres proportionnelles multifils** Chaque extrémité de la TPC est formée de chambres proportionnelles multifils organisées en six secteurs, chacun comprenant (figure 10):

- un plan de cathodes damiers: 16 rangées circulaires équidistantes constituées de damiers tous de même surface ( $52.5 \text{ mm}^2$ ) et dont le nombre est une multiple de 16 (de  $4 \times 16$  à  $9 \times 16$ ). Chaque secteur compte ainsi 1680 cellules ce qui donne en tout 20160 voies damiers pour la TPC.
- un plan de fils sensibles-fils de champ: il y a 192 fils sensibles par secteur espacés de 4 mm, constitués de tungstène rhénié-doré, de rayon de  $20 \mu\text{m}$ . Leur longueur varie de 36.55 à 109.552 cm. Ils sont portés à un potentiel de 1435 V. Entre ces fils sensibles sont intercalés des fils de champ en cuivre-béryllium de rayon 100

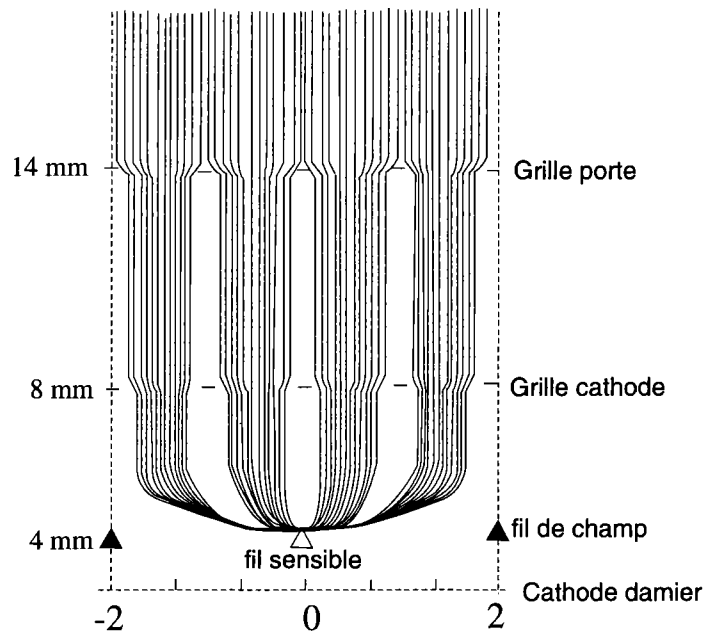


Figure 10: Géométrie des grilles des secteurs et des lignes du champ électrique

$\mu\text{m}$  dont l'objet est d'assurer le blindage et donc une bonne définition du champ électrique.

- un plan de fils cathode: ces fils ont un rayon de  $75 \mu\text{m}$ , sont espacés de 1 mm et constituent la limite entre le volume de dérive et celui de la chambre proportionnelle. Ils sont portés à un potentiel nul et servent de référence pour le champ créé sur les fils sensibles.
- une grille porte: elle est constituée de fils espacés de 1 mm.

Les électrons primaires et secondaires formés par le passage d'une particule chargée provenant du volume de dérive franchissent la grille porte (qui est alors transparente aux électrons) et la grille cathode pour parvenir au voisinage des fils sensibles. Ces derniers étant portés à un potentiel élevé (1435 V), une avalanche est provoquée par l'intermédiaire du processus  $At + e^- \rightarrow At^+ + 2e^-$  où  $At$  symbolise un atome du milieu. Le signal récolté est amplifié d'un facteur  $2 \cdot 10^4$ . Les électrons sont collectés en quelques nanosecondes parce qu'ils dérivent peu. Les ions  $Ar^+$  formés au cours de l'avalanche fournissent rapidement leur charge aux atomes  $CH_4$  du fait du plus faible potentiel d'ionisation de ce dernier ( $I_0 = 13.1 \text{ eV}$ ). Ainsi les ions  $CH_4^+$  migrent-ils vers le volume de dérive et leur mouvement constitue un signal détectable. Ils sont collectés par la grille porte dont les fils sont portés à un potentiel alterné de  $\pm 100 \text{ V}$ . La grille porte a en fait deux modes de fonctionnement. Dans le mode dynamique elle est portée à un potentiel de  $-150 \text{ V}$  pendant les  $22 \mu\text{s}$  suivant le croisement de faisceaux. Elle est



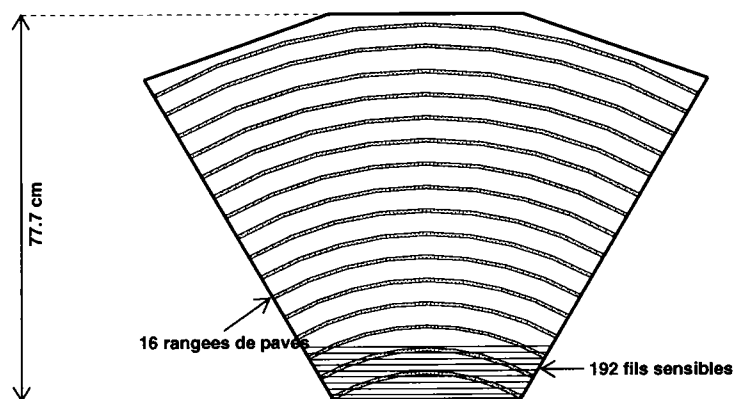


Figure 11: Un secteur de la TPC.

alors transparente aux électrons. Au bout de  $22 \mu s$ , la dérive est achevée et on ferme la grille porte en portant ses fils à un potentiel alterné de  $\pm 150 \text{ V}$ . Dans le mode de fonctionnement statique, un potentiel alterné de  $-150 \text{ V} \pm 20 \text{ V}$  fixe est appliqué sur les fils de la grille porte. Ce processus est certes efficace pour capturer les ions positifs mais une partie des électrons primaires et secondaires (jusqu'à 20 %) est également absorbée. Cette perte a été compensée par une augmentation de la tension sur les fils sensibles (elle est passé de  $1385 \text{ V}$  à  $1435 \text{ V}$  en 1991). Le mode dynamique n'a jamais été utilisé du fait de problèmes techniques de fonctionnement.

Insistons sur le rôle crucial du méthane pour le processus d'amplification. En effet, au cours de celui-ci un phénomène d'excitation des atomes du milieu  $At + e^- \rightarrow At^* + e^-$  a lieu. Or l'atome d'argon se désexcite en émettant un photon dont l'énergie est de  $11.6 \text{ eV}$  ce qui est bien supérieur au potentiel d'ionisation des métaux constituant la cathode ( $7.7 \text{ eV}$  pour le cuivre par exemple). Le photon émis est donc susceptible d'arracher un photoélectron qui peut à son tour initier une nouvelle avalanche: la TPC serait alors perpétuellement en situation de décharge. Pour résoudre ce problème on utilise une molécule polyatomique qui a des états d'excitation non radiatifs (rotation et vibration) et dont l'absorption de photons est effective dans la gamme d'énergie de celui émis par l'argon. C'est le cas pour le méthane qui est très efficace pour absorber des photons de  $7.9$  à  $14.5 \text{ eV}$  [8].

Le signal sur les fils dû au déplacement des ions  $CH_4^+$  vers le volume de dérive induit par couplage capacitif un signal sur les damiers (figure 11) et la lecture de ces derniers permet de reconstruire la trace dans la plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. En utilisant ces informations et celle de la vitesse de dérive, une reconstruction tridimensionnelle (jusqu'à 16 points) est possible. Chaque damier est influencé par environ cinq fils. Le signal recueilli est préamplifié, mis en forme et échantillonné pour être facilement utilisable. La TPC permet alors une reconstruction précise de la trace qui la traverse et l'impulsion de celle-ci est déduite de la mesure de la courbure par la relation:

$$P_T = 0.3|Q|BR$$

Si l'angle polaire de la trace est tel que  $39^\circ \leq \theta \leq 141^\circ$  alors les 16 rangées de daniers pourront fournir une information. Au moins trois rangées sont traversées si  $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ . L'espace mort entre deux secteurs en  $R\Phi$  est de 4%.

**dE/dx et identification** L'identification des particules dans la TPC repose sur la perte d'énergie par unité de longueur (dE/dx) de celles-ci dans le mélange gazeux [10] [11]. L'évolution du dE/dx en fonction du  $\beta\gamma$  d'une particule est universelle et indépendante de sa masse (figure 12): elle est caractérisée par une décroissance en  $1/\beta^2$  que l'on interprète comme une diminution du temps d'interaction avec la vitesse, d'une remontée relativiste qui correspond à une augmentation du champ électrique transverse moyen, et d'un plateau de Fermi dû à la polarisation du milieu qui écranterait le champ électrique vu par la particule. La dépendance en impulsion du dE/dx est obtenue en translatant la figure 12 d'un facteur  $1/m$  où  $m$  est la masse de la particule considérée. En pratique, l'impulsion et le dE/dx sont mesurés. En fonction de plusieurs hypothèses de masse et des résolutions, différents dE/dx sont calculés et une probabilité qui tient compte des écarts entre les hypothèses et la valeur mesurée est construite.

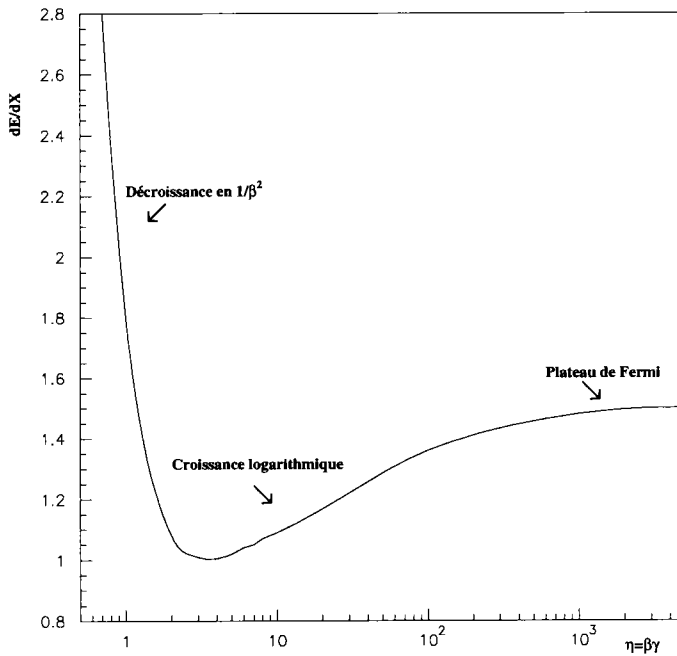


Figure 12: dE/dX en fonction du  $\beta\gamma$

La perte totale d'énergie d'une particule dans la TPC est obtenue en calculant la valeur moyenne des amplitudes mesurées sur chaque fil touché par son passage. La distribution obtenue est une courbe de Landau. Cette méthode est extrêmement sensible aux fluctuations d'ionisation (et notamment celles qui aboutissent à un électron final de grande énergie: les rayons  $\delta$ ). C'est pourquoi on ne conserve que 80% des amplitudes

sur les fils en ne sélectionnant que les plus faibles. Toutes les traces ne sont pas utilisées pour le  $dE/dx$ : en comparant les temps d'arrivée sur les damiers et sur les fils on associe les signaux recueillis sur ces derniers à ceux obtenus sur les damiers. Les signaux trop proches pour être séparés ne sont pas pris en compte pour le  $dE/dx$ . Cela correspond, pour deux traces perpendiculaires à la direction de dérive, à une séparation de moins de deux centimètres.

La séparation de différentes particules en fonction de leur impulsion est visible figure 13. Les kaons et les pions sont séparés à un sigma pour des impulsions supérieures à  $2 \text{ GeV}/c$ . Le  $dE/dx$  peut de plus être combiné avec d'autres informations provenant d'autres détecteurs (RICH ou HPC par exemple) pour améliorer l'identification. Nous illustrerons ceci lors de la description de la HPC.

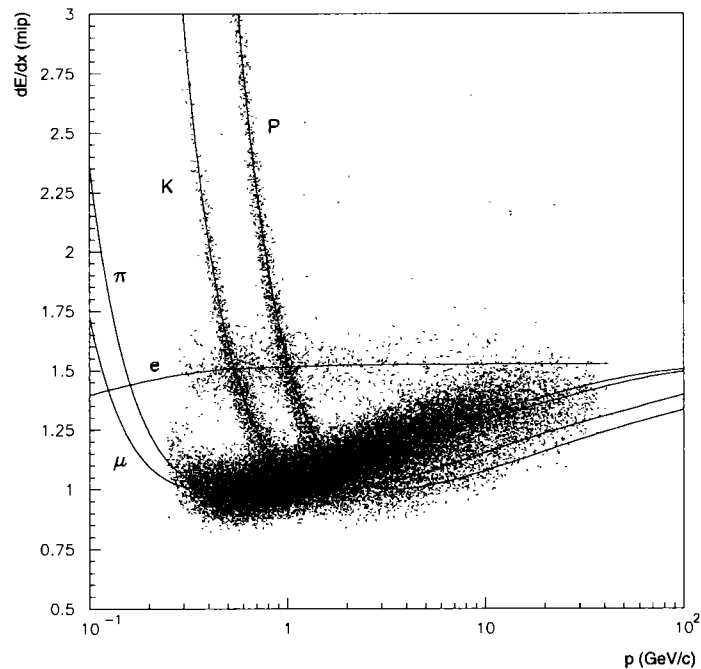


Figure 13:  $dE/dx$  en fonction de l'impulsion pour différentes particules.

**Résolutions** De nombreux facteurs peuvent affecter la reconstruction des 16 points (au plus) d'une trace dans la TPC. Parmi les principaux on peut citer [10] [11]:

- La diffusion transverse: elle s'explique par les chocs des électrons avec les molécules du gaz. Les électrons subissent des déviations aléatoires et l'effet pour un électron est proportionnel à  $\sqrt{L}$  où  $L$  est la distance parcourue. Notons que la présence d'un champ magnétique réduit fortement ces diffusions transverses (d'un facteur 5) parce que les électrons spiralent autour de ces lignes de champ et s'écartent donc peu de leur trajectoire idéale. On obtient alors globalement  $\sigma_{total}^T \simeq 110 \mu m \sqrt{L}$  où  $L$  (en m) est la distance parcourue.

- La diffusion longitudinale: elle est également due aux chocs avec les molécules du gaz. Elle se traduit par des dispersions de temps d'arrivée des électrons pour une distance donnée, n'est pas affectée par le champ magnétique et vaut  $\sigma^L \simeq 730 \mu\text{m} \sqrt{L(m)}$ .
- L'effet  $\vec{E} \times \vec{B}$ : il s'explique par une composante de champ  $\vec{E}$  perpendiculaire à  $\vec{B}$  non négligeable. Cette circonstance est particulièrement vérifiée au voisinage des fils sensibles où se produit l'avalanche. La force de Lorentz qui en résulte entraîne un déplacement des électrons parallèlement aux fils allant jusqu'à  $\pm 1.6 \text{ mm}$ . Cet effet est corrigé à l'aide d'un angle de Lorentz moyen.
- Les fluctuations de Landau: au cours du processus d'ionisation la densité d'ions produits fluctue fortement et la hauteur résultante de signal recueilli sur un fil varie pour une même trace. Comme un fil influence 5 damiers, le barycentre sera artificiellement décalé vers la charge déposée la plus importante et donc diffèrera du barycentre réel. Cet effet dépend de l'inclinaison de la trace incidente par rapport à la normale aux damiers et est fortement réduit par la disposition en arc de cercle de ces derniers.

La combinaison de ces effets donne une résolution de  $290\mu\text{m}$  en  $R\Phi$  et de  $890\mu\text{m}$  en  $RZ$  [9]. Il est bien évident que la présence d'impuretés dégrade ces résultats. C'est pourquoi le mélange gazeux, perpétuellement renouvelé, est purifié pour réduire les effets néfastes de l'eau et de l'oxygène qui sont des éléments électronégatifs. Ainsi la contamination est inférieure à 15 pour mille ce qui correspond à une absorption négligeable en électron. Les effets de température sont négligeables (la température moyenne dans la TPC est de l'ordre de  $29^0$ ).

## 3.2.2 La calorimétrie électromagnétique dans DELPHI

### 3.2.2.1 Généralités

Un calorimètre est un bloc de matière dans lequel l'énergie déposée par une particule est convertie en un signal observable. Un calorimètre électromagnétique est essentiellement sensible aux électrons/positons et aux photons. L'énergie de ces particules étant dans la plupart des cas supérieures à  $2m_e$ , les  $e^\pm$  interagissent avec la matière par radiation de photons (bremsstrahlung) alors que les photons donnent des paires  $e^+e^-$  [14]. Ainsi, un photon ou un électron traversant un calorimètre électromagnétique crée des particules secondaires qui peuvent à leur tour en initier d'autres: une gerbe électromagnétique se développe et sa longueur est, en première approximation, logarithmiquement proportionnelle à l'énergie de la particule incidente. Le paramètre dominant de ce processus est le  $Z^2$  du matériel: on utilise donc des éléments très dense (comme le plomb par exemple). La gerbe s'éteint lorsque les particules qui la constituent ont une énergie inférieure à une valeur critique  $\epsilon$  qui correspond au cas où les pertes par ionisation sont égales à celles par radiation. Parmi les caractéristiques d'un calorimètre

électromagnétique, on peut citer [12] [13] [15]:

- l'énergie critique  $\epsilon$ : c'est l'énergie en dessous de laquelle les pertes par ionisation dominent celles par radiations:  $\epsilon \simeq 550/Z$  en MeV.
- la longueur de radiation  $X_0$ : c'est la longueur de matière correspondant à une perte relative de 63% par rapport à l'énergie incidente d'un  $e^\pm$ . En première approximation on a  $X_0 \simeq 180 \frac{A}{Z^2 \text{ den}}$  cm où den est la densité du milieu considéré (en  $g.cm^{-3}$ ).
- le rayon de Molière  $\rho_M$ : il caractérise la déflexion latérale moyenne des électrons ayant parcouru une longueur de radiation. Une gerbe électromagnétique occupe en général un cylindre de rayon  $R = 2\rho_M$  avec  $\rho_M = 21X_0/\epsilon$  en  $g.cm^2$ .

On distingue deux types de calorimètres électromagnétiques: les homogènes et les inhomogènes ou échantillonnés, formés d'une succession de milieux absorbants -qui permettent le développement de la gerbe- et de milieux actifs (scintillateurs, liquides, gaz) qui en récupèrent les produits.

La résolution en énergie intrinsèque d'un calorimètre de dimensions infinies est limitée par les fluctuations statistiques des processus mis en jeu. En pratique, des fuites inhérentes à tout système de mesure doivent être prises en compte. La résolution des calorimètres homogènes dépend du matériau utilisé et varie de  $\frac{\sigma(E)}{E} \simeq \frac{1\%}{\sqrt{E}}$  (cristal BGO) à  $\frac{\sigma(E)}{E} \simeq \frac{4\%}{\sqrt{E}}$  (verre au plomb) avec E en GeV. Dans les détecteurs inhomogènes, la résolution est régie par [12] [13] [15]:

- les fluctuations du nombre de particules secondaires émises par une particule d'énergie donnée
- les fluctuations de Landau: la distribution en énergie d'une particule au minimum ionisant n'a pas une structure symétrique (distribution de Landau) autour de la perte d'énergie la plus probable: la queue de la distribution est constituée d'électrons de hautes énergies (rayon  $\delta$ ) qui peuvent perdre toute leur énergie dans les couches actives.
- les fluctuations du chemin parcouru par les particules secondaires: des électrons de faibles énergies peuvent subir des diffusions multiples dans le détecteur actif et traverser des longueurs plus grandes que des particules perpendiculaires au milieu.

Ces deux derniers types de fluctuations sont plus importantes pour les calorimètres avec des couches actives gazeuses pour les raisons suivantes:

- l'énergie minimale détectable par un gaz est faible: c'est l'énergie d'ionisation qui est de l'ordre de quelques keV.
- dans un matériau dense les diffusions multiples sont plus nombreuses. Les électrons ont tendance à être diffusés hors de la couche dense. Il en résulte une diminution de la longueur de chemin parcouru et de ses fluctuations.

La résolution en énergie d'un calorimètre échantillonné dépend donc fortement du milieu actif. Elle varie de  $\frac{\sigma(E)}{E} \simeq \frac{10\%}{\sqrt{E}}$  pour l'argon liquide (LAr) et peut atteindre  $\frac{\sigma(E)}{E} \simeq \frac{18\%}{\sqrt{E}}$  pour un milieu actif gazeux [12] [13].

DELPHI renferme les deux types de calorimètres présentés: le calorimètre électromagnétique avant (FEMC) est homogène et constitué de verre au plomb. La HPC et le STIC sont inhomogènes et formés respectivement de plomb (milieu absorbant) et de gaz ou d'un scintillateur. Examinons plus en détails ces calorimètres.

#### 3.2.2.2 Un calorimètre homogène: le FEMC

Le calorimètre électromagnétique de la zone avant de DELPHI est constitué de deux disques de 5 mètres de diamètre formés de bloc de verre au plomb (mélange de  $SiO_2$  et de  $PbO$  essentiellement) ayant une forme de pyramide tronquée dont les faces internes et externes ont des dimensions respectives de  $5.0 \times 5.0$  et  $5.6 \times 5.6$  cm<sup>2</sup> (figure 14). Les 9064 pyramides pointent vers le point d'interaction et ont une granularité de 1°. Ils ont une longueur de 40 cm ce qui correspond à 20 longueurs de radiation ( $X_0 = 2.04$  cm). L'angle polaire couvert par le FEMC est  $10^\circ \leq \theta \leq 36.5^\circ$  et  $143.5^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$ . Le principe de fonctionnement est le suivant: un  $e^\pm$  ou un  $\gamma$  traversant les blocs développe une gerbe électromagnétique grâce à la présence du plomb. Les particules chargées secondaires émettent un rayonnement Cherenkov. Les photons ainsi créés sont recueillis par des photomultiplicateurs. Le signal obtenu (environ 1400 photoélectrons par GeV d'énergie déposée) est alors amplifié pour être exploité.

La résolution en énergie obtenue est de  $\frac{\sigma(E)}{E} = 0.03 \oplus \frac{12\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{11\%}{E}$ . La présence du dernier terme s'explique par le système d'acquisition utilisé (photomultiplicateurs+amplification). En effet, une nouvelle technique de photomultiplicateurs -les phototriodes - a été développée et utilisée. Le soucis principal était de diminuer les effets du champ magnétique sur la photomultiplication qui n'est pas négligeable: ainsi les phototriodes voient-elles leur gain moyen réduit de 30% dans un champ de 1.2 T par rapport à celui obtenu en champ nul (qui est de l'ordre de 12). Mais la résolution basse énergie est moins bonne pour les phototriodes que pour les photomultiplicateurs conventionnels [16].

#### 3.2.2.3 Des calorimètres inhomogènes: la HPC et le STIC

**La HPC** Le calorimètre électromagnétique central de DELPHI (High Projection Density Chamber) est formée de 144 modules (figure 15) agencés en 6 anneaux. Chaque anneau est constitué de 24 modules coaxialement organisés de rayon interne 208 cm et de rayon externe 260 cm. Chaque module de forme trapézoïdale est composé d'une succession de rubans de convertisseur en plomb (41 au total par module) et de couches de gaz (milieu actif: 80% Ar, 20% CH<sub>4</sub>) de 8 mm d'épaisseur. Les couches de plomb servent à la fois de convertisseur (développement de la gerbe électromagnétique) et de cage électrostatique: un champ électrique de 106 V.cm<sup>-1</sup> est créé entre deux couches de convertisseur ce qui correspond à une vitesse de dérive des électrons de l'ordre de 5.6 cm.μs<sup>-1</sup>. Il est utilisé comme champ de dérive par le milieu actif qui fonctionne comme une mini TPC: les électrons produits par les particules de la gerbe dérivent vers les extrémités des modules. Le signal est amplifié et recueilli par des rangées de damiers

(9 rangées et 128 cellules au total par module) (figure 16). Pour la première rangée (celle la plus proche du point d'interaction), les damiers ont une largeur de 2 cm. Cette dernière augmente avec le numéro de la rangée pour atteindre 8 cm au maximum. Entre les rangées 3 et 4, à environ  $4.5X_0$  une couche de scintillateur, qui est utilisée pour le déclenchement, a été incorporée. Cette distance correspond à l'endroit où le nombre de particules secondaires est maximal pour un électron de 2 GeV et pour un photon de 1 GeV. La longueur totale de convertisseur est de  $18X_0/\sin\theta$ . L'angle polaire couvert est  $43^\circ \leq \theta \leq 137^\circ$ . On peut dénombrer 5 zones mortes en  $\theta$  : l'une au milieu du détecteur de 7 cm de large, qui correspond à un espace occupé par le support du cryostat, et quatre autres de 4 cm de large tous les 90 cm, où se situent le système de lecture. En  $\Phi$ , on dénombre 24 zones mortes (espace entre les modules) tous les 15 degrés [18].

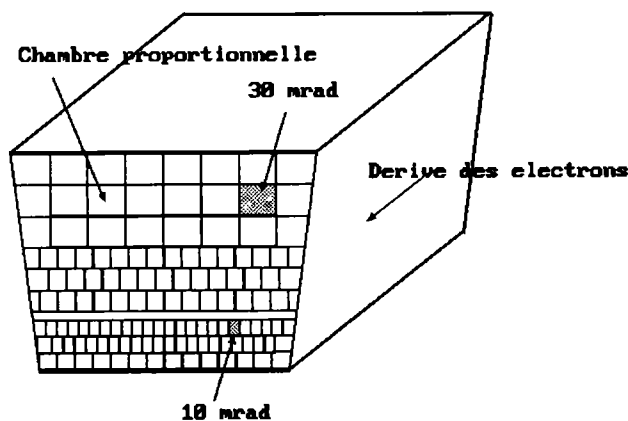


Figure 15: Un module de la HPC

La résolution en énergie obtenue est  $\frac{\sigma(E)}{E} = 0.043 \oplus \frac{32\%}{\sqrt{E}}$ . La précision angulaire pour des photons de haute énergie est de  $\pm 1.7$  mrad en  $\Phi$  et de  $\pm 1.0$  mrad en  $\theta$ . La HPC est un outil puissant pour l'identification des électrons, des photons et des pions. Considérons par exemple l'identification des électrons. Elle repose sur le  $dE/dx$  mesuré dans la TPC, sur l'énergie détectée dans la HPC et sur la forme de la gerbe (composantes longitudinales et transverses). Si  $P$  est l'impulsion mesurée par la TPC et  $E$  l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique, on s'attend à avoir  $E/P \simeq 1$  pour des électrons. Après corrections des effets de radiation (matériau devant le détecteur) et des effets non linéaires dans le calorimètre, la distribution  $E/P$  est évaluée, paramétrisée et convertie en probabilité selon l'hypothèse électron. L'information est combinée avec le  $dE/dx$  pour aboutir à une probabilité globale [19]. La HPC permet également la reconstruction des photons convertis. Il a été vu précédemment qu'aux énergies considérées, les photons se convertissaient en paires  $e^\pm$ . Environ 40 % des photons créés au cours d'un événement sont ainsi transformés avant d'atteindre la HPC. Celle-ci en permet une reconstruction avec une précision en énergie de 1.2% et en angle de  $\pm 1.5$  mrad (en  $\theta$  et en  $\Phi$ ).

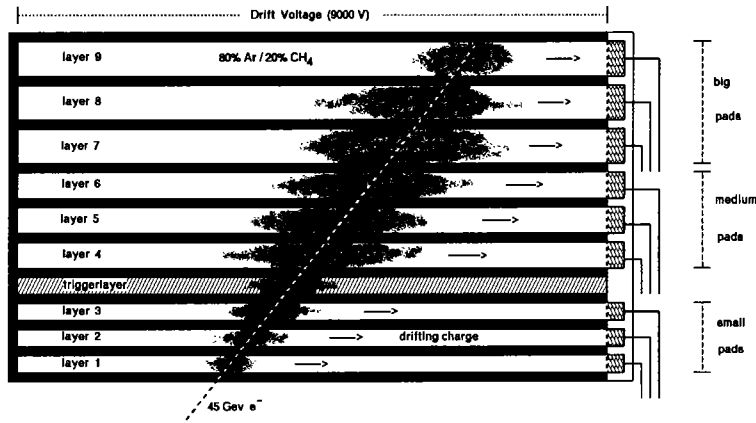


Figure 16: Développement d'une gerbe électromagnétique dans la HPC.

**Le STIC** Le STIC (figure 17) est constitué de deux parties (l'une en A, l'autre en C) quasi-symétriques situées à environ deux mètres du point d'interaction. Chaque partie est formée de deux éléments:

- un calorimètre échantillonné: il est formé de 49 couches de 3 mm de plomb (renforcées de fines lamelles d'acier) et d'éléments scintillateurs de 3 mm d'épaisseur. La lumière bleue émise par un rayonnement électromagnétique dans le scintillateur est transportée à l'arrière du calorimètre grâce à des fibres optiques. La longueur totale de conversion est  $27 X_0$ . Deux couches de scintillateurs (à des distances respectives de 4 et  $7.4 X_0$ ) ont été remplacées par des détecteurs silicium pour donner une mesure de la position de l'axe de la gerbe et une séparation  $e/\pi$ .
- un compteur: il est constitué de 64 cellules trapézoïdales de 10 mm d'épaisseur en scintillateur plastique. Les mêmes fibres optiques sont utilisées (avec une longueur d'émission légèrement différente cependant) pour transmettre les informations recueillies. Le scintillateur organique a un temps de réponse très court (de l'ordre de  $10^{-8}$  s) et est peu sensible aux photons de scintillations: il peut donc servir à la discrimination de particules chargées et neutres ( $e$  et  $\gamma$  par exemple).

Le STIC côté C se distingue de celui côté A par la présence d'un masque de tungstène cône d'une épaisseur égale à 17 longueurs de radiation entre le compteur et le calorimètre. Il définit le rayon d'acceptance minimal. Les éléments tungstène placés en amont des compteurs et présents des deux côtés (A et C) visent à protéger le détecteur des rayonnements synchrotron et à empêcher les particules à très faible  $\theta$  de le pénétrer.

Les phototétraodes qui recueillent les photons émis et les convertissent en électrons ont une efficacité quantique de l'ordre de 10 %, et on attend environ 1000 photoélectrons par GeV d'énergie déposée. L'angle polaire couvert par le STIC est  $1.7^\circ \leq \theta \leq 10.6^\circ$ . La résolution en énergie obtenue est  $\frac{\sigma(E)}{E} = 1.52\% \oplus \frac{13.5\%}{\sqrt{E}}$  avec E en GeV. La résolution en position varie de 250  $\mu\text{m}$  à 1.2 mm selon la position de la gerbe dans le détecteur. Ces résultats ont été obtenus avec des électrons de 45 GeV.

Le STIC est un outil précis utilisé notamment pour la mesure de la luminosité collectée par DELPHI. Le processus physique de référence est la diffusion Bhabha



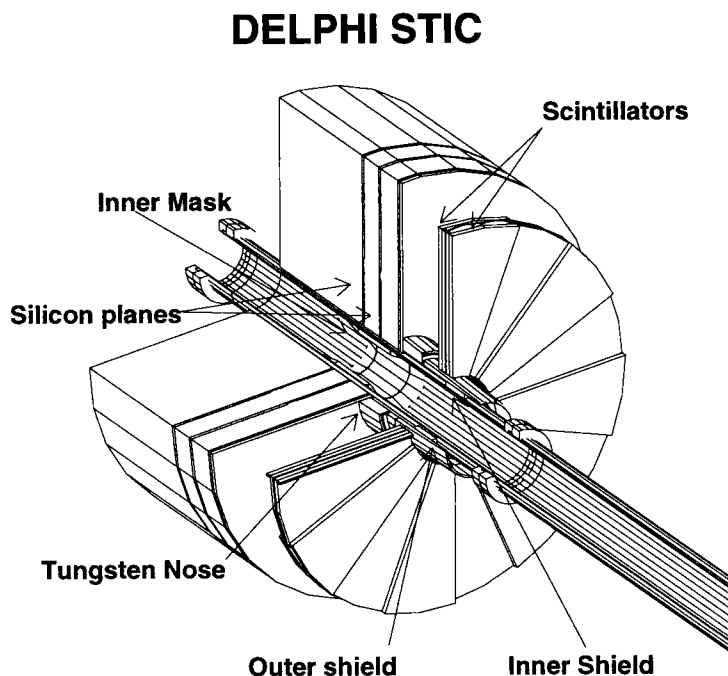


Figure 17: Le calorimètre STIC.

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(n\gamma)$ . La signature typique des événements associés est deux gerbes électromagnétiques dos à dos et d'une énergie égale à celle du faisceau. La dépendance angulaire de la section efficace ( $d\sigma/d\theta \propto 1/\theta^3$ ) indique que les leptons sont émis à bas angle ce qui est particulièrement intéressant si on garde en mémoire l'acceptance angulaire du STIC ( $1.7^\circ \leq \theta \leq 10.6^\circ$ ). La précision obtenue à l'aide de cette méthode sur la luminosité est de l'ordre du pour mille.

### 3.2.2.4 Quelques remarques sur les résolutions en énergies

Etudions un peu plus en détails les résolutions en énergie des trois calorimètres qui viennent d'être décrits. Nous ne nous occuperons que du terme en  $1/\sqrt{E}$ , les autres étant dus soit au matériau en amont du calorimètre (terme constant), soit à l'électronique d'acquisition (FEMC). La résolution du STIC  $\frac{13.5\%}{\sqrt{E}}$  est typique des calorimètres échantillonnés avec un scintillateur comme milieu actif. Par contre les chiffres affichés pour le FEMC et la HPC, respectivement  $\frac{11\%}{\sqrt{E}}$  et  $\frac{32\%}{\sqrt{E}}$  sont plutôt inhabituels pour de tels types de calorimètres. Expliquons pourquoi.

Une étude de la résolution en énergie des calorimètres homogènes donne la hiérarchie suivante: cristaux scintillants (NaI, verre scintillant):  $\frac{1-2\%}{\sqrt{E}}$ , verre au plomb, hélicon, argon liquide:  $\frac{4-6\%}{\sqrt{E}}$ . On s'attendrait donc à une résolution inférieure à 10 % pour le FEMC et c'est en effet ce qui a été obtenu lors des tests en laboratoire:  $\frac{\sigma(E)}{\sqrt{E}} = 0.35\% \oplus \frac{5\%}{\sqrt{E}}$  avec E en GeV [20]. Or la différence majeure entre les tests en faisceau

et le fonctionnement du FEMC au sein de DELPHI est la matière que doit traverser une particule provenant du point d'interaction (câbles, supports de la TPC, de l'ID, des RICH) avant d'atteindre le calorimètre électromagnétique de la région avant. Elle équivaut à environ deux longueurs de radiation, est très difficile à modéliser et explique que la résolution en énergie obtenue soit dégradée par rapport aux tests en faisceau.

Qu'en est-il de la HPC? Là encore la résolution est dégradée par rapport à ce que l'on pourrait attendre. Notons tout d'abord que la résolution en énergie d'un calorimètre échantillonné avec du gaz comme couches actives a une résolution moins bonne (de l'ordre de  $\frac{20\%}{\sqrt{E}}$ ) qu'un détecteur inhomogène avec par exemple un scintillant comme milieu actif (voir par exemple le  $\frac{13.5\%}{\sqrt{E}}$  du STIC) ou encore de l'argon liquide (on a alors  $\frac{10-15\%}{\sqrt{E}}$ ). Cela s'explique essentiellement, comme cela l'a déjà été souligné précédemment, par les fluctuations sur le chemin parcouru par les particules secondaires. On s'attendrait donc à une résolution de  $\frac{20\%}{\sqrt{E}}$  alors que l'on obtient plutôt  $\frac{28-32\%}{\sqrt{E}}$ . En fait, nombreux ont été les problèmes techniques de fonctionnement de la HPC. Dès 1990, un problème de saturation a été observé dans les chambres à dérive: les tensions sur les fils sensibles ont alors été baissées (1300 V en 1990 contre 1200 V en 1991), mais la conséquence immédiate a été une très nette baisse de l'efficacité de détection des particules au minimum ionisant (mip): elle a chuté de 85 % à 15 % [21]. Il a par ailleurs été découvert un vieillissement anormal de la HPC ce qui a engendré depuis 1990 une perte relative de gain de 10 à 15 % entre deux années de fonctionnement. Le vieillissement des chambres à dérive est un fait connu même si les phénomènes qui le provoquent sont difficiles à modéliser [22] [23]. Le principal facteur est la polymérisation formée à l'anode à partir du plasma d'ions qui naît de l'avalanche. L'évolution du vieillissement est suivie de deux façons: par un étalonnage au krypton (module par module) qui permet de corriger et par une augmentation annuelle du gain sur les fils anode pour compenser la perte de gain [21]. Le vieillissement semble avoir deux causes: l'une est intrinsèque aux cathodes, mais aucune explication satisfaisante ne permet de comprendre l'anormale rapidité de dégradation de ces dernières, et l'autre est liée au matériau convertisseur utilisé: le plomb émet en effet des particules  $\alpha$  ( $\simeq 70 m^{-2}s^{-1}$ ). La grande surface d'absorbeur par module (environ  $150 m^2$ ) induit un courant continu de quelques dizaines de nA à l'anode, à comparer à une vingtaine de nA en moyenne de courant dans la HPC. Si l'on ajoute à l'ensemble de ces problèmes le fait qu'une particule traverse une longueur de matériau équivalente à  $0.8X_0/\sin\theta$  (où  $\theta$  est l'angle d'inclinaison de la trace) avant d'atteindre la HPC, on comprend un peu mieux la résolution de ce calorimètre.

### 3.3 Etude de résolution en énergie

Nous allons dans ce paragraphe procéder à une étude de la résolution en énergie globale dans le détecteur DELPHI. Pour cela, nous allons utiliser des comparaisons entre des quantités simulées (ou générées) et reconstruites. Cela suppose un accord entre les données reconstruites et réelles (cet accord sera explicitement vérifié à  $\sqrt{s}=90$  GeV et sera supposé pour  $\sqrt{s}=183$  GeV). Les processus physiques utilisés sont  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  par échange d'un boson  $Z$  à  $\sqrt{s}=90$  GeV et  $e^+e^- \rightarrow \tilde{t}\tilde{t}_1$  à  $\sqrt{s}=183$  GeV.

### 3.3.1 A $\sqrt{s}=90$ GeV

La première étude en énergie porte sur la production de paires de quarks à LEP dans la voie  $s$  par échange d'un boson  $Z$ . Ce dernier est au repos dans le référentiel du laboratoire puisque l'énergie expérimentale est très proche de sa masse. Les deux jets détectés sont émis pratiquement dos à dos.

Il s'agit tout d'abord de vérifier l'accord entre données reconstruites et simulées en comparant les distributions de diverses observables. Ces dernières se calculent à partir des particules détectées. Une sélection doit être appliquée sur les traces reconstruites pour exclure les traces mal reconstruites par exemple: impulsion supérieure à 100 MeV, paramètres d'impact inférieurs à 4 et 10 cm en  $R\phi$  et  $RZ$  respectivement pour les chargées. Une impulsion supérieure à 100 MeV est exigée pour les neutres. Un bon accord données-Monte-Carlo est constaté sur des variables standard (figures 18 et 19). Quelques écarts sont visibles sur le pic d'énergie totale, écart que l'on retrouve sur les pics d'énergie chargée et de masse visible. Les événements à faible énergie transverse manquante (de l'ordre de 3 à 4 GeV) sont mal reconstruits.

La comparaison de quantités simulées (ou générées) et reconstruites donne directement une estimation des pertes d'énergie et de mauvaises reconstruction inhérentes à tout système de mesure. Toutes les représentations des figures 20 à 22 correspondent à des différences quantité simulée-quantité reconstruite. La courbe concernant l'énergie totale indique que l'on perd en moyenne 11 GeV (soit environ 12 % de l'énergie totale simulée) et 7 traces par événement. L'énergie chargée est par contre bien reconstruite. Cela indique que la perte en moyenne de l'énergie est due aux particules neutres. Observons les pertes pour différentes régions de l'espace, délimitées par l'angle polaire du jet le plus énergétique:  $\theta \leq 20^\circ$  et  $\theta \geq 160^\circ$ ,  $20^\circ < \theta \leq 40^\circ$  et  $140^\circ \leq \theta < 160^\circ$ ,  $40^\circ < \theta \leq 60^\circ$  et  $120^\circ \leq \theta < 140^\circ$ , et enfin  $60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$ . Rappelons que les deux jets sont pratiquement émis dos à dos donc si l'angle polaire du jet le plus énergétique est  $\theta$ , l'angle polaire de l'autre jet est  $\pi - \theta$ . On observe de grandes disparités en scrutant les résultats obtenus pour les différentes régions: pour  $\theta \leq 20^\circ$  et  $\theta \geq 160^\circ$ , l'énergie est très mal reconstruite: 16 GeV et 5 traces chargées sont perdues en moyenne. Cette perte est due, comme cela a déjà été signalé, à la présence de câbles d'électronique et de supports de détecteurs difficiles à modéliser. Les résultats s'améliorent pour les autres régions: l'énergie et la multiplicité chargées sont correctement reproduites en moyenne. Notons que la TPC et l'OD améliore fortement la résolution de reconstruction: celle-ci passe de 14 GeV pour  $20^\circ \leq \theta \leq 40^\circ$  à 8 GeV pour  $40^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$ .

Alors que la reconstruction des chargés est correcte sauf dans la région avant, il semble que celle des neutres soit plus délicate: en moyenne une énergie neutre de 11 à 14 GeV et 5 à 6 particules neutres sont perdues. Ce résultat semble peu dépendre de la répartition spatiale des jets.

### 3.3.2 A 183 GeV

Nous allons maintenant estimer, de la même façon que précédemment, c'est-à-dire en comparant des observables simulées (ou générées) et reconstruites, la résolution en

$\sqrt{s} = 90 \text{ GeV}$

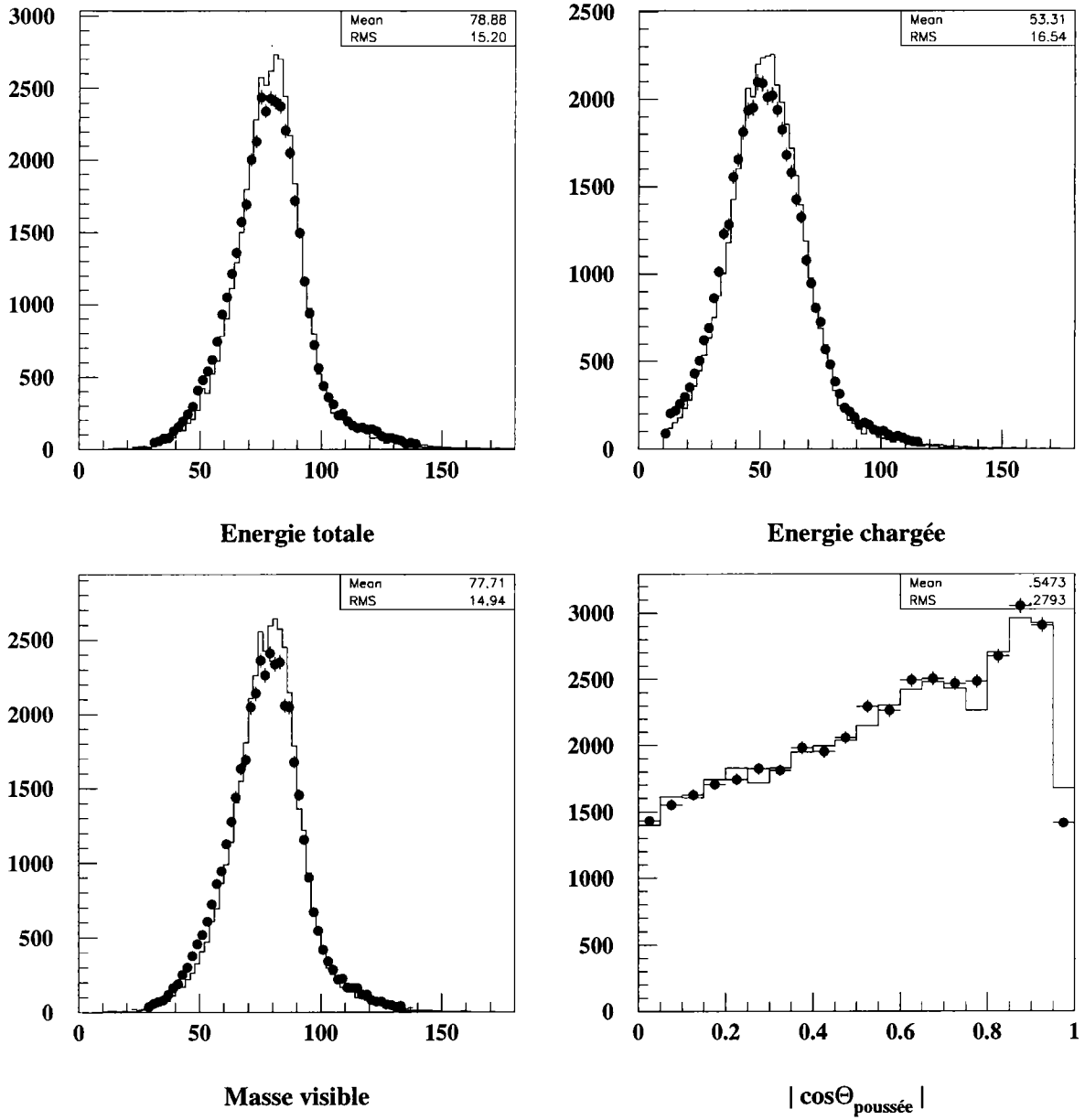


Figure 18: Comparaison données/MC à  $\sqrt{s}=90 \text{ GeV}$  pour des événements  $Z \rightarrow q\bar{q}$

$\sqrt{s} = 90 \text{ GeV}$

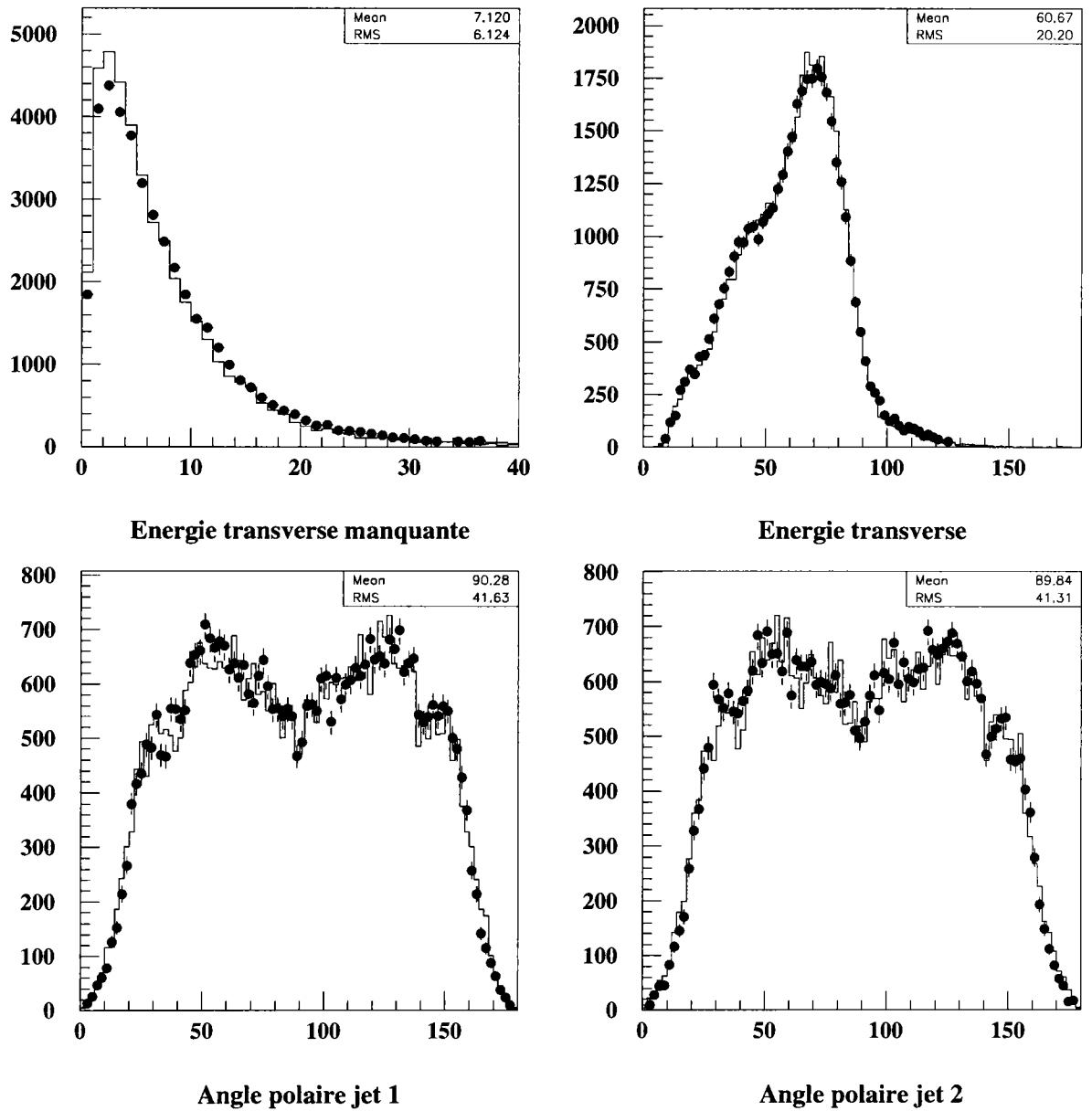


Figure 19: Comparaison données/MC à  $\sqrt{s}=90 \text{ GeV}$  pour des événements  $Z \rightarrow q\bar{q}$

$\sqrt{s}=90 \text{ GeV } Z \rightarrow q\bar{q}$

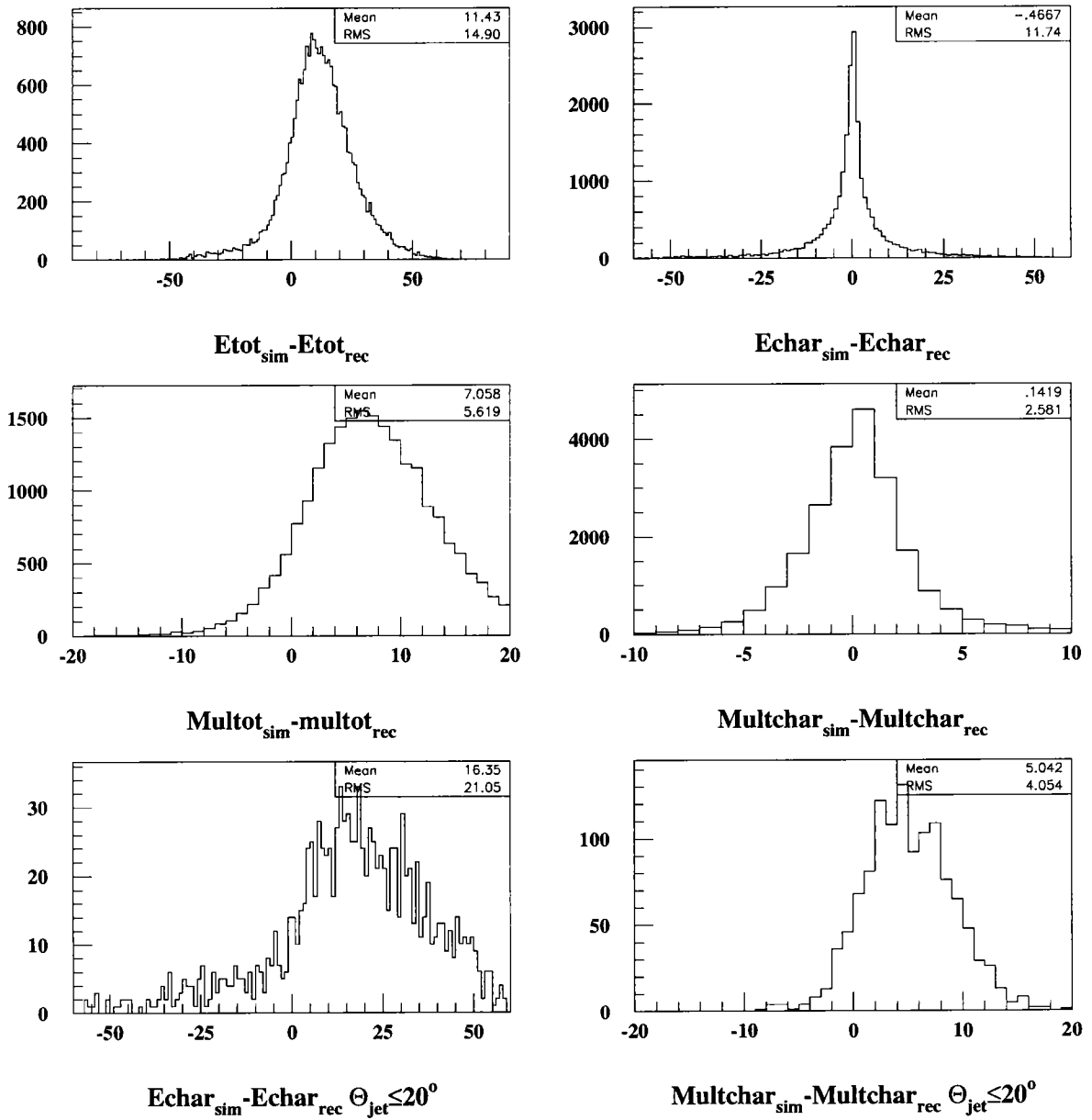


Figure 20: Différences entre observables simulées et reconstruites à  $\sqrt{s}=90 \text{ GeV}$  pour des événements Monte Carlo  $Z \rightarrow q\bar{q}$ .

$\sqrt{s}=90 \text{ GeV } Z \rightarrow q\bar{q}$

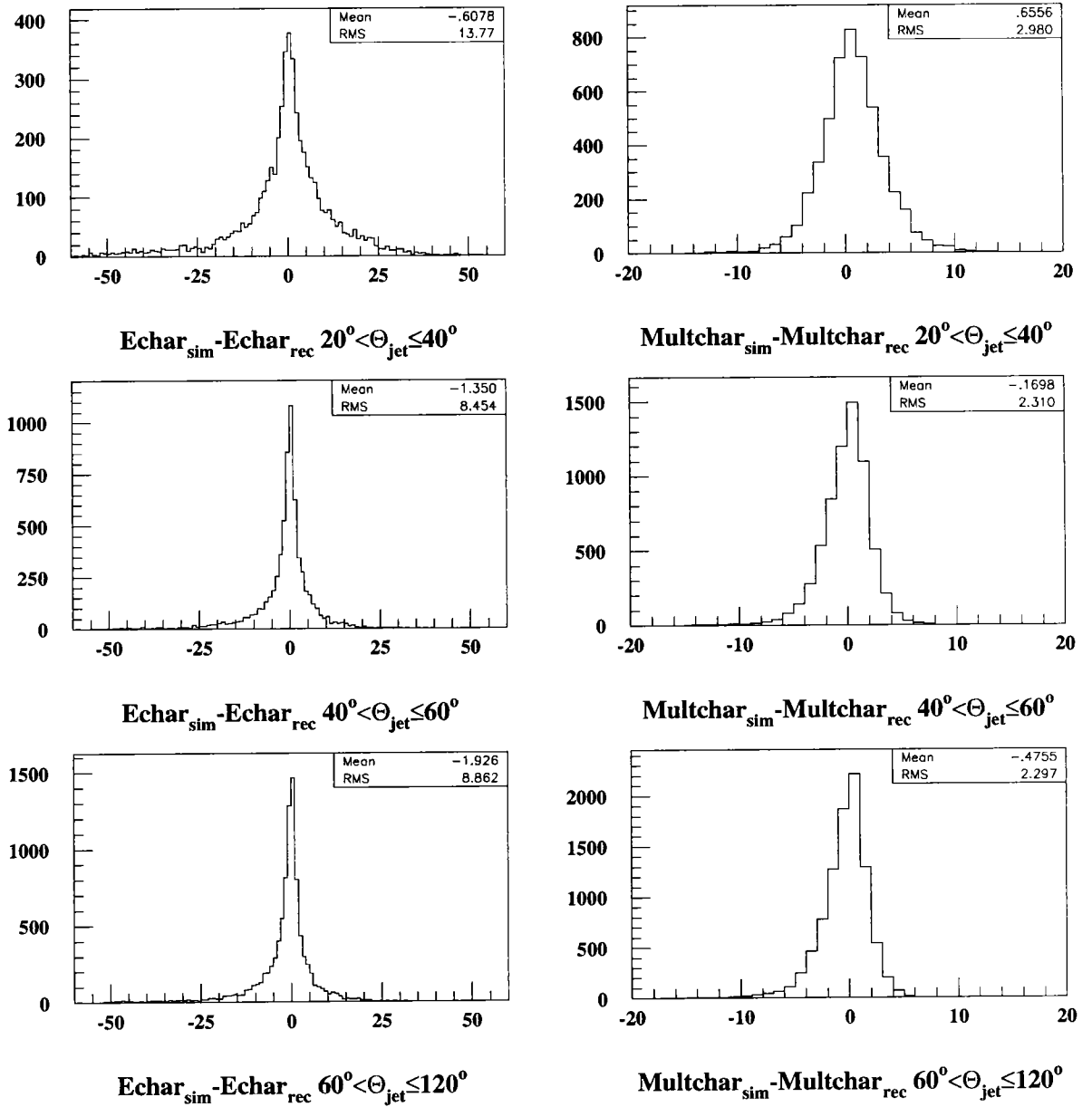


Figure 21: Différences entre observables simulées et reconstruites à  $\sqrt{s}=90 \text{ GeV}$  pour des événements Monte Carlo  $Z \rightarrow q\bar{q}$ .

$$\sqrt{s}=90 \text{ GeV } Z \rightarrow q\bar{q}$$

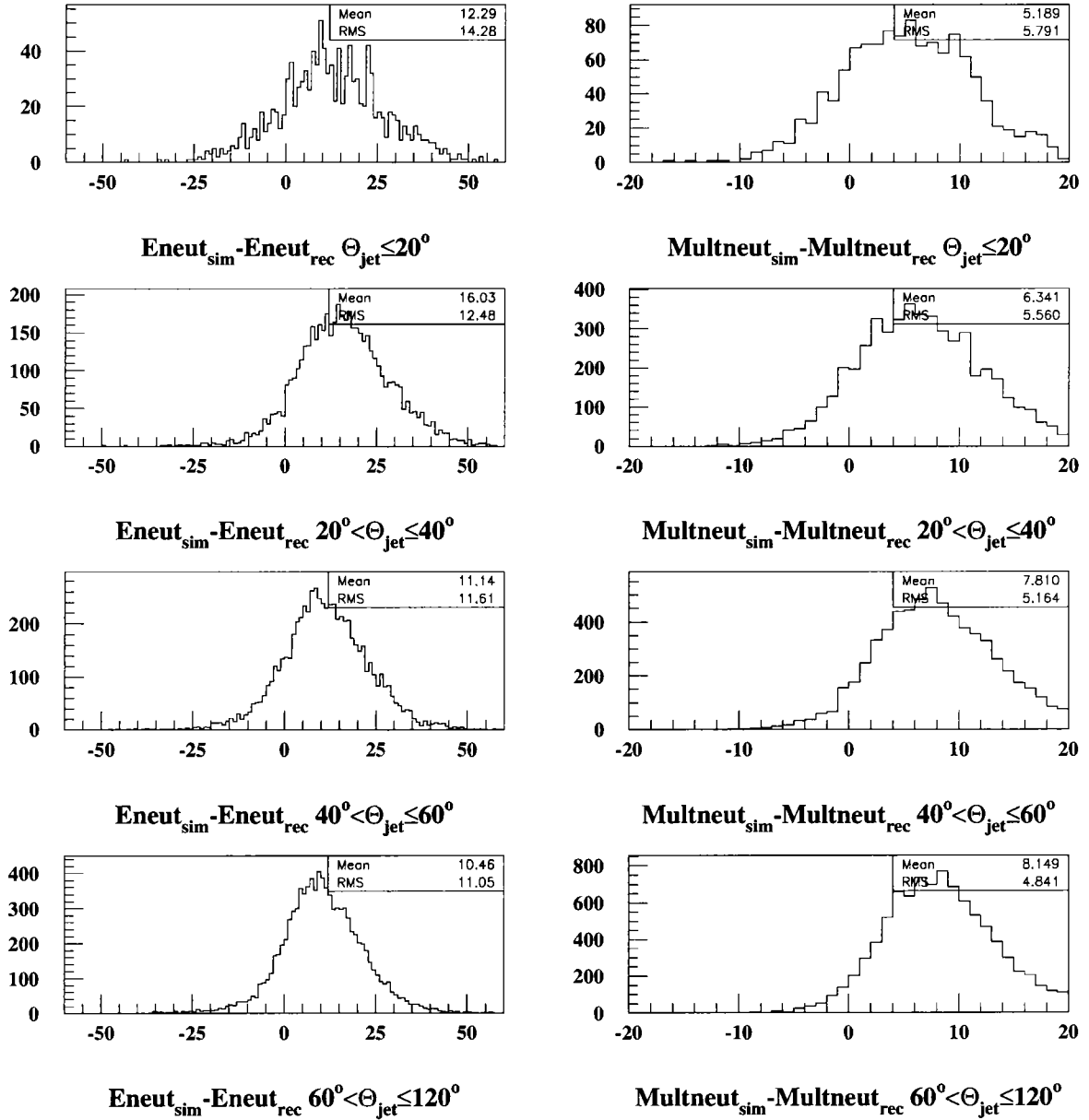


Figure 22: Différences entre observables simulées et reconstruites à  $\sqrt{s}=90 \text{ GeV}$  pour des événements Monte Carlo  $Z \rightarrow q\bar{q}$ .



énergie concernant les signaux de squarks. Le processus choisi est  $e^+e^- \rightarrow \tilde{t}_1 \tilde{t}_1^*$  en supposant que la désintégration dominante des squarks est  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ . Le neutralino s'échappe du détecteur sans interagir (voir chapitre 2) et est donc source d'énergie manquante. La signature du signal stop est donc deux jets accompagnés par de l'énergie manquante. De plus amples détails concernant ce processus seront donnés au cours du prochain chapitre.

La sélection de traces (reconstruites) est la même que précédemment. Deux jets ont été formés à partir de l'algorithme de JADE. Aucune sélection en énergie ni en multiplicité (totale ou chargée) n'a été appliquée. Les distributions des figures 29 à 32 représentent des différences entre des quantités simulées (c'est-à-dire à la génération) et reconstruites de l'énergie totale, de l'énergie chargée, de la multiplicité totale, de la multiplicité chargée, du moment transverse manquant, de la fraction d'énergie dans une région définie par  $\theta \in [30^\circ, 150^\circ]$ , et des énergies des jets. Toutes ces variables, à l'exception des multiplicités, ont été divisées par la quantité simulée correspondante. Les distributions correspondent à deux choix de masses de squarks et de neutralinos:  $m_{\tilde{t}_1}=70$  GeV,  $m_{\tilde{\chi}_1^0}=0$  GeV et  $m_{\tilde{t}_1}=70$  GeV,  $m_{\tilde{\chi}_1^0}=65$  GeV. On observe que la perte concernant l'énergie totale est de l'ordre de 10% en moyenne pour le premier signal et 17% pour le second. Celle concernant l'énergie chargée vaut 5% dans le premier cas et 11% dans le second. L'écart concernant les multiplicités est plus élevé pour le signal  $m_{\tilde{t}_1}=70$  GeV,  $m_{\tilde{\chi}_1^0}=65$  GeV (2.7 traces perdues en moyenne -0.8 pour l'autre cas) alors que celui concernant les multiplicités chargées est stable (de l'ordre de 0.7 à 0.9). Les erreurs concernant le moment transverse manquant sont de l'ordre de 6 à 7 %. Celles concernant la fraction d'énergie dans une région définie par  $\theta \in [30^\circ, 150^\circ]$  sont de l'ordre de 2 à 3%. Enfin, pour ce qui concerne les jets, les différences entre quantités simulées et reconstruites varient assez fortement en fonction de la différence de masse entre le stop et le neutralino, de la même façon que l'énergie totale. Pour le cas  $m_{\tilde{t}_1}=70$  GeV et  $m_{\tilde{\chi}_1^0}=0$  GeV, on a un écart de 7% pour le jet le plus énergétique et de 14% pour l'autre. Pour le signal  $m_{\tilde{t}_1}=70$  GeV et  $m_{\tilde{\chi}_1^0}=65$  GeV ces chiffres deviennent respectivement 11% et 18%. Notons que pour comparer ces énergies, un critère angulaire entre les angles polaires des jets simulés et reconstruits (inférieurs à 30 degrés) a été appliqué pour tenter de s'affranchir de problèmes liés à l'algorithme de jet lui-même.

Toutes les distributions présentent la même dissymétrie à l'exception de celle concernant la fraction d'énergie définie dans la région  $\theta \in [30^\circ, 150^\circ]$  qui a un comportement contraire. Ce fait est attendu et résulte de pertes de particules liées aux critères de sélection appliqués sur les particules reconstruites, à différentes pertes dues aux zones mortes. La dissymétrie inverse (par rapport aux autres) de la fraction d'énergie est simplement le résultat d'une perte plus importante pour les quantités reconstruites pour des particules d'angle polaire inférieur à 30 degrés. On observe par ailleurs que les distributions sont assez larges. Cela s'explique par l'énergie emportée par le neutralino qui n'est pas constante pour une énergie donnée et un couple de masses  $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$  donné.

Les différences de résolution entre les deux cas de masse s'explique par la variation d'énergie visible entre ces deux signaux. L'énergie visible d'un événement stop est d'autant plus faible que la différence de masse entre le squark et le neutralino est petite. L'énergie des particules associées diminue d'autant plus et les pertes n'en sont que d'autant plus probables. Cet effet est d'autant plus accentué que la masse des squarks est

proche de  $\sqrt{s}$  comme l'illustre la figure 33.

$\sqrt{s}=184 \text{ GeV}$   $m_{\tilde{t}}=70 \text{ GeV}$   $m_{\tilde{\chi}}=0 \text{ GeV}$

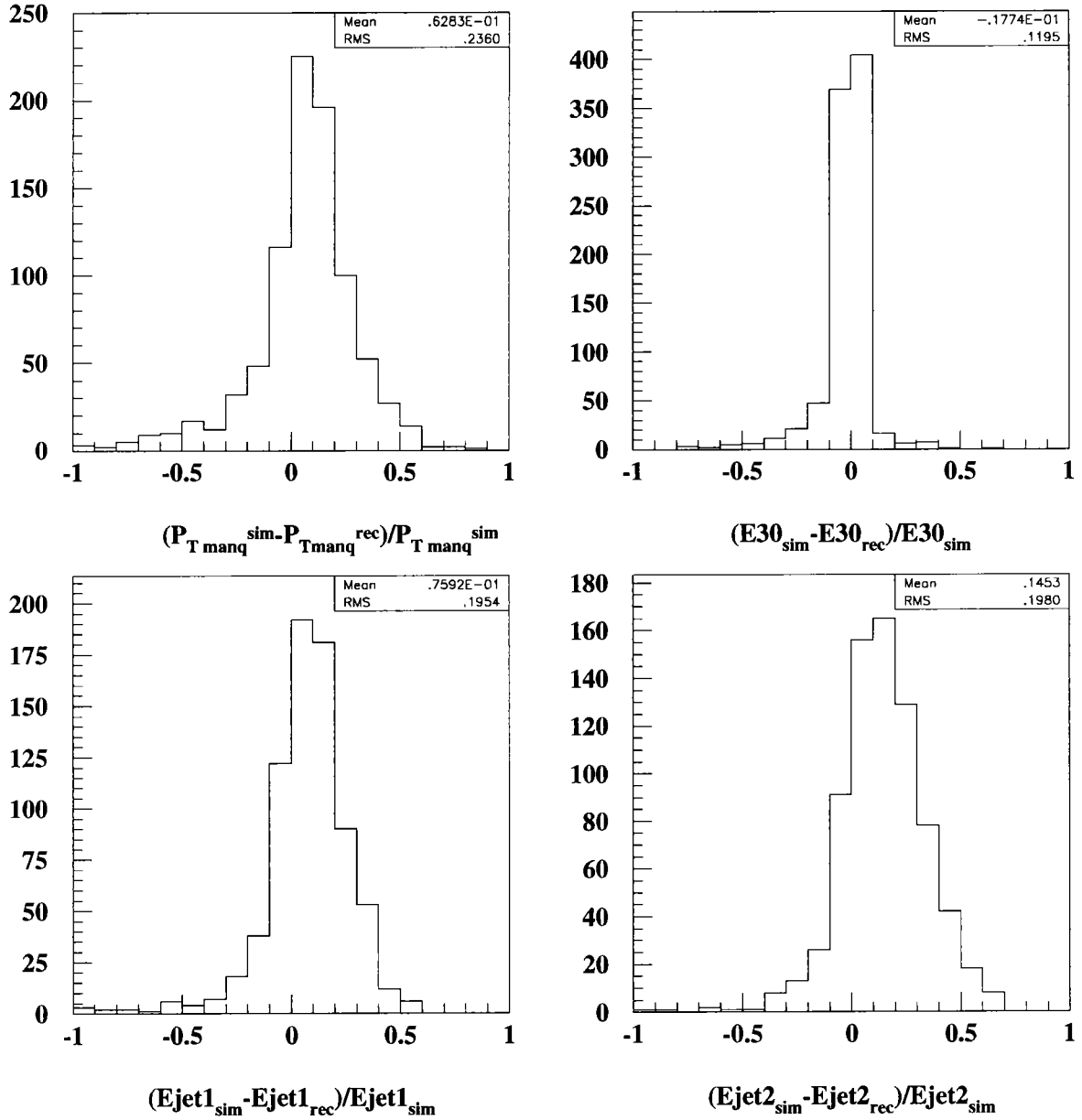


Figure 30: Comparaisons entre des quantités simulées (ou générées) et reconstruites pour des événements stop avec  $m_{\tilde{t}}=70 \text{ GeV}$  et  $m_{\tilde{\chi}}=0 \text{ GeV}$ . Les observables considérées sont le moment transverse manquant, la fraction d'énergie dans une région définie par  $\theta \in [30^\circ, 150^\circ]$ , les énergies des jets.

$\sqrt{s}=184 \text{ GeV}$   $m_{\tilde{t}}=70 \text{ GeV}$   $m_{\tilde{\chi}_1^0}=65 \text{ GeV}$

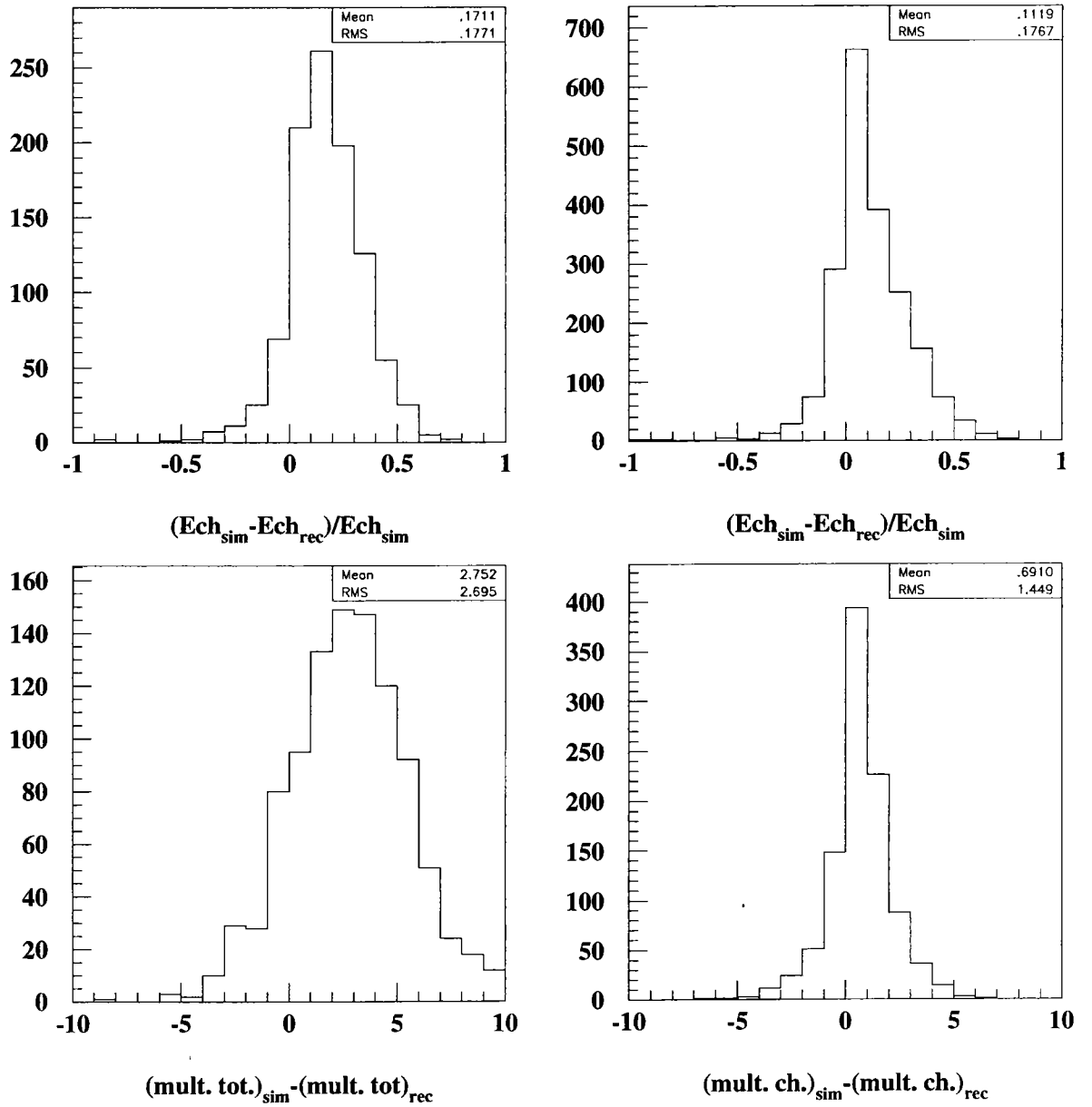


Figure 31: Comparaisons entre des quantités simulées (ou générées) et reconstruites pour des événements stop avec  $m_{\tilde{t}_1}=70 \text{ GeV}$  et  $m_{\tilde{\chi}_1^0}=65 \text{ GeV}$ . Les observables considérées sont l'énergie totale, l'énergie chargée, les multiplicités totale et chargée.

$\sqrt{s}=184 \text{ GeV}$   $m_{\tilde{t}}=70 \text{ GeV}$   $m_{\tilde{\chi}_1^0}=65 \text{ GeV}$

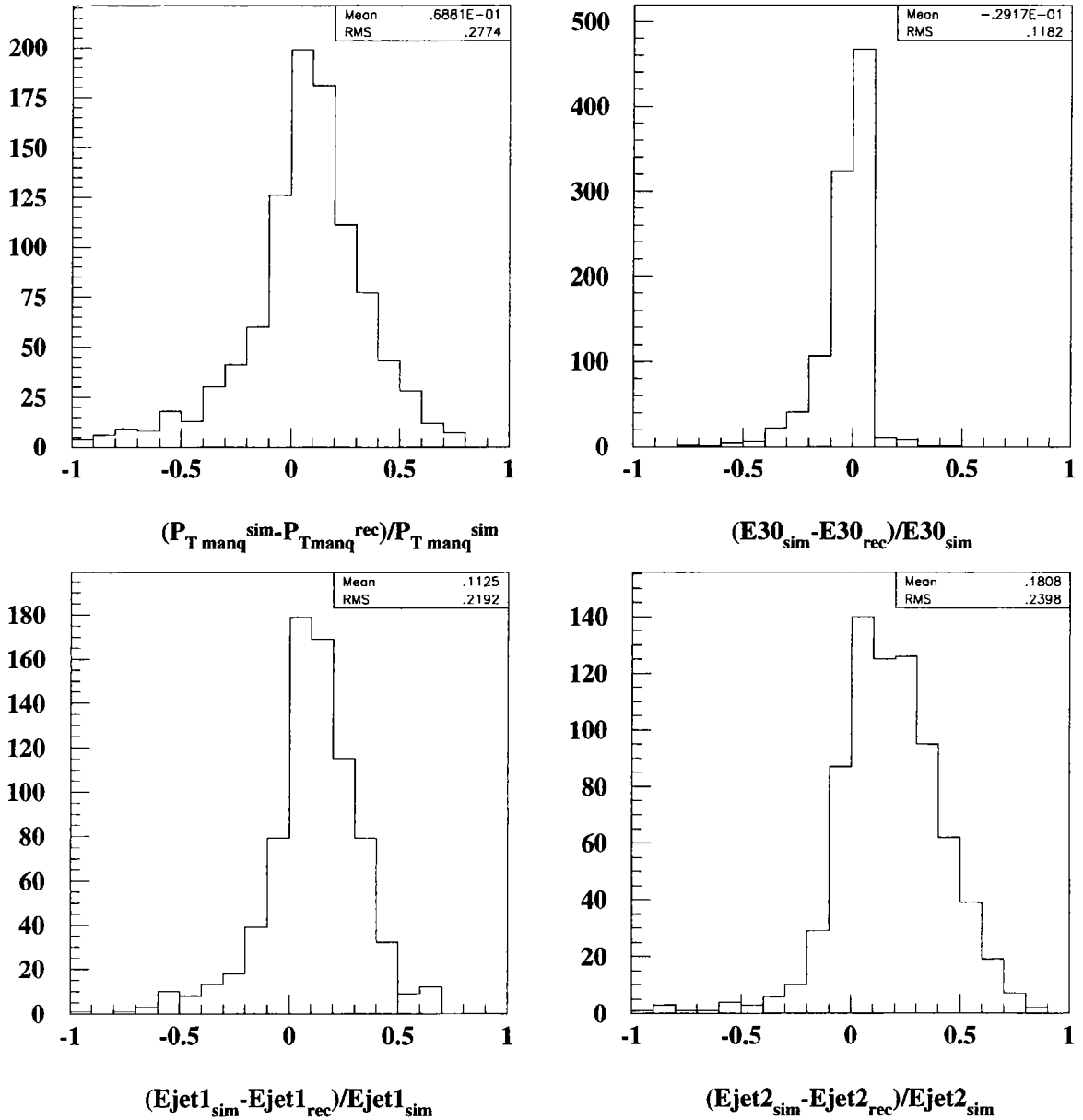


Figure 32: Comparaisons entre des quantités simulées (ou générées) et reconstruites pour des événements stop avec  $m_{\tilde{t}_1}=70 \text{ GeV}$  et  $m_{\tilde{\chi}_1^0}=65 \text{ GeV}$ . Les observables considérées sont le moment transverse manquant, la fraction d'énergie dans une région définie par  $\theta \in [30^\circ, 150^\circ]$ , les énergies des jets.

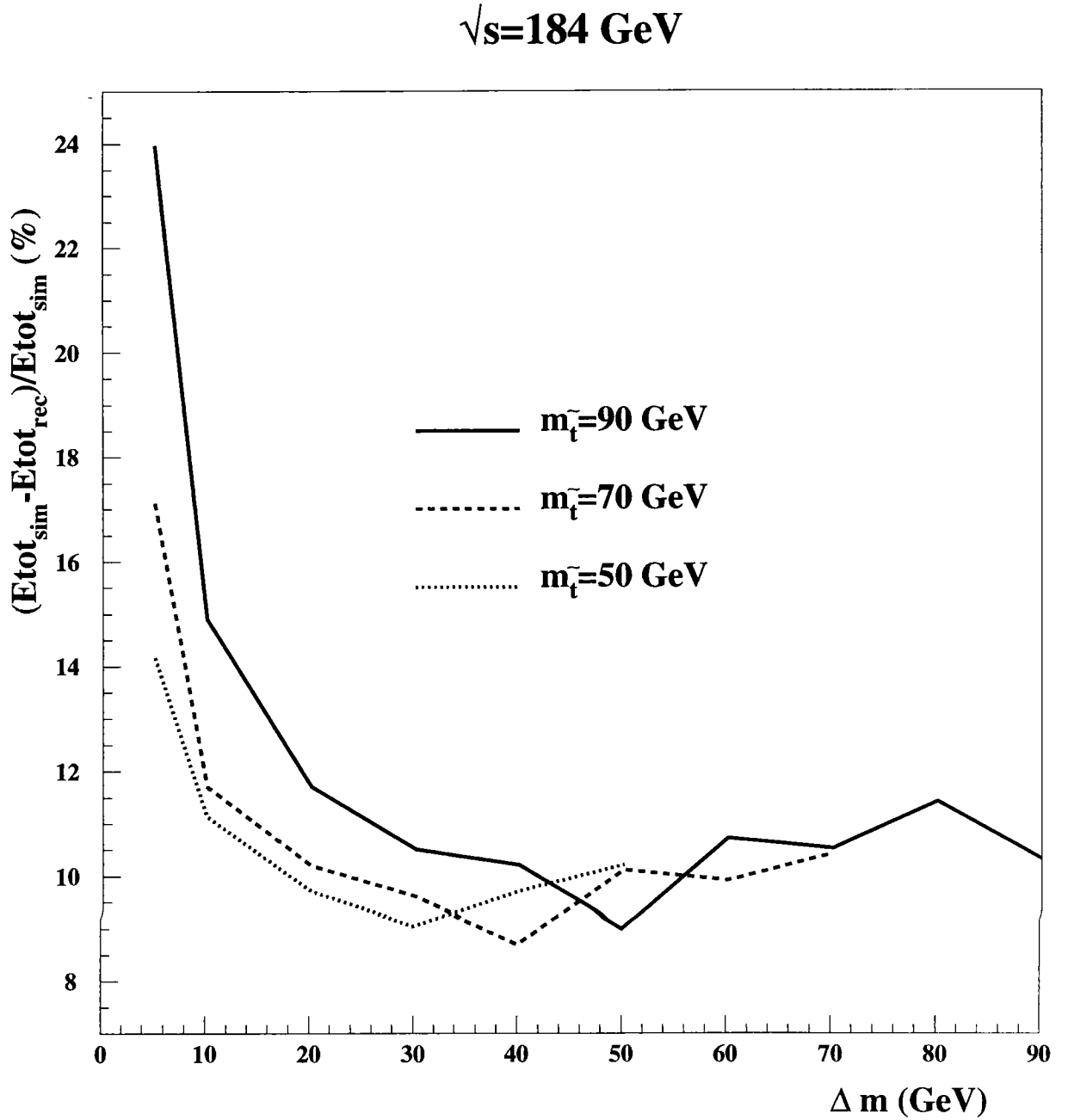


Figure 33: Comparaison entre l'énergie totale simulée et reconstruite pour des événements stop à  $\sqrt{s}=184 \text{ GeV}$  pour quelques masses de squarks en fonction de  $\Delta m = m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ .

## Conclusion

Le détecteur DELPHI, au sein duquel les recherches expérimentales décrites dans cette thèse ont été effectuées, a été exposé dans ce chapitre. Il a été choisi de ne décrire que les principaux sous-détecteurs utilisés dans les analyses. Notons que cela ne signifie aucunement que les autres ne jouent aucun rôle: le calorimètre hadronique, par exemple, est un élément important pour la reconstruction des événements. Mais décrire chaque détecteur dans le détail eût été fastidieux. Le choix a ici porté sur quelques-uns des principaux, en tentant d'analyser leur mode de fonctionnement et de comprendre leurs résolutions.

Le détecteur DELPHI est un outil précis. Les résultats des mesures d'observables du Modèle Standard à LEP100 et LEP200 attestent une grande qualité de fonctionnement et de reconstruction. Il serait abusif de cacher ses imperfections. Ces dernières sont inhérentes à tout appareil de mesure et les éluder conférerait à la malhonnêteté. Les résolutions des calorimètres électromagnétiques dans les zones centrale et avant indiquent certaines faiblesses. Mais celles-ci sont comprises et sont ou vont être résolues: ainsi l'introduction du VFT devrait-il permettre d'améliorer la reconstruction de traces dans la région avant.

La résolution en énergie globale concernant le signal squark a été estimée à partir de comparaisons entre des observables simulées (ou générées) et reconstruites en supposant que les données simulées reproduisaient bien les données réelles. Les résultats obtenus varient de 10 à 25% (en moyenne) selon la masse du squarks et la différence de masse entre le squark et le neutralino.

# Bibliographie

- [1] DELPHI Coll. NIM A 303 (1991) 233
- [2] DELPHI Coll. NIM A 378 (1996) 57
- [3] Physique de Semiconducteurs et des composants électroniques H. Mathieu Masson ed.
- [4] V. Chabaud et al. NIM A 368 (1996) 314
- [5] DELPHI Coll. DELPHI 97-121 CONF 103
- [6] V. Chabaud Note DELPHI 96-178 MVX 20
- [7] W. Adam et al. Note DELPHI 96-58 MVX 15
- [8] F. Sauli Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers CERN 77-09 (1977)
- [9] M.H. Gros Thèse Univ. Paris-sud LAL 90-25 (1990)
- [10] L. Chevalier Thèse Univ. Paris-sud DAPNIA/SPP 92-32 (1992)
- [11] P. Antilogus Thèse Univ. Paris VII LAL 88-19 (1988)
- [12] C.W. Fabjan Experimental techniques in high energy physics, T.Ferbel,ed(Frontiers in physics, 1987)
- [13] G. Barbiellini Calorimetry in particle physics CERN-EP/86-203 (1986)
- [14] Particle Data Group Phys. Rev. D50 (1994) 1304
- [15] U. Amaldi Fluctuations in calorimetry measurements Physica Scripta 23(1981)409
- [16] P. Checchia et al. NIM A 248 (1986) 317
- [17] A. Algeri et al. CERN-PPE/95-04 (1995)
- [18] M. Calvi et C. Matteuzzi DELPHI 92-28 CAL 87
- [19] M. Feindt et al. DELPHI 96-82 PROG 217
- [20] P. Checchia et al. NIM A 275 (1989) 49



- [21] A. Cattai et al. DELPHI 93-129 CAL 108
- [22] J.A. Kadyk NIM A 300 (1991) 436
- [23] J. Va'vra NIM A 252 (1986) 547
- [24] A. Algeri et al. DELPHI 93-145 CAL 110
- [25] W. Bonivento et al. DELPHI 95-159 CAL 128

## Chapitre 4

# Recherches de squarks à LEP200

La phase dite LEP200 du collisionneur  $e^+e^-$  du CERN a débuté en novembre 1995 par une augmentation de l'énergie dans le centre de masse par rapport à la phase dite LEP100. Cette énergie n'a cessé d'augmenter depuis: aux  $5.9 \text{ pb}^{-1}$  ( $2.9+3.$ ) collectés en 1995 ( $\sqrt{s}=130+136 \text{ GeV}$ ) se sont ajoutés  $9.7$  et  $10. \text{ pb}^{-1}$  en 1996 à  $\sqrt{s}=161$  et  $172 \text{ GeV}$  et  $53.9 \text{ pb}^{-1}$  à  $\sqrt{s}=183 \text{ GeV}$  en 1997. L'énergie dans le centre de masse augmentera jusqu'à la fin de l'an 2000, date probable de l'arrêt du LEP. Les résultats négatifs à LEP100 concernant les recherches du problématique boson de Higgs et de myriades de particules supersymétriques se sont traduits par des limites sur les masses: une montée en énergie permet l'exploration de nouveaux domaines.

L'objet de ce chapitre est d'exposer la recherche des squarks à LEP200 dans le cadre du MSSM, lorsque la  $R_{\text{parité}}$  est conservée et le neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  est la LSP. Cette recherche concerne les données de 1996 et 1997. En nous appuyant sur les résultats de l'étude phénoménologique développée au chapitre 2, nous considérerons que les désintégrations dominantes des squarks sont  $\tilde{t}_1 \rightarrow c \tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{b}_1 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^0$ . La signature du signal cherché est donc composé de deux jets accompagnés par de l'énergie manquante due au neutralino qui s'échappe du détecteur sans interagir. Les processus standards susceptibles d'avoir des caractéristiques similaires sont:  $Z/\gamma^*$ ,  $WW, \gamma\gamma, W e\nu$  ou encore  $ZZ$ . Ces processus seront décrits pour en cerner les spécificités et fournir des informations utilisables dans l'analyse, dont le but est d'éliminer ces événements standards tout en préservant une haute efficacité de détection pour le signal. La méthode utilisée pour atteindre cet objectif est ensuite exposée et les résultats obtenus décrits, discutés et interprétés, en prenant en compte les incertitudes statistiques et systématiques inhérentes à toute recherche expérimentale.

### 4.1 Généralités

Dans ce paragraphe seront décrits différentes variables et outils utilisés dans les analyses. Ces informations sont construites à partir des signaux collectés par DELPHI transformés par un programme de reconstruction, DELANA [1], pour être exploitables. Les données brutes sont tout d'abord corrigées en fonction de l'étalonnage des différents détecteurs. Ils sont ensuite interprétés pour former des éléments de traces. Les traces

sont reconstruites comme suit: il y a tout d'abord association, en projection dans le plan  $R\Phi$ , des éléments de trace de l'ID à ceux du VD formés d'au moins deux points. A partir de l'information en  $z$  sur cet élément de trace formé, une extrapolation est effectuée vers les éléments de la TPC puis de l'OD pour reformer complètement la trace. Les traces ainsi reconstruites sont extrapolées vers les calorimètres pour les associer à des dépôts d'énergie par des critères de proximité. Un dépôt non associé est attribué à une particule neutre. Les informations ainsi produites sont stockées et recorrigées pour affiner notamment les reconstructions et associations.

## 4.1.1 Outils de recherche

### 4.1.1.1 Variables d'analyse

Par défaut, la masse d'une particule chargée est fixée à la masse du pion et celle d'une neutre à 0. En cumulant ces informations avec celles fournies par le détecteur, il est possible de calculer l'énergie totale, chargée ou neutre d'un événement. L'énergie transverse ETS, définie par  $ETS = \sum_i P_{Ti}$  où les  $P_{Ti}$  sont les impulsions transverses de chacune des particules ( $P_{Ti} = \sqrt{P_{Xi}^2 + P_{Yi}^2}$ ), la fraction d'énergie déposée dans une certaine région du détecteur  $E\theta = \sum_i E_i(\theta \leq \theta_{REF})$  où  $\theta_{REF}$  est un angle de référence (usuellement égal à 10, 20 ou 30 degrés), ou encore l'impulsion manquante dans le plan transverse, définie par  $(P_T)_{manq} = \sqrt{P_X^2 + P_Y^2}$  où  $P_X$  et  $P_Y$  sont les composantes de l'impulsion totale, sont des variables très utilisées.

Les quarks ne sont pas des états asymptotiques directement observables: de leur hadronisation et fragmentation résultent des collections de particules que l'on agglomère en jets à partir d'algorithmes fonctionnant sur le couplage binaire: deux particules appartiennent au même jet si la distance entre celles-ci est inférieure à une valeur de référence. Parmi les distances utilisées on peut citer:

- la distance JADE  $d_{ij} = 2E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij}) / E_{vis}$
- la distance DURHAM  $d_{ij} = 2\min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos \theta_{ij}) / E_{cms}^2$

$E_{vis}$  et  $E_{cms}$  sont respectivement l'énergie visible de l'événement et l'énergie dans le centre de masse.  $E_i$  et  $E_j$  sont les énergies des particules considérées et  $\theta_{ij}$  l'angle entre celles-ci. Pour discriminer le signal des processus standards, des variables de forme, c'est-à-dire caractérisant la répartition spatiale d'un événement, sont construites. Parmi celles qui seront utilisées, on a:

- Variables de Fox-Wolfram  
Les moments de Fox-Wolfram [2] [3] sont définis par:

$$H_l = \sum_i \frac{|P_i||P_j|}{E_{vis}^2} P_l(\cos \phi_{ij})$$

où  $\phi_{ij}$  est l'angle entre les particules  $i$  et  $j$ ,  $P_i$  et  $P_j$  leurs impulsions;  $E_{vis}$  est l'énergie totale visible de l'événement considéré. Les  $P_l$  sont des polynômes de

Legendre. Pour le cas de deux jets parfaitement dos à dos, on a  $H_{2l} = 1$  et  $H_{2l+1} = 0$ . Des événements à trois objets donnent des valeurs intermédiaires pour  $H_l$  entre 0 et 1.

– Acoplanarité et acolinéarité

L'acoplanarité et l'acolinéarité se calculent à partir de deux jets. L'acoplanarité est le complémentaire de l'angle entre les projections de ces deux jets dans un plan perpendiculaire à un axe défini par l'utilisateur. Un événement est dit coplanaire si son acoplanarité est nulle, c'est-à-dire si le plan formé à partir des deux jets contient l'axe du faisceau, l'axe de référence étant dans ce cas  $Oz$ . L'acolinéarité est égale au complémentaire de l'angle entre les deux jets dans l'espace. Un événement est dit colinéaire si son acolinéarité est nulle.

– Sphéricité-Poussée (ou "thrust")

Par définition, la sphéricité [4] se calcule à partir des trois valeurs propres ( $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$  avec  $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1$ ) du tenseur de sphéricité défini par:

$$S^{\alpha\beta} = \frac{\sum_i P_i^\alpha P_i^\beta}{\sum_i |P_i|^2}$$

et  $S_{ph} = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3)$ . On a  $0 \leq S_{ph} \leq 1$ . De plus  $S_{ph} \simeq 0$  pour un événement avec deux jets dos à dos alors que  $S_{ph} \simeq 1$  pour un événement isotropique.

La poussée est définie par [4]

$$T = \max_{|\vec{n}|=1} \frac{\sum_i |\vec{n} \cdot \vec{P}_i|}{\sum_i |\vec{P}_i|}$$

On a  $\frac{1}{2} \leq T \leq 1$ . L'axe de la poussée  $\vec{V}$  est donné par le vecteur  $\vec{n}$  pour lequel le maxima est obtenu. Un événement à deux jets dos à dos est caractérisé par  $T \simeq 1$  alors que  $T \simeq \frac{1}{2}$  pour une processus isotropique. Dans le plan perpendiculaire à l'axe de la poussée on définit un axe majeur à partir de la formule:

$$M_a = \max_{|\vec{n}|=1; \vec{n} \cdot \vec{V}=0} \frac{\sum_i |\vec{n} \cdot \vec{P}_i|}{\sum_i |\vec{P}_i|}$$

$M_a$  est le majeur de l'événement. On peut alors définir un axe mineur perpendiculaire à l'axe de la poussée et au majeur. La valeur du mineur  $M_i$  se calcule de la même façon. La différence entre majeur et mineur est appelée aplatissement  $O$ . On a en général  $O \simeq 0$  pour un événement symétrique autour de l'axe de la poussée alors que  $O$  est grand pour un événement plan.

### 4.1.2 Etiquetage de b

Les hadrons qui renferment des quarks b ont un long temps de vie, de l'ordre de 1.55 ps[5]. De plus, dans les désintégration des Z, ils sont produits avec de grandes impulsions. Ils volent donc avant de se désintégrer ce qui se traduit par la présence de vertex secondaires dans les événements avec hadrons beaux. Cette propriété est utilisée pour discriminer les processus avec des quarks b de ceux renfermant des saveurs légères. Cela est particulièrement intéressant à la fois pour notre recherche de paires de sbottom, où l'état final est composé de deux quarks b accompagnés par de l'énergie manquante, mais également pour celle de paires de stop, dans la mesure où le quark c a des propriétés analogues à celles du b - analogues mais moins prononcées (le temps de vie des mésons charmés est de l'ordre de 0.5 à 1 ps).

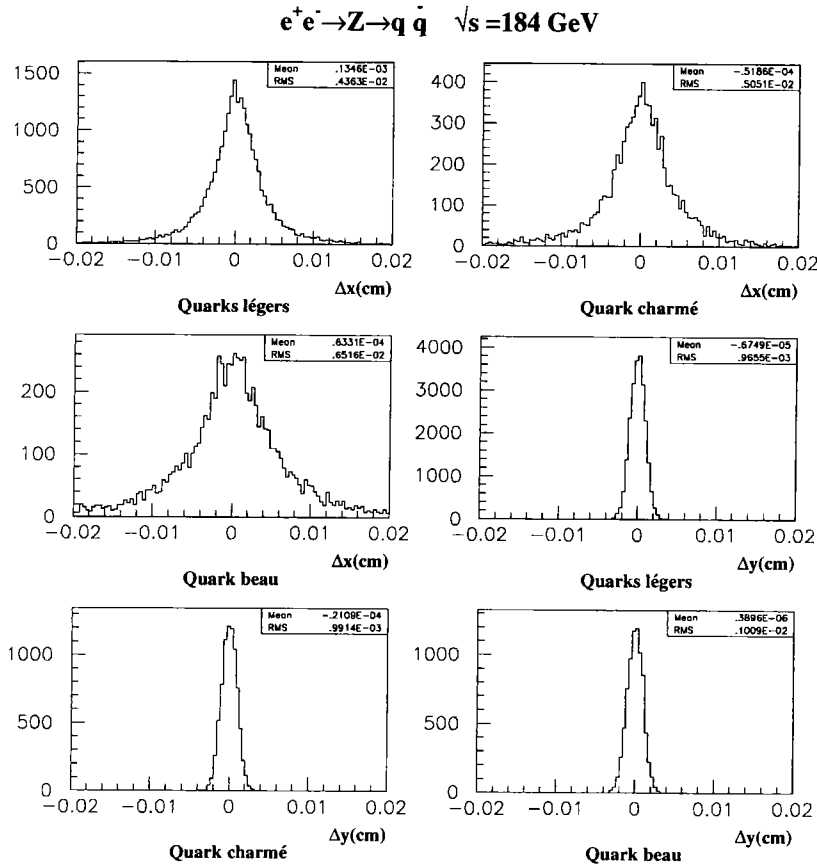


Figure 1: Différences de positions entre les vertex reconstruits et simulés pour différents saveurs de quarks.

Un long temps de vie, une grande impulsion et une forte masse entraînent de grands paramètres d'impact pour les hadrons beaux. Par convention, le signe de ce paramètre est positif si le vecteur qui joint le vertex primaire et le point de plus courte approche a la même direction que le jet auquel la particule appartient. Il s'ensuit alors que les mésons beaux ont des paramètres d'impact positifs alors que ceux-ci peuvent équiprobablement

être positifs ou négatifs pour les particules mal reconstruites. Il est donc primordial de reconstruire correctement le vertex primaire pour en déduire les paramètres d'impact[6].

La grande précision du détecteur de microvertex est utilisée pour reconstituer le vertex primaire, dont la précision de mesure de sa position peut être améliorée par la connaissance du point d'interaction des faisceaux d'électrons et de positons. La résolution de reconstruction est dégradée pour les quarks  $b$  d'une part à cause du faible nombre de traces au vertex primaire et d'autre part à cause de l'introduction dans la procédure de calcul de la position du vertex de traces provenant de vertex secondaires. Une sélection sur les traces candidates à la reconstruction du vertex primaire est effectuée: seules celles ayant 2 à trois impacts dans les couches du microvertex, proches du point d'intersection des faisceaux d'électrons et de positons (en terme de  $\delta/\sigma > 0.5$  où  $\delta$  est la distance de la trace au paramètre d'impact et  $\sigma$  l'erreur associée), avec une bonne précision de reconstruction sont sélectionnées. Une procédure d'ajustement à l'aide d'un  $\chi^2$  est alors effectuée. La position du vertex primaire est alors obtenue par minimisation de celui-ci. La précision de reconstruction obtenue avec une telle méthode est montrée figure 1. Elle est de  $40 \mu m$  pour les quarks légers et de  $50 \mu m$  pour les quarks  $b$  pour la coordonnée  $x$  à  $\sqrt{s}=184$  GeV. Remarquons la différence de précision de reconstruction pour les coordonnées  $x$  et  $y$ . Elle est directement liée aux dimensions du faisceau ( $\sigma_x$  et  $\sigma_y$ ).

La position du vertex primaire étant connue, les paramètres d'impact de toutes les traces de l'événement sont calculées et utilisés dans une variable d'étiquetage. Là encore les traces susceptibles de contribuer à un vertex secondaire sont sévèrement sélectionnées: leur précision de reconstruction doit être suffisante (2 à 3 couches touchées dans le microvertex), leur impulsion supérieure à 50 MeV et leur paramètre d'impact inférieure à 0.2 cm pour exclure les particules provenant de  $K^0$  et de  $\Lambda$ . Une probabilité qu'un lot de traces provienne du vertex primaire est alors construite à partir des "significances", qui sont les rapports des paramètres d'impact sur leur erreur de mesure. Seule la probabilité positive, c'est-à-dire calculée à partir des traces avec des paramètres d'impact positifs, est utilisée dans les analyses. Par construction, sa distribution est plate pour des traces provenant du vertex primaire. Elle est par contre piquée en 0 pour les quarks  $b$  (figure 2).

Pour améliorer l'étiquetage des quarks  $b$ , la probabilité positive a été combinée avec trois autres variables[7] susceptibles d'accentuer la discrimination entre les événements renfermant des quarks  $b$  et les autres. La méthode consiste tout d'abord à rechercher un ou plusieurs vertex secondaires dans un événement donné. Un vertex secondaire contient au moins deux traces non utilisées pour la reconstruction du vertex primaire et telles que  $L/\sigma_L > 4$  où  $L$  est la distance entre le vertex primaire et le secondaire et  $\sigma_L$  l'erreur sur  $L$ . Lorsqu'un vertex secondaire est construit, il est possible de calculer sa fraction d'énergie chargée, la masse effective des particules incluses dans celui-ci, et la rapidité des traces qu'il renferme par rapport à l'axe du jet qu'elles forment. Ces trois variables, combinées avec la probabilité positive d'étiquetage de quarks  $b$ , permettent d'améliorer la discrimination entre les événements avec hadrons beaux et les autres (voir figure 3). Les informations provenant d'éventuels autres vertex secondaires sont combinées de la même façon.

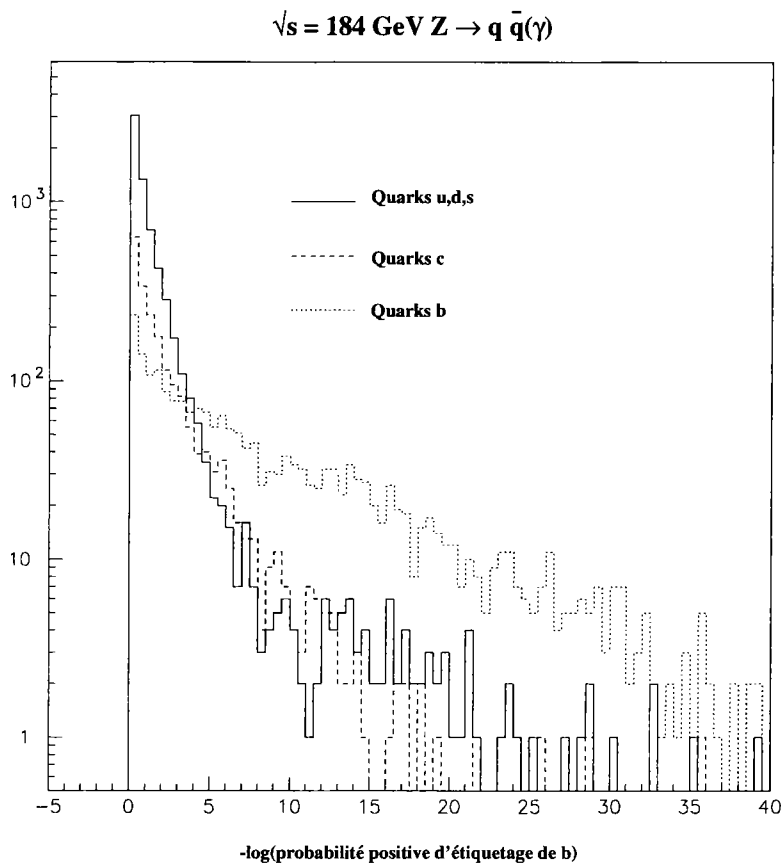


Figure 2: Probabilité positive d'étiquetage de b pour différentes saveurs de quarks.

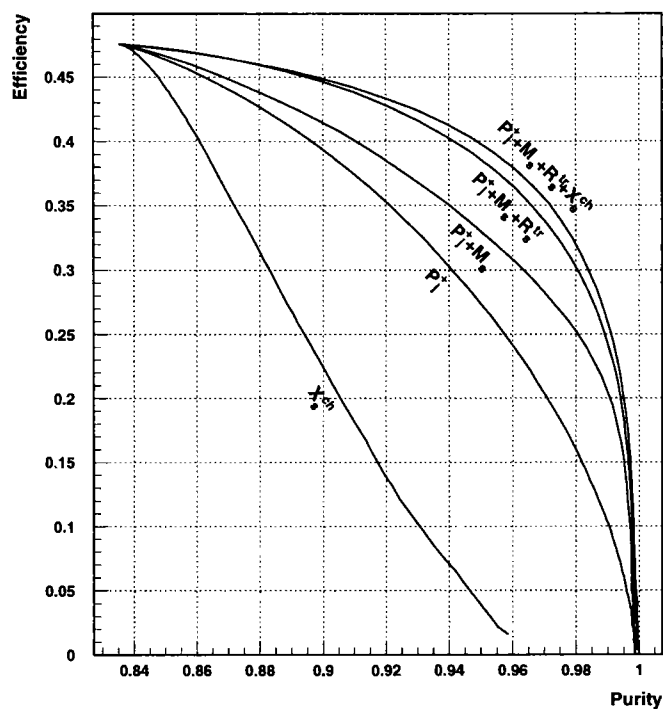


Figure 3: Effets de l'étiquetage combiné de quarks bottom.  $P_j^+$  est la probabilité positive d'étiquetage de b,  $M_s$  la masse effective des particules inclus dans le vertex secondaire,  $R_s^{tr}$  la rapidité des traces inclus dans le vertex secondaire par rapport à la direction du jet qu'elles forment, et  $X_s^{ch}$  est la fraction d'énergie chargée du vertex secondaire.



### 4.1.3 L'analyse discriminante linéaire

Considérons le problème est suivant: on dispose d'événements répartis en plusieurs classes (ou groupes) caractérisés par un ensemble de variables mesurées sur chacun d'eux. Il s'agit alors de déterminer si ces variables sont susceptibles de différencier les classes entre elles. L'approche de l'analyse discriminante linéaire consiste à trouver un axe  $\vec{u}$ , combinaison linéaire des variables mesurées - d'où le nom de fonction discriminante linéaire donné à cet axe - tel que, en projection sur  $\vec{u}$ , les classes soient aussi éloignées que possible les unes des autres mais que les prototypes appartenant à une même classe soient très proches les uns des autres. On dispose au départ d'un tableau de données  $x_{ij}$  où  $i$  est l'indice de l'objet ( $n$  prototypes au total) et  $j$  l'indice des variables ( $p$  quantités mesurées pour chaque prototype). Les  $n$  échantillons appartiennent à  $q$  classes dont les barycentres sont donnés par[8]

$$\bar{x}_{lj} = \frac{1}{n_l} \sum x_{ij}$$

où  $n_l$  est le nombre de prototypes dans la classe  $l$ . La matrice variance-covariance de l'échantillon global s'écrit :

$$T_{jk} = \frac{1}{n} \sum_k n(x_{ij} - \bar{x}_j)(x_{ik} - \bar{x}_k)$$

Dans le cas de l'analyse discriminante linéaire à la Fischer[9], le nombre de classes est égal à deux et il est possible de montrer que la fonction discriminante  $\vec{u}$  s'écrit:

$$\vec{u} = T^{-1} \vec{c}$$

avec

$$\vec{c} = \frac{\sqrt{n_1 n_2}}{n} (\vec{y}_1 - \vec{y}_2)$$

où  $\vec{y}_1$  et  $\vec{y}_2$  sont les vecteurs constitués des valeurs des variables calculées pour les classes 1 et 2. En pratique la procédure de calcul d'une fonction discriminante est itérative. Elle consiste à se restreindre à la meilleure, puis aux deux meilleures, etc variables pour la discrimination considérée. Le pouvoir discriminant d'une fonction se calcule par

$$\lambda = \vec{u}^T T^{-1} \vec{u}$$

Au pas numéro 1, le pouvoir discriminant de chacune des variables initiales est donné par

$$\lambda = \frac{n_1 n_2}{n^2 \sigma^2} (y_1 - y_2)^2$$

où  $\sigma$  est l'écart standard total de la variable considérée de l'échantillon de prototypes. A chaque pas, le nombre variables de la fonction discriminante est incrémenté et les variables composant la fonction au pas  $n$  sont réutilisées au pas  $n+1$ . Il n'existe pas de critère absolu concernant le nombre de variables discriminantes que peut contenir une fonction. Ce nombre ne peut être trop élevé (au plus de l'ordre de 15) pour éviter de trop graves instabilités.

### 4.1.4 Signatures expérimentales des squarks

Nous allons tenter de caractériser, à l'aide de quelques distributions de variables globales, les événements stop et sbottom. Ces caractéristiques seront réutilisées dans les analyses.

Les figures 4 à 7 représentent les distributions correspondant à l'énergie totale, la masse visible, les énergies des jets, le cosinus de l'acoplanarité, l'angle entre les jets, la probabilité positive d'étiquetage de quark b et la fraction de l'énergie (par rapport à l'énergie totale) dans une région définie par  $\theta \in [30^0, 150^0]$  pour des squarks de masse égale à 70 GeV et des neutralinos de masses nulle et valant 65 GeV. Il s'agit de signaux générés à  $\sqrt{s}=172$  GeV pour lesquels deux jets ont été obtenus avec l'algorithme de JADE.

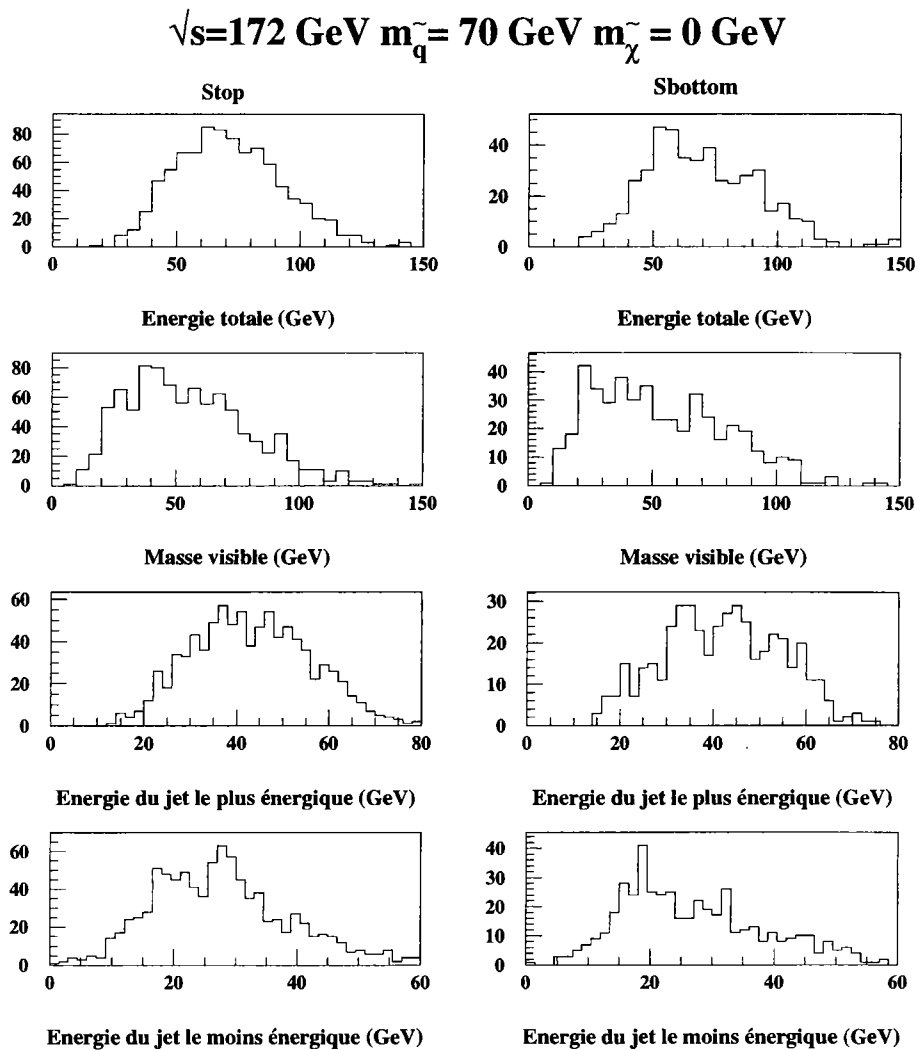


Figure 4: Quelques distributions caractéristiques des squarks (reconstruction).

L'énergie de chacun des squarks se partage entre le quark et le neutralino. Comme cela l'a déjà été souligné,  $\tilde{\chi}_1^0$  s'échappe du détecteur sans interagir et est source d'énergie

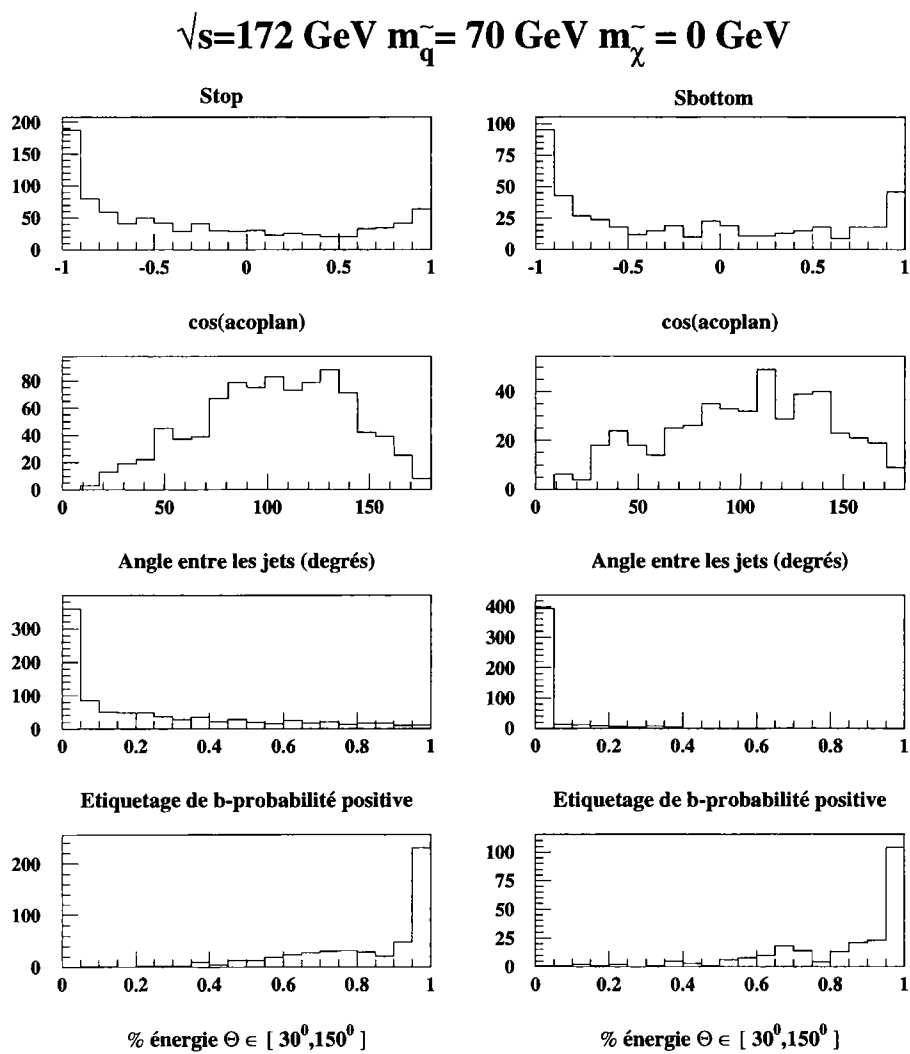


Figure 5: Quelques distributions caractéristiques des squarks (reconstruction).

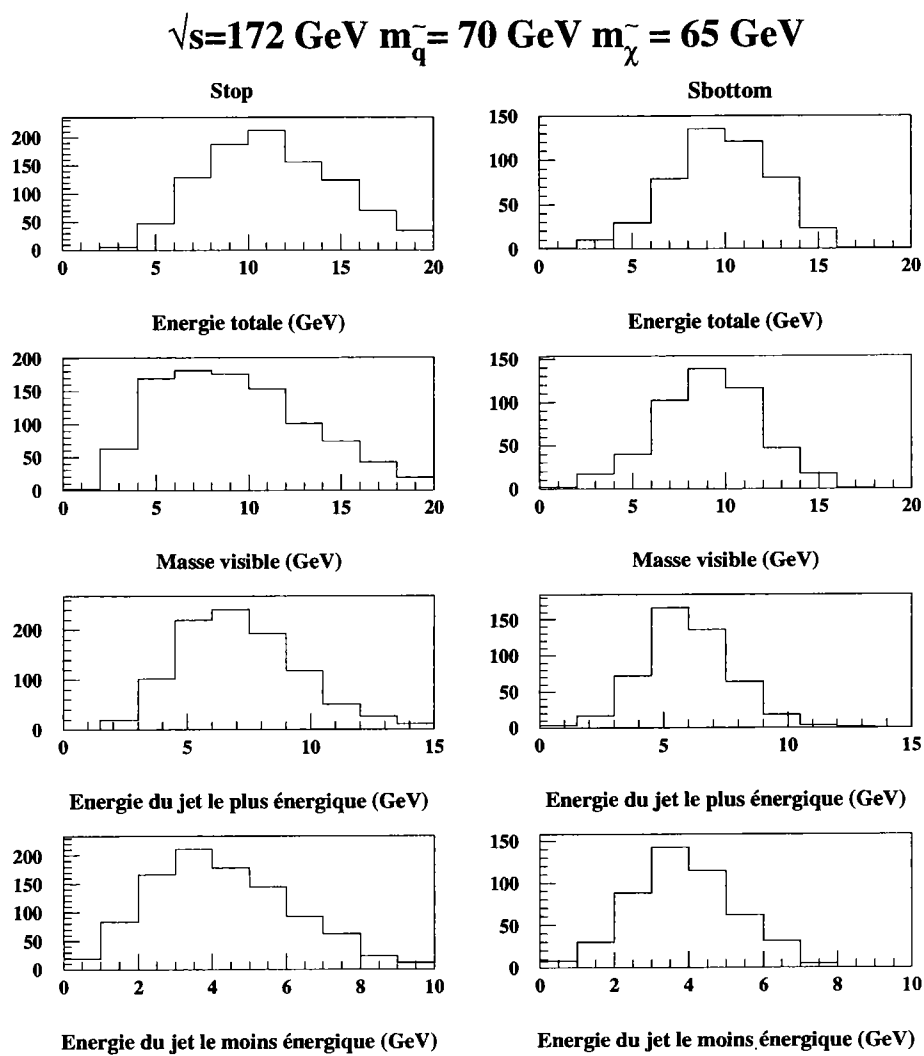


Figure 6: Quelques distributions caractéristiques des squarks (reconstruction).

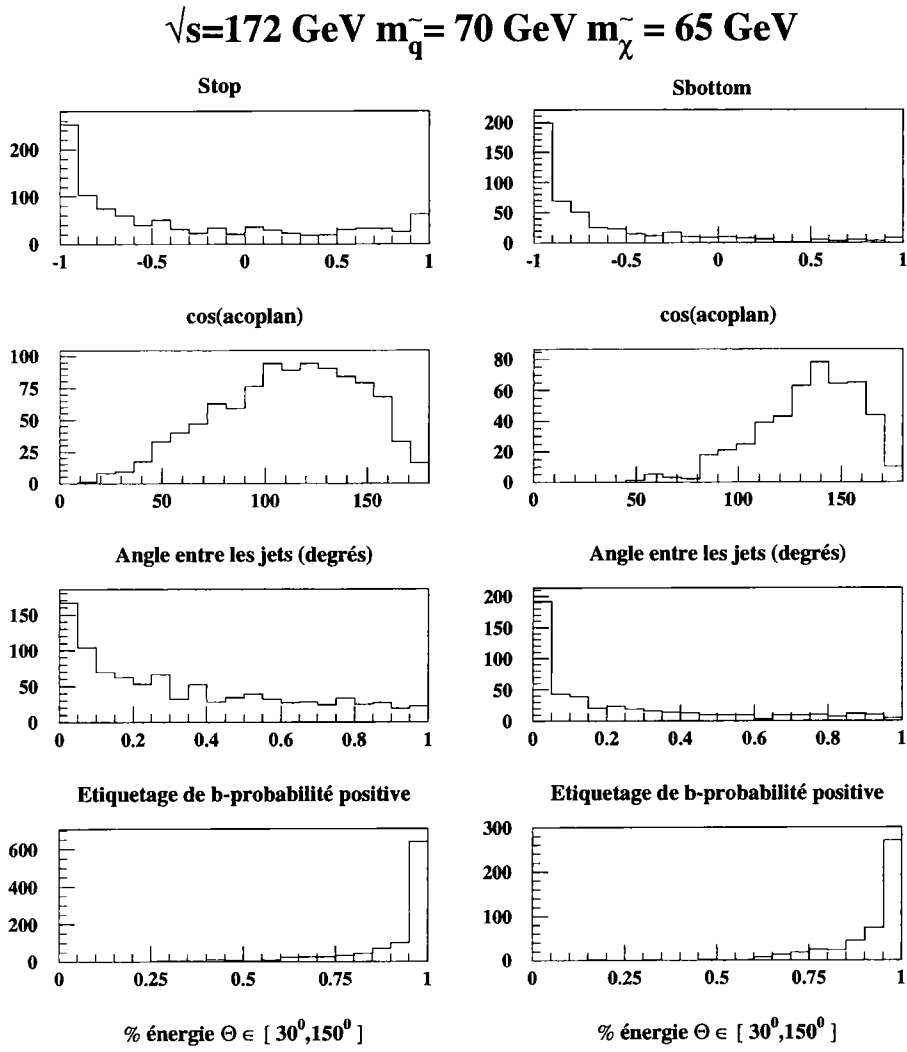


Figure 7: Quelques distributions caractéristiques des squarks (reconstruction).

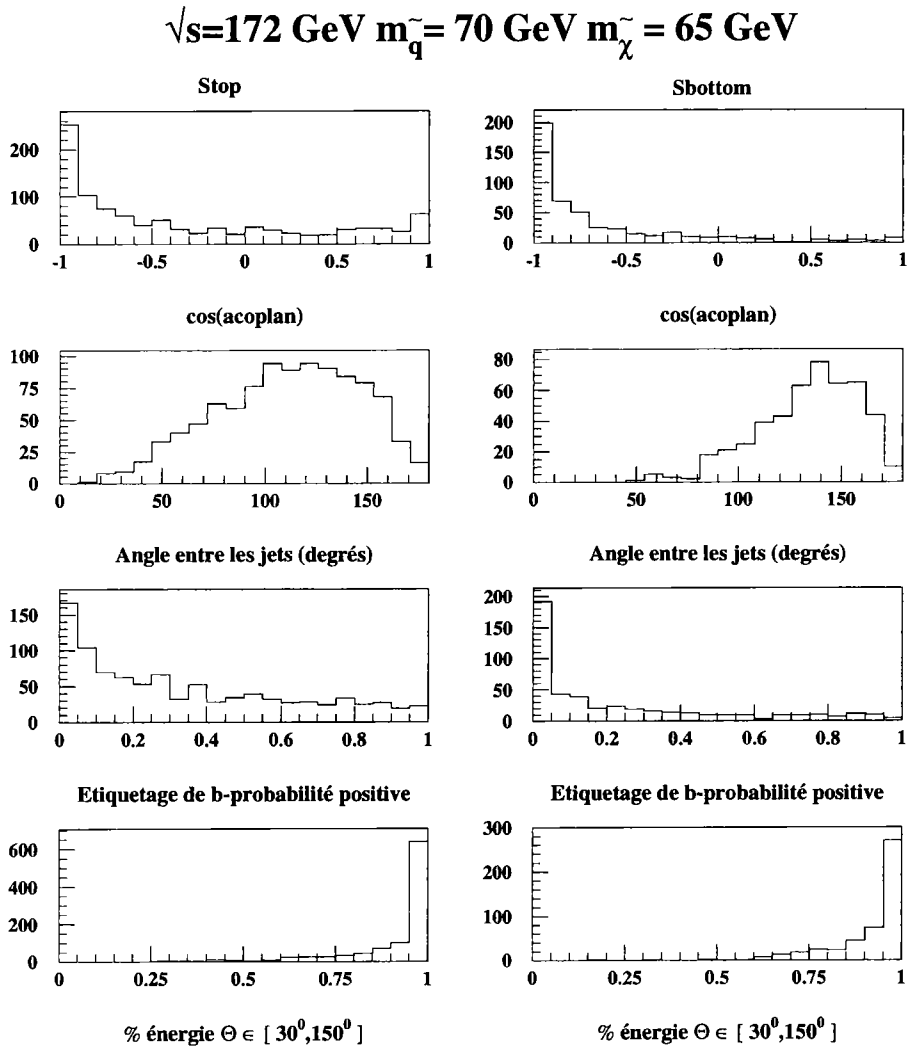


Figure 7: Quelques distributions caractéristiques des squarks (reconstruction).

manquante. Toutes les observables sont donc mesurées uniquement à partir des éléments visibles des produits des hadronisation des quarks. Les distributions des figures 4 à 7 sont donc le résultat de deux effets: un manque d'énergie dû au neutralino et une perte provenant des problèmes de reconstruction. On observe très nettement l'influence de la masse du neutralino sur les distributions, ou plus précisément l'impact de la différence de masse entre le squark et la LSP: si cette dernière est faible -c'est-à-dire inférieure ou égale à une dizaine de GeV- l'énergie visible est très faible: sa moyenne passe de 70 GeV pour  $m_{\tilde{q}}=70$  GeV,  $m_{\tilde{\chi}_1^0}=0$  GeV à une dizaine de GeV pour  $m_{\tilde{q}}=70$  GeV,  $m_{\tilde{\chi}_1^0}=65$  GeV.

Les événements stop et sbottom ne sont en général pas coplanaires (seulement 10% le sont). Notons également les fortes probabilités d'étiquetage de b, même pour le stop. La valeur moyenne est plus faible pour le sbottom que pour le stop: ce résultat est attendu et s'explique par des temps de vie moins élevés pour les mésons charmés que pour les hadrons beaux (0.5 à 1 ps contre 1.5 ps). On remarque une dégradation des probabilités lorsque la différence de masse est faible: pour le stop l'étiquetage de b est impossible à déterminer dans environ 6 % des cas faute d'informations suffisantes. Cela s'explique par un faible nombre de traces et par une faible énergie des quarks issus des désintégrations des squarks. Les hadrons produits ont alors une énergie plus faible que ceux issus du cas  $m_{\tilde{q}}=70$  GeV,  $m_{\tilde{\chi}_1^0}=0$  GeV. Leur distance de vol dans le laboratoire est donc plus faible. Enfin, plus de 90 % de l'énergie des événements squarks est comprise dans une région définie par  $\theta \in [30^0, 150^0]$ . Cela s'explique par la distribution angulaire de la section efficace de production de ces particules (en " $\sin^2 \theta$ ").

Les valeurs moyennes des distributions en énergie des événements stop sont toujours légèrement plus élevées (de 3 à 5 %) que celles du sbottom.

### 4.1.5 Caractéristiques des événements fond

Deux jets de particules accompagnés par de l'énergie manquante sont les caractéristiques essentielles des scalaires top et bottom. Parmi tous les processus du Modèle Standard susceptibles de donner la même signature, les événements importants pour les recherches qui nous concernent sont les retours radiatifs  $Z/\gamma^*$ , les paires de  $W$  dans le mode semi-leptonique, et le processus à deux photons  $\gamma\gamma$  dans le mode hadronique.

La variation des sections efficaces de production en fonction de l'énergie sont observables sur la figure 8.

Les trois processus  $Z/\gamma^*$ ,  $WW$  et  $\gamma\gamma$  vont maintenant être décrits dans le détail. Le but est de déterminer leurs caractéristiques. Les processus physiques intervenant dans une moindre mesure seront brièvement mentionnés.

#### 4.1.5.1 Les événements $Z/\gamma^*$

A LEP100, du fait d'une énergie dans le centre de masse proche de la masse du boson  $Z$ , le processus  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  était dominant. Il est encore très important à LEP200, mais une différence fondamentale réside dans les corrections radiatives (émission de photons dans l'état initial): à LEP100, celles ci réduisaient de 26 % la section efficace de production alors qu'elles l'augmentent au delà de  $\sqrt{s} = m_Z$  [16]. Elle est de l'ordre

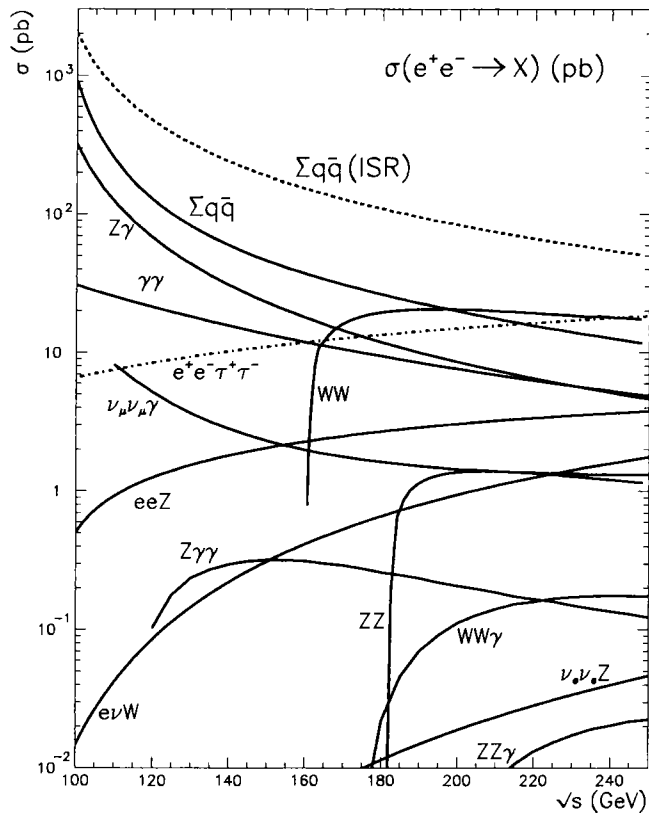


Figure 8: Principaux bruits de fond à LEP200.  $\Sigma q\bar{q}$  représente l'état final hadronique de l'interférence  $Z/\gamma^*$  (avec ou sans radiation de photons dans l'état initial).  $Z\gamma$  désigne l'ensemble des états finals lorsque qu'un photon est émis dans l'état initial avec un angle polaire  $\theta_\gamma$  tel que  $|\cos\theta_\gamma| < 0.9$ .



de 100 pb pour les énergies qui nous intéressent. Ce phénomène est le strict analogue des corrections QED pour les squarks: elles sont négatives pour des masses proches du seuil de production. A LEP200, la chute rapide de la section efficace de production entraîne la présence de photons très énergiques. L'énergie d'un photon émis dans l'état initial s'écrit:

$$E_\gamma = \frac{1}{2\sqrt{s}}(s - m_Z^2)$$

$E_\gamma$  est donc maximale lorsque le boson  $Z$  est produit sur sa couche de masse et peut donc être très grande. La figure 9 représente les distributions, au niveau génération, en énergie et angle polaire du photon le plus énergique émis dans l'état initial pour des énergies dans le centre de masse de 161, 172 et 184 GeV pour des événements hadroniques. Le générateur utilisé est Pythia [18]. On observe que dans 50 % des cas, le photon a une énergie (à  $\pm \Gamma_Z \sim 2.5$  GeV près) correspondant à un  $Z$  sur couche de masse. Dans 20 % des événements, aucun photon de plus de 5 GeV n'est émis dans l'état initial (tableau 1).

$\sqrt{s}$ (GeV)	% d'événements		
	$E_{\gamma_1} \geq E_{\gamma_{max}} - \Gamma_Z$	$E_{\gamma_1} \leq 5$	$E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} \geq E_{\gamma_{max}} - \Gamma_Z$
161	50.4	20.9	13.7
172	51.3	19.6	14.8
184	51.1	19.6	15.2

Tableau 1: Quelques caractéristiques des retours radiatifs.

Dans environ 10 à 15 % des cas, deux photons permettent le retour radiatif. Tous les photons de l'état initial sont émis à bas angle polaire (c'est-à-dire autour de 0 ou de 180 degrés) parce que le sinus de l'angle entre le photon et le lepton dont il provient varie comme  $m_e^2/2E^2$  [17] où  $E$  est l'énergie du lepton qui radie. Cela implique que l'angle polaire de  $\gamma$  sera d'autant plus faible que l'énergie dans le centre de masse sera grande par rapport à  $m_Z$ . L'évolution de l'angle d'émission en fonction de  $\sqrt{s}$  est observable dans le tableau 2 pour des événements ayant au moins un photon émis dans l'état initial et ce indépendamment de son énergie. On observe que les fractions des événements varie peu en fonction de  $\sqrt{s}$ . L'angle polaire du photon de 80 % (95 %) des événements ayant des photons de très grande énergie (c'est-à-dire supérieure à  $E_{\gamma_{max}} - \Gamma_Z$ ) est inférieur à  $1^\circ$  ( $5^\circ$ ).

$\sqrt{s}$ (GeV)	% d'événements			
	$\theta_{\gamma_1} \leq 1^\circ$	$\theta_{\gamma_1} \leq 2^\circ$	$\theta_{\gamma_1} \leq 3^\circ$	$\theta_{\gamma_1} \leq 5^\circ$
172	62.84	68.16	71.29	75.26
184	62.88	68.14	71.45	75.42

Tableau 2: Fraction d'événements ayant un photon avec un angle polaire inférieur à une valeur donnée

Les caractéristiques des événements reconstruits dépendront de la présence ou non des photons émis dans l'état initial, de leur détection et de leur résolution de reconstruction.

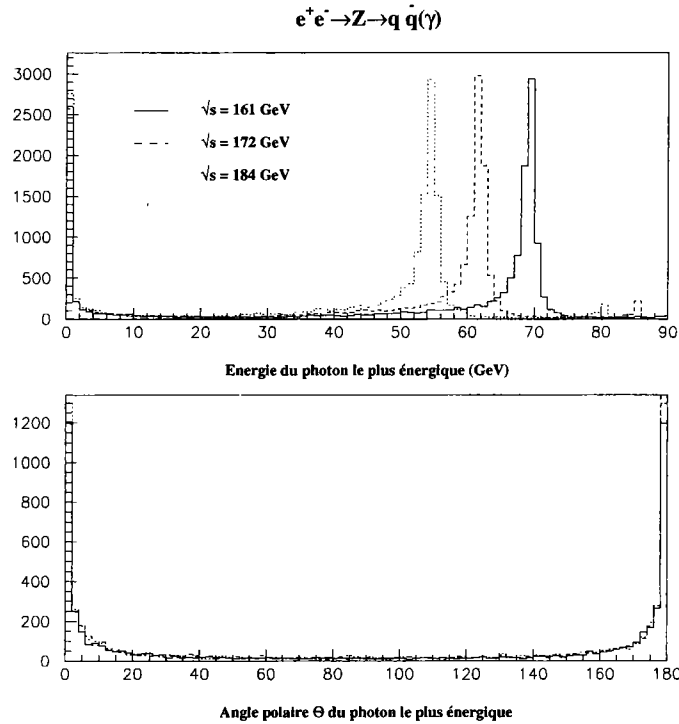


Figure 9: Energie et angle polaire du photon le plus énergétique à la génération.

Pour des angles polaires compris entre 1.7 et 10.6 degrés, les particules électromagnétiques sont visibles dans le STIC. L'EMF et la HPC sont efficaces pour  $10^0 \leq \theta \leq 36.5^0$  et  $43^0 \leq \theta \leq 137^0$  respectivement. Des photons émis avec un angle polaire inférieur à un degré ne sont pas décelables. Or c'est le cas d'environ 80 % des retours radiatifs. Cela signifie que le photon énergétique émis dans l'état initial n'est pas détecté dans environ 40 % des événements  $Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ . Cela se traduit par la présence d'énergie manquante et la topologie des processus considérés est la même que les signaux de supersymétrie recherchés.

Il est possible de corrélérer les observables physiques reconstruites pour les événements  $Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$  (figure 10): le premier maximum de la distribution de la masse visible correspond au cas où le(s) photon(s) énergiques de l'état initial ont échappé à la détection. La masse reconstruite est alors proche de celle du boson  $Z$ , l'angle du moment manquant correspondant est alors inférieur (supérieur) à 20 (160) degrés environ; l'angle entre les jets est de l'ordre de 120 degrés. Le deuxième maximum de la distribution en masse visible correspond au cas où des photons de faibles énergies sont émis. L'angle entre les jets est alors proche de 180 degrés.

#### 4.1.5.2 Les paires de WW

Les paires sont produites dans les voies s et t par échange respectivement d'un photon ou d'un boson  $Z$  et d'un neutrino (fig. 11), la contribution dominante provenant de la voie t. La section efficace de production de quelques picobarns à une quinzaine pour les

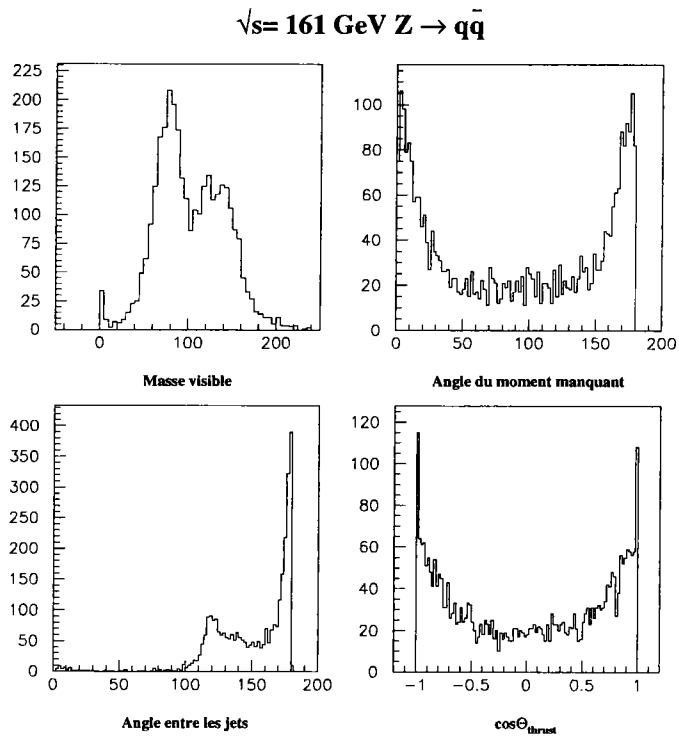


Figure 10: Variables reconstruites pour les événements  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ .

énergies qui nous intéressent. Les rapports de branchement du boson  $W$ :

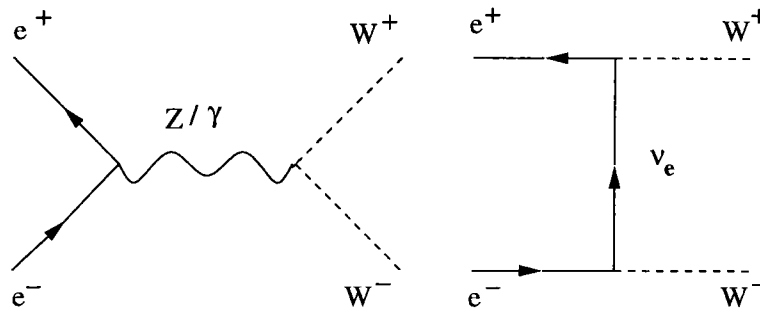


Figure 11: Graphes de production des paires de  $W$

- $W \rightarrow l\nu_l$  32.2%
- $W \rightarrow q\bar{q}$  : 67.8%

permettent de calculer les répartitions par topologie des paires de  $W$ :

- $W^+W^- \rightarrow 4 \text{ quarks}$  : 45.9 %
- $W^+W^- \rightarrow \text{leptons} + \text{quarks}$  : 43.7 %

montrée sur la figure 12 pour des désintégrations semi-leptoniques avec un électron ou un muon dans l'état final. Les résultats sont meilleurs pour les muons: cela s'explique par les problèmes de reconstruction dans les calorimètres, par de mauvaises associations et dans une moindre mesure par le fait que l'électron rayonne beaucoup plus que le muon aux énergies considérées. La procédure ne s'applique pas aux événements ayant un lepton  $\tau$  dans l'état final à cause de la désintégration de celui-ci.

#### 4.1.5.3 Processus à deux photons

Les événements dits  $\gamma\gamma$  résultent de l'interaction de deux photons quasi-réels, l'un provenant de l'électron et l'autre du positon. On aboutit à des leptons ou des hadrons dans l'état final:  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ . Nous allons plus particulièrement nous intéresser au mode hadronique parce qu'il est dominant dans les recherches qui nous concernent.

Il est d'usage de distinguer trois composantes hadroniques (figure 13):

- composante Vector Dominance Model (VDM) mode non perturbatif
- composante Quark and Parton Model (QPM) mode perturbatif
- composante QCD mode perturbatif

Une caractéristique importante des événements  $\gamma\gamma$  est leur faible impulsion manquante dans le plan transverse  $(P_T)_{manq}$ . Cela s'explique par le faible angle d'émission des photons et donc une faible déviation des leptons qui ont radié par rapport à l'axe du faisceau. Ceci implique que la fraction d'événements  $\gamma\gamma$  ayant une énergie transverse donnée est d'autant plus grande que cette énergie est faible. La section efficace de production est divergente pour des énergies transverses nulles. Ceci est problématique d'un point de vue statistique. Des sélections sur l'énergie transverse de l'événement au niveau génération sont donc nécessaires.

Le générateur utilisé dans la collaboration DELPHI, Twogam [19], inclut les trois composantes précédemment décrites. Elles sont distinguées d'un point de vue pratique par une sélection sur l'impulsion transverse des partons  $p_T$  calculée dans le centre de masse des deux photons. La valeur de sélection est ajustée sur les données. Notons que la section efficace QCD est divergente pour  $P_T \rightarrow 0$ : une sélection supplémentaire est donc nécessaire.

Deux types d'événements sont générés: les non-biaisés et les biaisés. La différence entre les deux réside dans les critères de sélection au niveau de la génération qui sont beaucoup plus drastiques dans le second cas. Le but est de diminuer la section efficace de production pour parvenir à générer des lots statistiquement significatifs pour une luminosité donnée. Détaillons les sélections appliquées sur les lots non-biaisés. L'énergie transverse est calculée à partir des particules générées qui ont les caractéristiques suivantes:

- chargées:  $P > 100 \text{ MeV}$ ,  $\theta > 10^\circ$  ou  $E > 500 \text{ MeV}$ ,  $\theta > 1.5^\circ$
- neutres:  $E > 500 \text{ MeV}$ ,  $\theta > 1.5^\circ$

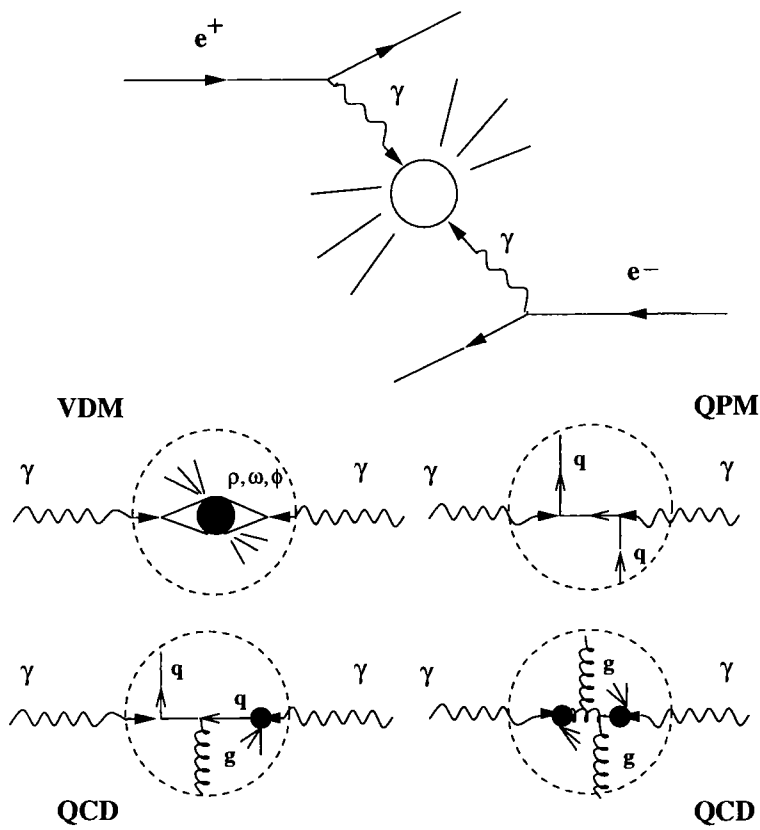


Figure 13: Graphes de production des événements à deux photons.

Une énergie totale est calculée à partir des particules vérifiant  $E > 500 \text{ MeV}$ ,  $1.5^\circ < \theta < 9^\circ$ . Comme cela correspond à l'angle d'acceptance du STIC, cette quantité est notée  $E_{STIC}$ . L'événement est retenu si  $E_t > 3 \text{ GeV}$  pour les processus VDM et QPM ou  $E_t > 4 \text{ GeV}$  pour la composante QCD ou si  $E_{STIC}/E_{\text{faisceau}} > 0.4$ .

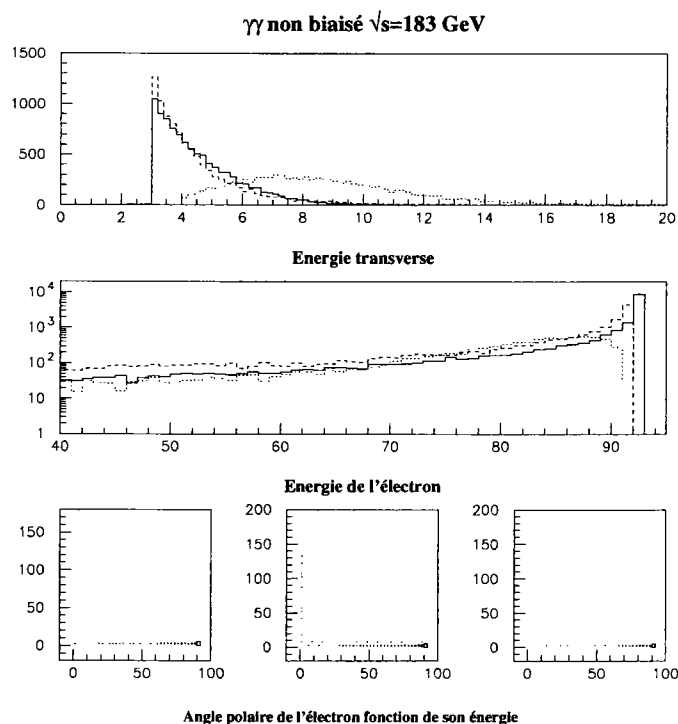


Figure 14: Distributions des énergie transverse, énergie et angle polaire de l'électron au niveau génération pour des événements  $\gamma\gamma$ . Les lignes continues correspondent à la composante VDM, les pointillées à la QPM et celles en petits points au mode QCD.

Notons que la sélection en énergie transverse domine: seulement 12.3 %, 36.1 % et 5.1 % des événements VDM, QPM et QCD respectivement sont caractérisés par  $E_{STIC}/E_{\text{faisceau}} > 0.4$ . Les distributions de la figure 14 qui correspondent à l'énergie transverse des événements au niveau génération, à l'énergie de l'électron après radiation et à son angle polaire montrent les caractéristiques des différentes composantes. On observe en particulier que dans la majorité des cas l'énergie radiée par l'électron est très faible et qu'il est émis à bas angle: pour 97.9 %, 88.6 % et 95.60 % des événements VDM, QPM et QCD, l'angle polaire de l'électron est inférieur à 2 degrés, c'est-à-dire très difficile à détecter.

Passons maintenant aux sélections concernant les lots biaisés. L'énergie transverse est calculée à partir des particules:

- chargées:  $P > 100 \text{ MeV}$ ,  $\theta > 11^\circ$  ou  $E > 500 \text{ MeV}$ ,  $\theta > 1.7^\circ$
- neutres  $E > 500 \text{ MeV}$ ,  $\theta > 1.7^\circ$

On calcule ensuite  $E_{30}$ , la somme des énergies des particules ayant un angle polaire inférieur à 30 degrés. L'énergie totale  $E_{tot}$  est évaluée en appliquant une efficacité de 50 % sur l'énergie de presque toutes les particules ayant un angle polaire inférieur à 11 degrés. Les électrons, positons et photons échappent à cette sélection. L'événement est retenu si son énergie transverse est supérieure à 20 GeV ou si elle est supérieure à 4 GeV et si  $E_{30}/E_{tot} < 0.7$ . C'est cette dernière sélection qui domine: seulement 0.3 %, 10.2 % et 8.2 % des événements VDM, QPM et QCD respectivement ont des énergies transverses supérieures à 20 GeV.

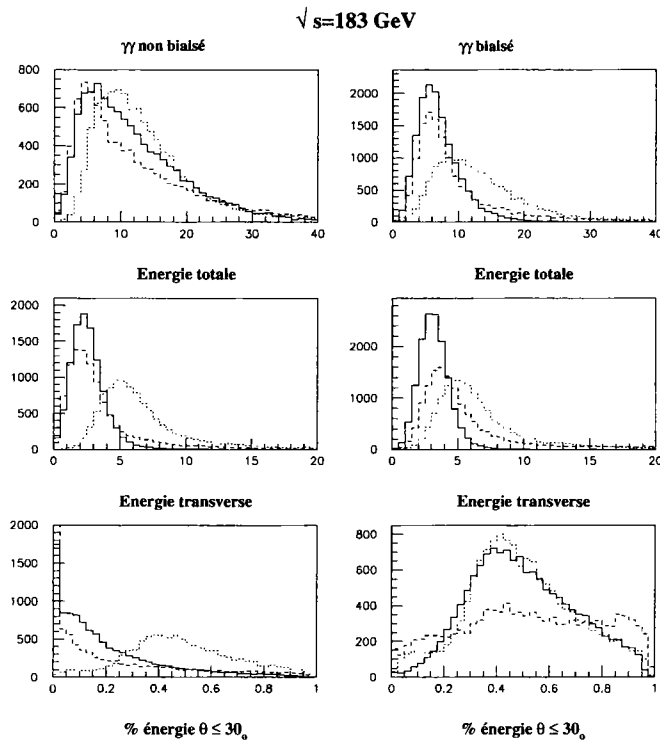
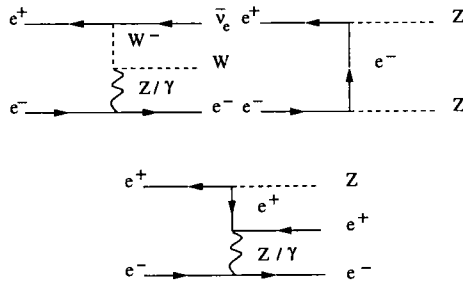


Figure 15: Variables reconstruites pour des événements à deux photons non biaisés et biaisés. Les lignes continues correspondent à la composante VDM, les pointillées à la QPM et celles en petits points au mode QCD.

On peut observer les différences entre les trois composantes VDM, QPM, et QCD sur les observables reconstruites de la figure 15. Remarquons les différences très nettes entre les énergies transverses au niveau génération et au niveau reconstruction. Elles sont dues en majeure partie aux problèmes de reconstruction dans la zone avant. On constate aussi que les énergies totales sont typiquement inférieures à 20 GeV. C'est précisément la même gamme d'énergie que celle des signaux squarks pour des différences de masse entre le squark et le neutralino inférieures à 10 GeV. Cela suggère que le fond  $\gamma\gamma$  soit dominant pour ce domaine de masses.

## 4.1.5.4 Les autres processus

Les processus qui interviennent dans une moindre mesure sont  $e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow W^+e^-\bar{\nu}_e$  et  $e^+e^- \rightarrow ZZ$  (figure 16). Leurs sections efficaces varient de moins de un picobarns ( $W\ell\nu$  et  $ZZ$ ) à 6 environ ( $Zee$ ). Les caractéristiques de ces événements peuvent être similaires à celles du signal lorsque le  $W$  se désintègre hadroniquement avec une perte simultanée du lepton dans le tube à vide ( $W\ell\nu$ ), lorsque le  $Z$  se transforme en quarks ( $Zee$ ) et de façon invisible ( $ZZ$ ).


 Figure 16: Graphes de Feynman de production d'événements  $Zee$ ,  $ZZ$  et  $W\ell\nu$ 

La comparaison des caractéristiques des signaux et des principaux types d'événements fond permet de dégager une propriété importante utilisée dans les analyses: l'énergie visible d'un événement squark caractérisé par  $(m_{\tilde{q}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$  dépend de la différence de masse entre le squark et le neutralino:  $\Delta m = m_{\tilde{q}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ . Elle chute avec la diminution de  $\Delta m$  puisque le neutralino s'échappe du détecteur sans interagir. Prenons le cas  $(m_{\tilde{q}_1} = 70 \text{ GeV}, m_{\tilde{\chi}_1^0} = 65 \text{ GeV})$ : la masse visible est typiquement inférieure à 20 GeV. C'est précisément la même gamme de masse que les événements à deux photons. La comparaison des distributions de la figure 4 et 5 qui correspondent à  $(m_{\tilde{q}_1} = 70 \text{ GeV}, m_{\tilde{\chi}_1^0} = 0 \text{ GeV})$  avec celles des événements  $Z/\gamma^*$  et  $WW$  permet d'aboutir aux même genre de conclusion: pour le cas de masse considéré, les gammes d'énergie et de masse visibles sont sensiblement les mêmes. Il résulte que le fond dominant pour un signal caractérisé par un  $\Delta m$  donné dépend de la valeur de ce  $\Delta m$ : typiquement, pour  $\Delta m \leq 10 \text{ GeV}$ , le signal a des caractéristiques similaires aux événements  $\gamma\gamma$  alors que pour  $\Delta m \geq 10 \text{ GeV}$ , le bruit de fond est constitué de  $Z/\gamma^*$  et de paires de  $WW$ . Pour optimiser l'efficacité de détection du signal, ces deux cas de masses ont été considérés dans les analyses. La méthode choisie repose sur un filtre et une analyse discriminante linéaire. L'ordre de ces deux étapes n'est pas figé: ainsi pour  $\sqrt{s} = 161$  et  $172 \text{ GeV}$ , le filtre précède l'analyse discriminante. C'est le contraire à  $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$ . Nous justifierons cette différence.



## 4.2 Recherches de stop et de sbottom à $\sqrt{s}=161$ et $172$ GeV

$9.74 \text{ pb}^{-1}$  et  $10 \text{ pb}^{-1}$  ont été collectées respectivement à  $\sqrt{s}=161$  et  $172$  GeV. Les événements pour lesquels certains détecteurs comme la TPC ou les calorimètres étaient déficients n'ont pas été pris en compte. Dans le tableau 3 sont résumés les sections efficaces et luminosités équivalentes des échantillons simulés des différents types d'événements de fond considérés dans l'analyse.

Signal	$\sqrt{s} = 161 \text{ GeV}$		$\sqrt{s} = 172 \text{ GeV}$	
	$\sigma(\text{pb})$	Lumi. Equiv. ( $\text{pb}^{-1}$ )	$\sigma(\text{pb})$	Lumi. Equiv. ( $\text{pb}^{-1}$ )
$WW$	3.4	2793.8	12.28	750.
$W e \nu$	0.4	1392.5	0.48	625.
$ZZ$	0.41	3275.6	1.4	1671.4
$Zee$	6.3	124.3	98.2	379.27
$Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	147	113.40	121	250.9
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau(\gamma)$	11.3	270.1	9.5	275.
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu(\gamma)$	11.5	138.2	9.8	299.1
$\gamma\gamma$ VDM	7200/521	23.8/71.5	7600/540	29.2/73.2
$\gamma\gamma$ QPM	1085/148	25.2/82.55	1081/154	29.1/90.
$\gamma\gamma$ QCD	1879/320	23.9/80.22	2088/351	29.8/75.2
$\gamma\gamma \rightarrow ee$	2154	18.5	2148	14.
$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	1937	21.68	1883	33.7
$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	400	101.5	422	125.7
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (forward)	1643.7	33.7	1442.7	57.6
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (barrel)	57.9	337.2	50	113.4

Tableau 3: Sections efficaces de production et luminosités équivalentes des échantillons des processus standards.

Les sections efficaces de production des squarks en fonction de la masse de ceux-ci aux énergies considérées sont visibles sur la figure 17. On retrouve la dépendance en angle de mélange exposée au cours du chapitre 2. Les sections efficaces n'excèdent pas quatre picobarns dans le meilleur des cas (c'est-à-dire pour un squark de masse égale à 40 GeV et un angle  $\theta_q = 0$ ). Remarquons que la section efficace de production des sbottoms pour  $\theta_b$  correspondant au découplage au Z ( $\theta_b = 1.17$  rad.) est quatre fois plus faible que celle des stops pour  $\theta_t = 0.98$  radians. Les squarks sont produits dans ce cas précis uniquement par échange d'un photon: le rapport des sections efficaces entre le stop et le sbottom est donc égal à celui des charges au carré. Les divers points de signaux simulés pour estimer les efficacités de détection sont précisés dans le tableau 4.

### 4.2.1 Etape de préselection

La sélection de traces appliquée dans les analyses est la suivante:

- impulsion  $P > 100$  MeV (pour les neutres et les chargés)

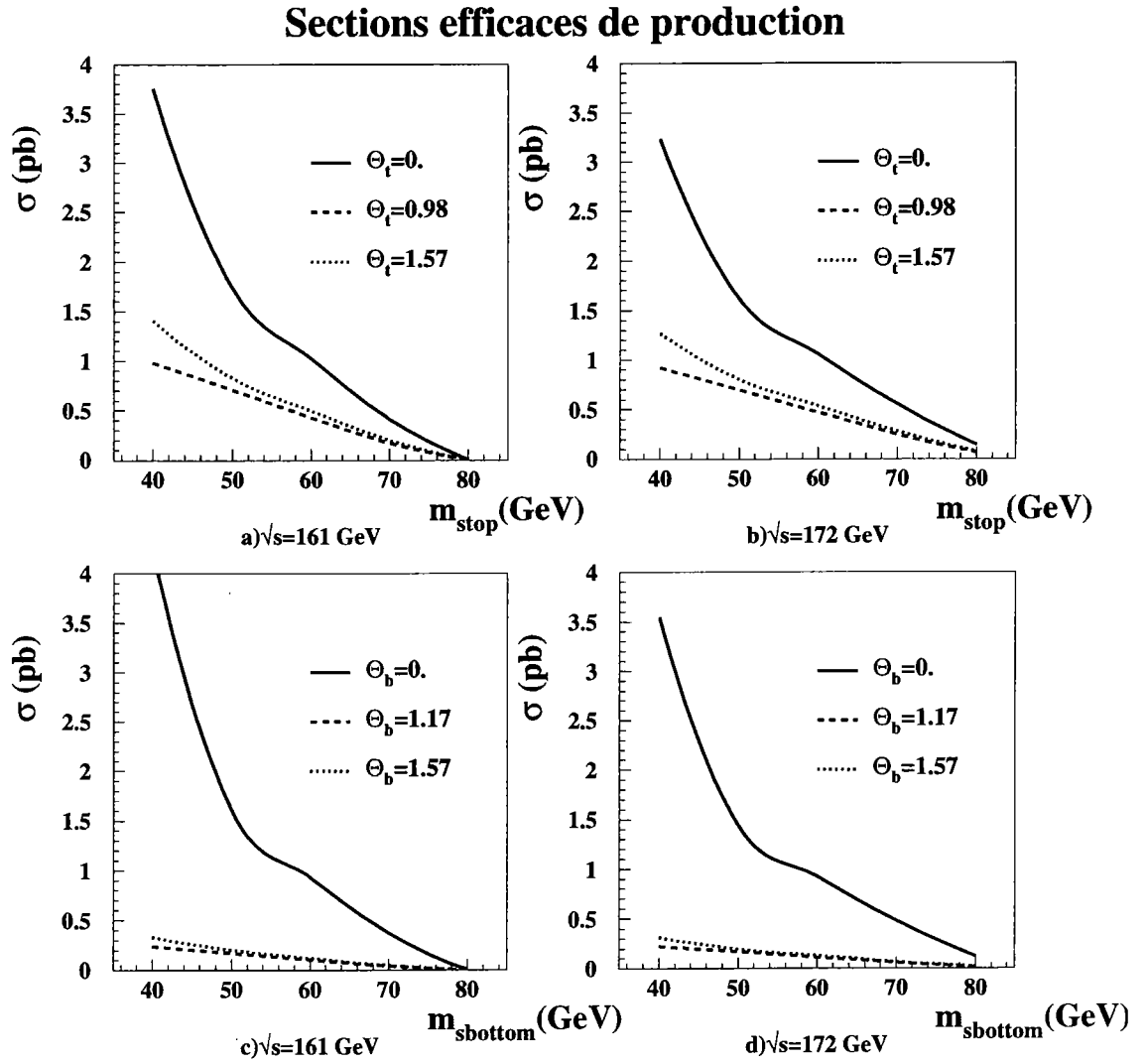


Figure 17: Sections efficaces de production des squarks à  $\sqrt{s}=161$  et  $172$  GeV en fonction de leurs masses et pour divers angles de mélange.

4.2. Recherches de stop et de sbottom à  $\sqrt{s}=161$  et 172 GeV

$(m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$N_{\tilde{t}_1}$ 161	$N_{\tilde{t}_1}$ 172	$N_{\tilde{b}_1}$ 161	$N_{\tilde{b}_1}$ 172	$(m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$N_{\tilde{t}_1}$ 161	$N_{\tilde{t}_1}$ 172	$N_{\tilde{b}_1}$ 161	$N_{\tilde{b}_1}$ 172
(40,0)	337	989	353	207	(70,0)	302	907	223	464
(40,10)	364	1000	379	342	(70,10)	322	948	298	470
(40,20)	436	999	309	499	(70,20)	326	997	301	479
(40,30)	499	1000	497	499	(70,30)	341	1000	321	494
(40,34)	499		492	485	(70,40)	441	1000	367	499
(40,35)		1000			(70,50)	499	1000	433	499
(50,0)	313	914	312	396	(70,60)	499	1000	499	499
(50,10)	330	957	317	476	(70,64)			479	481
(50,20)	378	1000	345	499	(70,65)	499	1000		
(50,30)	457	1000	376	499	(80,0)	286	909	294	415
(50,40)	499	1000	499	498	(80,10)	303	928	279	463
(50,44)	499		499	497	(80,20)	325	981	306	462
(50,45)		1000			(80,30)	331	1000	301	475
(60,0)	293	930	297	469	(80,40)	390	1000	333	499
(60,10)	333	960	296	474	(80,50)	465	1000	378	499
(60,20)	358	999	308	110	(80,60)	476	1000	453	499
(60,30)	412	1000	350	499	(80,70)	499	1000	499	499
(60,40)	499	1000	381	499	(80,74)	499		499	491
(60,50)	499	1000	499	499	(80,75)		1000		
(60,54)			492	496					
(60,55)	499	1000							

Tableau 4: Echantillons de signaux simulés à  $\sqrt{s}=161$  et 172 GeV

- paramètre d'impact ( $R\Phi$ ) < 4 cm
- paramètre d'impact ( $z$ ) < 10 cm

Les événements qui ont un nombre anormalement élevé de signaux (dus à du bruit électronique par exemple) dans certains détecteurs comme l'ID, le VD, ID-VD sont rejetés. L'algorithme de JADE est ensuite appliqué avec une distance de référence suffisamment élevée ( $d_{min}=0.9$ ) pour que la plupart des événements donne deux jets.

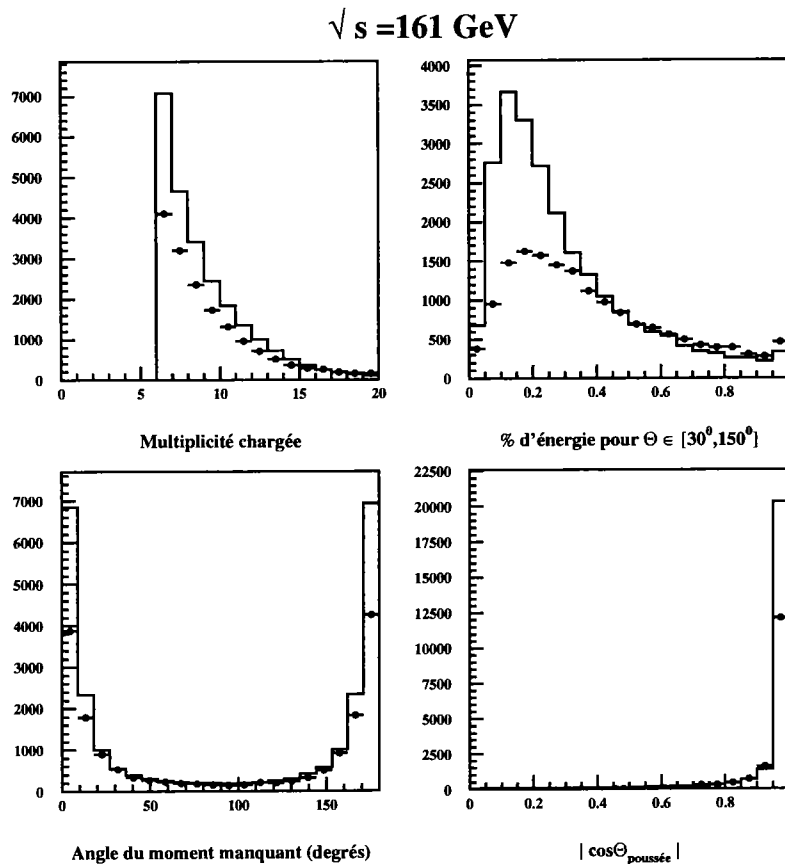


Figure 18: Comparisons entre données réelles (points) et simulées (histogrammes) après sélection de traces et demande de 6 traces chargées.

A cette étape une comparaison entre les données réelles et simulées est effectuée en exigeant au moins six traces chargées dans les événements. Cette sélection vise à éliminer les événements à faible multiplicité comme ceux à deux photons par exemple. Elle n'affecte pas le signal. Un net désaccord est observé à  $\sqrt{s}=161 \text{ GeV}$  à la fois numériquement (25326 événements vus, 17158 attendus) et sur les distributions correspondant à diverses observables (figure 18). En particulier, on observe que les événements qui ont plus de 60% de leur énergie dans une région définie par  $\theta < 30^\circ$  et  $\theta > 150^\circ$  ne sont pas correctement simulés. Ce problème est dû à des difficultés de reconstruction dans la région avant comme cela l'a déjà été vu au chapitre 3. Une sélection est appliquée

sur le cosinus de l'angle de la poussée  $|\cos\theta_{\text{poussée}}| < 0.9$  et sur l'impulsion de la trace chargée la plus énergétique  $P > 1$  GeV pour résoudre une partie de ces différences. Tous les problèmes n'en disparaissent pas complètement pour autant: une comparaison entre les événements simulés et reconstruits à  $\sqrt{s}=172$  GeV montre que certains désaccords demeurent, notamment pour les événements caractérisés par de faibles masse et énergie visibles (figure 19): ceux qui ont une énergie chargée inférieure à 12% de l'énergie dans le centre de masse et une énergie transverse inférieure à 20 GeV sont fort mal reproduits. Or le fond dominant dans ces gammes d'énergie est le  $\gamma\gamma$  et les événements correspondants sont sélectionnés à la génération. Les distributions de la figure 19 indiquent que les sélections utilisées ne sont pas adaptées: l'effet est net sur 19d pour laquelle on observe que les différences entre données simulées et reconstruites sont d'autant plus grandes que les sélections utilisées pour la génération du  $\gamma\gamma$  sont sévères. Il est donc nécessaire d'appliquer le même type de sélections pour comparer données réelles et simulées dans le même espace de phase. C'est pourquoi il est exigé que le moment transverse manquant des événements soit supérieur à 2 GeV à  $\sqrt{s}=161$  et  $172$  GeV, le moment transverse supérieur à 5 GeV, et le moment transverse chargé du jet le plus énergétique supérieur à 1 GeV à  $\sqrt{s}=172$  GeV.

Ainsi les nettes différences observées entre données et simulations ont-elles deux origines: d'une part les problèmes de reconstruction dans la région avant et d'autre part des sélections au niveau génération pour le processus  $\gamma\gamma$  inadaptées au système de déclenchement du détecteur DELPHI.

Par ailleurs, pour éliminer les événements bhabha ou les retours radiatifs pour lesquels le photon est détecté, une énergie électromagnétique totale inférieure à 50 GeV est demandée.

## 4.2.2 Le filtre

Le but du filtre est, dans chacun des cas de masses considérés, d'éliminer les types de fond qui ont des caractéristiques très différentes du signal. Ainsi, pour  $\Delta m \leq 10$  GeV, les sélections appliquées viseront à minimiser les événements  $Z/\gamma^*$  et les paires de  $WW$ . Par contre, pour le cas  $\Delta m > 10$ , il s'agira de réduire les événements à deux photons. L'ultime discrimination est réalisée à l'aide d'une fonction discriminante.

Prenons le cas  $\Delta m > 10$  GeV. Les événements fond qui ont des topologies similaires aux signaux squarks sont les  $Z/\gamma^*$ , lorsque le photon est perdu dans le tube à vide, ou encore les paires de  $W$  dans les désintégrations semi-leptoniques, soit lorsque le lepton est inclus dans un jet soit lorsqu'il est produit à un angle polaire trop faible pour être détecté. Les sélections qui constituent le filtre sont décrites dans le tableau 5. Ce sont les mêmes pour le stop et le sbottom pour les deux énergies dans le centre de masse. La coupure en multiplicité chargée vise à sélectionner les événements hadroniques et en particulier à éliminer les événements  $\gamma\gamma \rightarrow$  leptons ou  $Z/\gamma^*$  et  $W \rightarrow$  leptons. Le fond  $\gamma\gamma$  est également réduit par des exigences sur l'énergie totale (borne inférieure de 20 GeV), sur le moment transverse manquant et sur les angles polaires des jets reconstruits. La borne supérieure l'énergie totale (de 100 GeV) a pour but de réduire les événements sans énergie manquante comme par exemple les paires de  $W$  qui se désintègrent totalement en quarks ou les événements  $Z/\gamma^*$  avec un photon détecté ou avec un photon faiblement

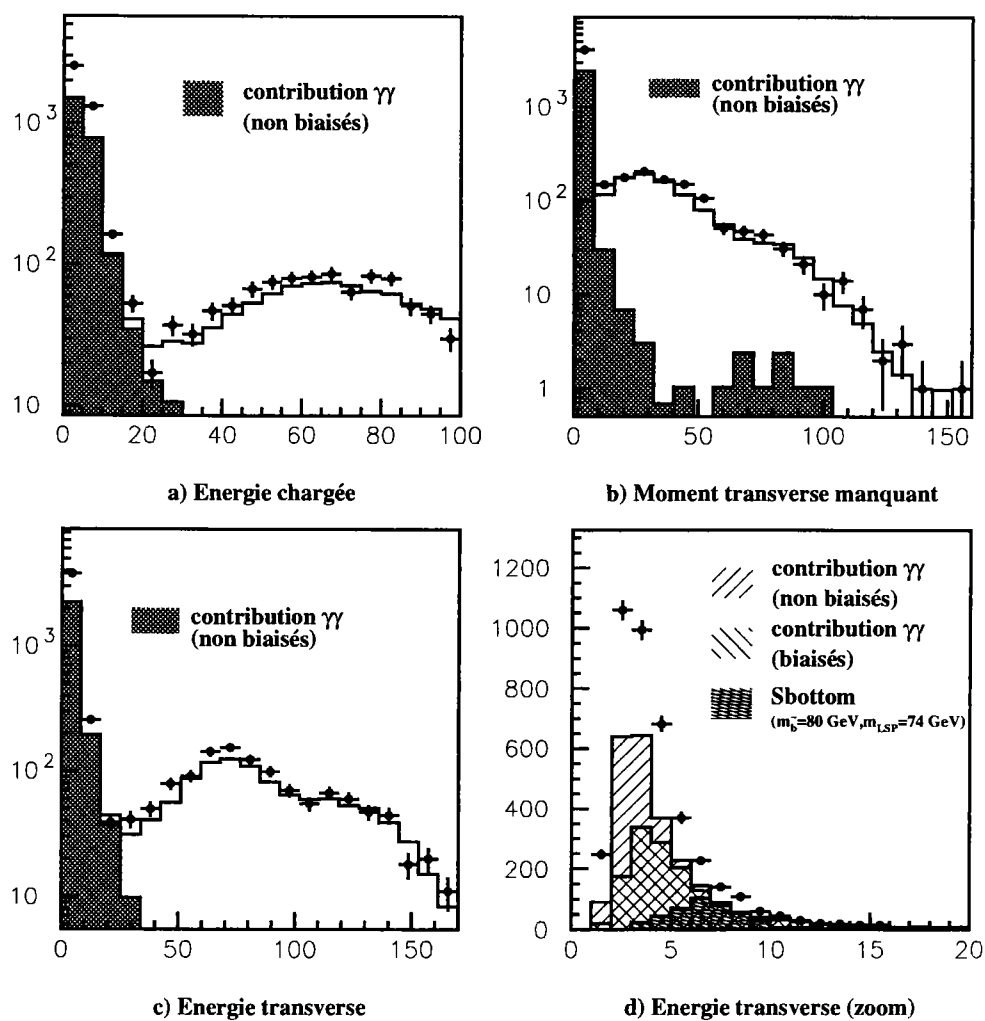


Figure 19: Comparaisons entre données réelles et simulées après sélection de traces, demande de 6 traces chargées, et condition  $|\cos\theta_{pousse}| < 0.9$

énergique. Il est demandé que l'énergie de la trace chargée la plus isolée, sélectionnée par la méthode décrite en 4.1.5.2, soit inférieure à 20 GeV. Ce critère permet de rejeter les événements  $WW$  dont l'un des  $W$  se désintègre en quarks et l'autre en leptons (électron ou muon). Enfin une coupure sur l'angle du moment manquant permet de réduire les retours radiatifs pour lesquels le photon n'est pas détecté.

Sélection	$\Delta m > 10$ GeV $\sqrt{s}=161$ GeV						$\epsilon(\%)$ $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) =$ $(70, 10)$ GeV
	Don.	MC	$Z/\gamma^*$	$WW$	$\gamma\gamma$ (had.)	$We\nu$	
Mult. char. $\geq 6$	1145	$1036 \pm 11$	750	21	173	2.2	92.8
Ener. tot. (GeV) $\in [25, 100]$	472	$446 \pm 6$	375	5	23.4	1.9	86.0
$\theta_{jets}$ (degrés) $\in [20, 160]$	411	$392 \pm 6$	346	5	17.4	1.9	80.1
$P_{iso}$ (GeV) $\leq 20$	362	$352 \pm 6$	298	3	17	1.7	75.5
$\theta_{\vec{P}_{manq}}$ (degrés) $\in [20, 160]$	114	$101 \pm 3$	80.	2.6	6.4	1.31	68.0
$(P_T)_{manq}$ (GeV) $\geq 5$	105	$92 \pm 3$	76	2.6	3.1	1.29	67.10

Tableau 5: Comparaison numérique données/MC à  $\sqrt{s}=161$  GeV pour le cas  $\Delta m > 10$  GeV. Les échantillons  $\gamma\gamma$  sont non biaisés. Seules les contributions principales MC sont notées. Le reste est un mélange d'événement  $ZZ, Zee$  et de bhabha dans la région avant.

On peut observer sur les tableaux 5 et 6 des comparaisons numériques entre données simulées et reconstruites pour chaque étape du filtre. Quelques observables sont représentées sur les figures 20 à 22 pour différents niveaux de sélection à  $\sqrt{s}=161$  GeV. Les distributions sont analogues à  $\sqrt{s}=172$  GeV. Des rémanences des problèmes liés aux événements  $\gamma\gamma$  et à la reconstruction à l'avant du détecteur sont visibles sur la distribution en énergie totale de la figure 20. La sélection liée à cette variable permet d'éliminer la plupart des événements à deux photons.

A la fin du filtre, le fond dominant est clairement composé d'événements  $Z/\gamma^*$  aux deux énergies considérées.

On observe la forte augmentation de la contribution des paires de  $W$  au fond total à  $\sqrt{s}=172$  GeV: elle passe de 3% à  $\sqrt{s}=161$  GeV à 13 % à  $\sqrt{s}=172$  GeV à la fin du filtre. Cette augmentation est précisément dans le même rapport que celui des sections efficaces de production des paires de  $W$  entre  $\sqrt{s}=161$  GeV et  $\sqrt{s}=172$  GeV. A la fin du filtre, les efficacités de détection des signaux stop et sbottom varient de 60 à 70 % selon les couples  $(m_{\tilde{q}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ .

Passons maintenant au cas  $\Delta m \leq 10$  GeV. Les caractéristiques des signaux sont dans cette région similaires aux événements à deux photons. Le principal but du filtre est donc d'éliminer les contributions des fonds  $Z/\gamma^*$  et  $WW$ . Les filtres sont les mêmes pour  $\sqrt{s}=161$  et  $172$  GeV. Ils sont par contre distincts pour le stop et le sbottom. Cela s'explique d'une part par les états finaux issus des désintégrations de ces squarks (quark c dans un cas, quark b dans l'autre) et d'autre part par l'hadronisation du stop, ce dernier effet étant particulièrement important lorsque la différence de masse entre le squark et le neutralino diminue. Néanmoins nous nous limitons dans la recherche à

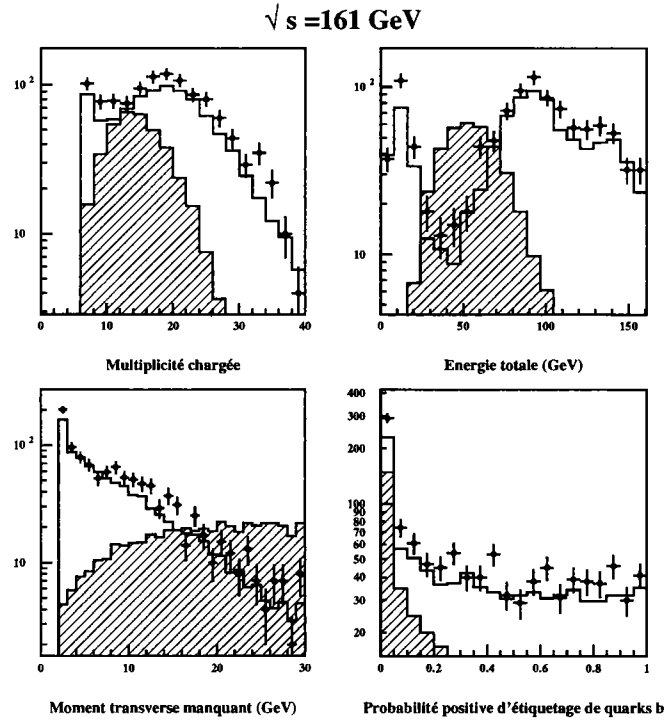


Figure 20: Quelques distributions pour le cas  $\Delta m > 10$  GeV à  $\sqrt{s}=161$  GeV après la sélection sur le nombre de traces chargées. Les points correspondent aux données réelles, les histogrammes aux processus standards et les histogrammes hachurés à l'ensemble des signaux stop tels que  $\Delta m > 10$  GeV.

Sélection	Don.	MC	$\Delta m > 10$ GeV $\sqrt{s}=172$ GeV				$\epsilon(\%)$ $(m_{\tilde{b}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) =$ (70,10) GeV
			Z/ $\gamma^*$	WW	$\gamma\gamma$ (had.)	W $\nu$	
Mult. char. $\geq 6$	1053	894 $\pm$ 9	607	75	191	2.7	90.2
Ener. tot. (GeV) $\in [25,100]$	399	339 $\pm$ 5	279	12	37.7	2.2	84.2
$\theta_{jets}$ (degrés) $\in [20,160]$	332	287 $\pm$ 4	239	11.6	26.7	2	78.1
$P_{iso}$ (GeV) $\leq 20$	296	256 $\pm$ 4	215	8	24.3	1.7	73.6
$\theta_{\vec{P}_{manq}}$ (degrés) $\in [20,160]$	86	74 $\pm$ 3	50.	7.	13.8	1.4	65.7
$(P_T)_{manq}$ (GeV) $\geq 5$	75	64 $\pm$ 2	48	6.5	6.3	1.4	65.7

Tableau 6: Comparaison numérique données/MC à  $\sqrt{s}=172$  GeV pour le cas  $\Delta m > 10$  GeV. Les échantillons  $\gamma\gamma$  sont non biaisés. Seules les contributions principales MC sont notées. Le reste est une mélange d'événement ZZ, Z $\nu$  et de bhabha dans la région avant.



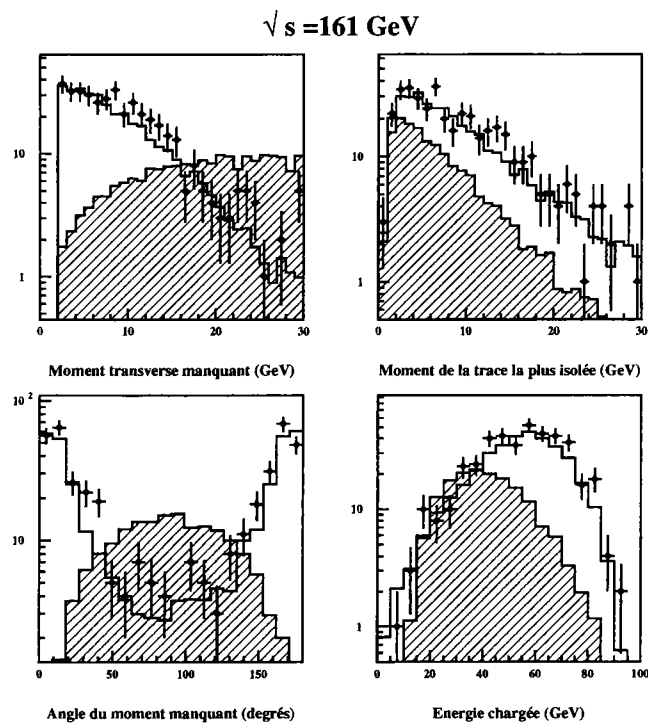


Figure 21: Quelques distributions pour le cas  $\Delta m > 10$  GeV à  $\sqrt{s}=161$  GeV après la sélection sur les angles polaires des jets. Les points correspondent aux données réelles, les histogrammes aux processus standards et les histogrammes hachurés à l'ensemble des signaux stop tels que  $\Delta m > 10$  GeV.

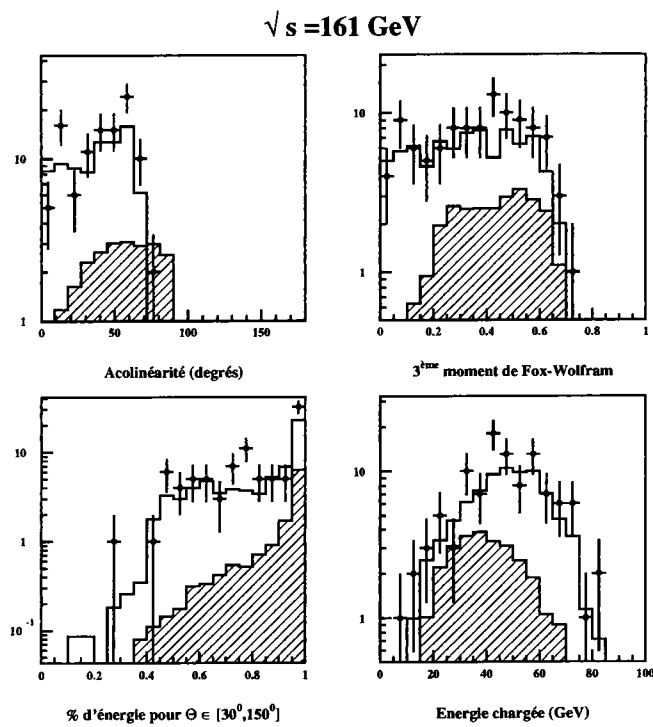


Figure 22: Quelques distributions pour le cas  $\Delta m > 10 \text{ GeV}$  à  $\sqrt{s}=161 \text{ GeV}$  à la fin du filtre. Les points correspondent aux données réelles, les histogrammes aux processus standards et les histogrammes hachurés à l'ensemble des signaux stop tels que  $\Delta m > 10 \text{ GeV}$ .

$\Delta m=5$  GeV. Dans ce cas, c'est surtout la différence de saveur qui entraîne les variations entre les distributions issues des stop et sbottom (voir chapitre 2). Les sélections composant les deux filtres sont décrits dans les tableaux 7 à 11.

Sélection	Don.	MC	$\sqrt{s}=161$ GeV $t_1 \Delta m \leq 10$ GeV					$\epsilon(\%)$ $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})=$ $(60,55)$ GeV
			$Z/\gamma^*$	$WW$	$\gamma\gamma$ QCD	$\gamma\gamma$ VDM	$\gamma\gamma$ QPM	
Mult. char. $\geq 5$	1193	1102 $\pm$ 12/1053 $\pm$ 9	751	21	94/78	78/75	57/27	69.7
$(P_T)_{manq}$ $> 3$ GeV	968	885 $\pm$ 9/881 $\pm$ 8	690	20	41/35	29/38	17/9	62.3
E30 $\geq 0.8$	616	543 $\pm$ 7/552 $\pm$ 7	442	17	7/10	15/24	4.5/3	55.5
Etot. $\in [5,40]$ Mas. vis. $\geq 0.4$ *Etot (GeV)	36	29 $\pm$ 3/35 $\pm$ 2	0.7	0.01	7/10	14/20	4.5/2.7	54.9

Tableau 7: Comparaison numérique entre données réelles et simulées à  $\sqrt{s}=161$  GeV pour le stop et pour  $\Delta m \leq 10$  GeV. Lorsque deux chiffres sont notés, le premier correspond aux échantillons  $\gamma\gamma$  non biaisés et le second aux biaisés. Seul le fond principal est répertorié. Le reste est un mélange d'événements bhabha dans la région avant, de  $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$  et de  $Zee$ .

Les événements  $Z/\gamma^*$  et  $WW$  sont éliminés par la borne supérieure sur l'énergie totale. Les sélections sur la multiplicité chargée, sur le moment transverse manquant et sur la fraction d'énergie dans une zone définie par  $30^0 \leq \theta \leq 150^0$  visent à éliminer les événements à deux photons ayant une topologie éloignée des signaux. On constate, en comparant les différents chiffres des tableaux 7 à 11, qu'un accord numérique satisfaisant entre les échantillons simulés  $\gamma\gamma$  biaisés et non biaisés apparaît à partir de la seconde étape du filtre: on observe qu'avant celle-ci les événements à deux photons dits biaisés, en particulier la composante QCD, sont simulés avec des critères trop stricts pour qu'un accord données/MC soit possible à la première étape du filtre.

Quelques distributions sont visibles sur les figures 23 à 26. De la même façon que pour le cas  $\Delta m > 10$  GeV, on observe que l'excès numérique de données aux premières étapes de la sélection est concentré dans les régions de faible énergie visible, typiquement de l'ordre de 20 GeV: l'étape de présélection a permis de résoudre la majorité des problèmes mais ne les a pas complètement fait disparaître. Il eût fallu pour cela accentuer la sévérité des sélections mais l'efficacité de détection des signaux stop et sbottom en eût fortement pâti. A la fin des deux filtres, le fond dominant est très clairement composé d'événements  $\gamma\gamma$  (il représente plus de 90 % du fond total). Les efficacités de détection des signaux stop et sbottom varient de 30 à 70 % selon les couples  $(m_{\tilde{q}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ .

### 4.2.3 L'analyse discriminante linéaire

Une analyse discriminante à la Fischer est effectuée après les filtres pour chacun des domaines de masse. Huit fonctions sont calculées, quatre pour le cas  $\Delta m > 10$  GeV et

Sélection	Don.	MC	$\sqrt{s}=172 \text{ GeV } t_1 \Delta m \leq 10 \text{ GeV}$					$\epsilon(\%)$ $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) =$ $(40,35) \text{ GeV}$
			$Z/\gamma^*$	$WW$	$\gamma\gamma$ QCD	$\gamma\gamma$ VDM	$\gamma\gamma$ QPM	
Mult. char. $\geq 5$	1089	926 $\pm$ 9/881 $\pm$ 6	751	21	119/80	70/76	28/17	77.4
$(P_T)_{\text{manq}} > 3 \text{ GeV}$	876	768 $\pm$ 7/740 $\pm$ 5	690	20	59/35	37/39	17/14	71.6
$E_{30} \geq 0.8$	532	472 $\pm$ 5/472 $\pm$ 4	442	17	14/10	20/24	4.4/3	66.0
$E_{\text{tot}} \in [5,40]$ Mas. vis. $\geq 0.4 * E_{\text{tot}}$ (GeV)	38	34 $\pm$ 3/33 $\pm$ 2	0.7	0.01	13/9.4	16/21	3.4/1.8	60.3

Tableau 8: Comparaison numérique entre données réelles et simulées à  $\sqrt{s}=172 \text{ GeV}$  pour le stop et pour  $\Delta m \leq 10 \text{ GeV}$ . Lorsque deux chiffres sont notés, le premier correspond aux échantillons  $\gamma\gamma$  non biaisés et le second aux biaisés. Seul le fond principal est répertorié. Le reste est un mélange d'événements bhabha dans la région avant, de  $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$  et de  $Zee$ .

Sélection	Don.	MC	$\sqrt{s}=161 \text{ GeV } b_1 \Delta m \leq 10 \text{ GeV}$					$\epsilon(\%)$ $(m_{\tilde{b}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) =$ $(70,64) \text{ GeV}$
			$Z/\gamma^*$	$WW$	$\gamma\gamma$ QCD	$\gamma\gamma$ VDM	$\gamma\gamma$ QPM	
Mult. char. $\geq 7$	1088	983 $\pm$ 10/975 $\pm$ 8	748	21	65/61	48/48	13/9	46.5
$E_{30} \geq 0.85$	606	555 $\pm$ 7/560 $\pm$ 7	449	16	10/12	24/28	2.5/2.	46.5
$E_{\text{tot}} \in [5,40]$ Mas. vis. $\geq 0.4 * E_{\text{tot}}$ (GeV)	42	35 $\pm$ 4/38 $\pm$ 2	0.3	0.0	9/12.	23/24	2./1.9	39.5

Tableau 9: Comparaison numérique entre données réelles et simulées à  $\sqrt{s}=161 \text{ GeV}$  pour le sbottom et pour  $\Delta m \leq 10 \text{ GeV}$ . Lorsque deux chiffres sont notés, le premier correspond aux échantillons  $\gamma\gamma$  non biaisés et le second aux biaisés. Seul le fond principal est répertorié. Le reste est un mélange d'événements bhabha dans la région avant, de  $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$  et de  $Zee$ .

quatre pour  $\Delta m \leq 10$  GeV. Les fonctions sont différentes pour chacun des squarks  $\tilde{t}_1$  et  $b_1$  et pour les deux énergies dans le centre de masse  $\sqrt{s}=161$  et  $172$  GeV.

Les fonctions sont déterminées à partir de la procédure définie en 4.1.3 à partir d'échantillons de signaux et de fond ayant un nombre d'événements égal à deux ou trois fois le nombre d'événements présents à la fin de chacun des filtres. Seules les contributions principales, c'est-à-dire les processus  $Z/\gamma^*$  et paires de  $W$  pour le cas  $\Delta m > 10$  GeV et le fond  $\gamma\gamma$  pour  $\Delta m \leq 10$  GeV, ont été prises en compte pour la détermination des fonctions. Aucune sélection de saveur n'a été appliquée. De plus, pour éviter des problèmes de systématiques, les échantillons finals sur lesquels les fonctions sont appliquées sont distincts de ceux à partir desquels elles sont issues. Ainsi pour le cas  $\Delta m \leq 10$  GeV, les fonctions sont calculées à partir d'échantillons d'événements à deux photons non biaisés et appliqués sur les biaisés (et inversement). Cela ne pose pas de problèmes de compatibilité puisqu'il a été vu précédemment que ces échantillons étaient équivalents à la fin des filtres  $\Delta m \leq 10$  GeV.

Sélection	Don.	MC	$\sqrt{s}=172$ GeV $b_1$ $\Delta m \leq 10$ GeV					$\epsilon(\%)$ ( $m_{\tilde{b}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0}$ )= (50,44) GeV
			$Z/\gamma^*$	$WW$	$\gamma\gamma$ QCD	$\gamma\gamma$ VDM	$\gamma\gamma$ QPM	
Mult. char. $\geq 7$	1012	861 $\pm$ 8/827 $\pm$ 5	606	75	99/66	51/52	12/10	68.4
E30 $\geq 0.85$	540	478 $\pm$ 5/477 $\pm$ 4	365	57	18/14	25/30	3/2.3	68.4
Etot $\in [5,40]$ Mas. vis. $\geq 0.4 \cdot$ Etot (GeV)	49	42 $\pm$ 4/41 $\pm$ 2	0.2	0.0	17./12.	22/26	3./2.3	62.6

Tableau 10: Comparaison numérique entre données réelles et simulées à  $\sqrt{s}=172$  GeV pour le sbottom et pour  $\Delta m \leq 10$  GeV. Lorsque deux chiffres sont notés, le premier correspond aux échantillons  $\gamma\gamma$  non biaisés et le second aux biaisés. Seul le fond principal est répertorié. Le reste est un mélange d'événements bhabha dans la région avant, de  $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$  et de  $Zee$ .

Quelques 1400 fonctions ont été ainsi calculées. Cela correspond à 10 fonctions par point de signaux simulés. Il est bien sûr nécessaire de procéder à un choix de huit d'entre elles qui correspondront à chacun des domaines de masse pour chacun des squarks et pour chacune des énergies dans le centre de masse. Chacune des fonctions calculées a été appliquée au fond Monte Carlo, aux signaux squarks et aux données réelles. Le résultat type est donné sur la figure 27.

L'intervalle  $[-2, 2]$  a été segmenté en une centaine d'intervalles. Pour chacun des points, le fond total Monte Carlo et les efficacités des signaux squarks ont été calculés. Seuls ceux pour lesquels le fond total était inférieur à un ont été sélectionnés. Parmi tous les couples (point, fonction) retenus, seuls ceux donnant la meilleure efficacité de détection ont été choisis. Les points de fonctionnement pour les signaux sont ( $m_{\tilde{q}_1} = 50$  GeV,  $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 0$  GeV) pour  $\Delta m > 10$  GeV et ( $m_{\tilde{q}_1} = 80$  GeV,  $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 75$  GeV) pour le domaine des faibles différences de masse. Ce choix se justifie par le fait que les énergies visibles de ces couples sont parmi les plus faibles pour les domaines de masse

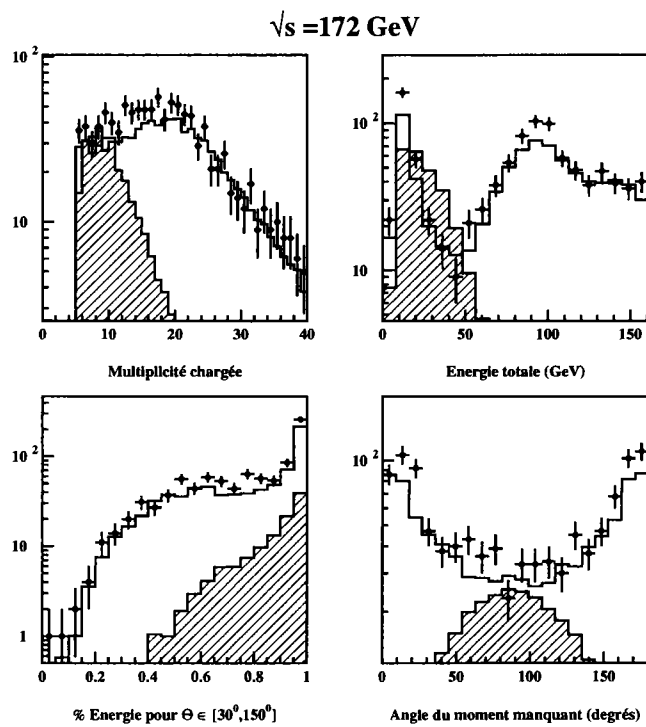


Figure 23: Quelques distributions pour le stop à  $\sqrt{s}=172 \text{ GeV}$  pour le cas  $\Delta m \leq 10 \text{ GeV}$  après la sélection sur le nombre de traces chargées. Les points correspondent aux données, les histogrammes aux événements simulés et les histogrammes hachurés à l'ensemble des signaux stop simulés tels que  $\Delta m \leq 10 \text{ GeV}$ .

auxquels ils appartiennent. Enfin, parmi toutes les fonctions ainsi sélectionnées, seules celles donnant un accord entre les données réelles et simulées dans la région du fond standard pour les résultats de la fonction discriminante ont été retenues.

Pour chacun des squarks et chacune des énergies dans le centre de masse, des fonctions ont ainsi été sélectionnées pour chaque domaine de masse. Il a alors été procédé à un .ou. des résultats obtenus pour chacune des fonctions et les valeurs des sélections sur les fonctions ont été réajustées pour aboutir à un fond total de l'ordre de un événement. Les fonctions choisies maximisent les efficacités de détection pour les points de fonctionnement précédents.

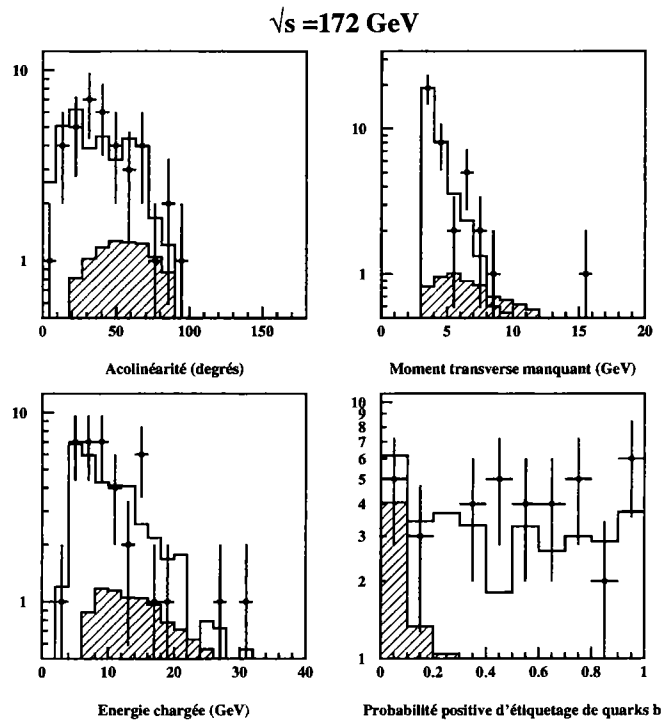


Figure 24: Quelques distributions pour le stop à  $\sqrt{s}=172$  GeV pour le cas  $\Delta m \leq 10$  GeV à la fin du filtre. Les points correspondent aux données, les histogrammes aux événements simulés et les histogrammes hachurés à l'ensemble des signaux stop simulés tels que  $\Delta m \leq 10$  GeV.

Les expressions des fonctions obtenues et leurs représentations graphiques sont données respectivement dans les tableaux 11 et 12 et sur les figures 28 et 29. Les valeurs de sélection appliquées sur les résultats des fonctions sont également indiquées.

#### 4.2.4 Optimisation des sélections?

Les valeurs de sélection sur le résultat des fonctions discriminantes ont été obtenues en exigeant que le fond global soit de l'ordre de un événement. Nous allons ici déterminer si les valeurs obtenues sont optimales ou non à partir d'un critère de statistique

$\Delta m > 10 \text{ GeV} \quad (\tilde{t}_1)$	$\Delta m > 10 \text{ GeV} \quad (\tilde{b}_1)$
F= 3.8565 +( 0.6692) * cos(acoplanarité) +(-0.0561) * masse du jet le plus éné. +( 0.0289) * acoplanarité/poussée +(-0.0306) * acolinéarité/poussée +( 1.9179) * % éner. $\in [30^0, 150^0]$ +(-0.0248) * masse +(-4.2544) * valeur poussée +(-0.0460) * masse du jet le moins éner. +( 0.0172) * éner. charg. +( 0.9936) * 3 <sup>ime</sup> moment de Fox-Wolfram	F= 2.3104 +( 0.0277) * acoplanarité/poussée +(-1.4163) * proba. posit. d'étiqu. de b. +(-0.0419) * masse du jet le plus éné. +(-0.0273) * acolinéarité/poussée +(-1.1586) * $ \cos \theta_{poussée} $ +(-0.0298) * masse +( 0.0331) * $(P_T)_{manq}$ +( 0.0336) * éner. char. jet le moins éné. +(-0.459) * masse du jet le moins éner.
$\Delta m \leq 10 \text{ GeV} \quad (\tilde{t}_1)$	$\Delta m \leq 10 \text{ GeV} \quad (\tilde{b}_1)$
F= -6.7205 +(-1.2088) * $ \cos \theta_{poussée} $ +(-0.1371) * éner. moyenne d'un neutre +( 7.2637) * %d'éner. $\in [30^0, 150^0]$ +( 0.2323) * $(P_T)_{manq}$ +(-0.2275) * moment du jet le plus éner. +( 0.2039) * éner. charg. +(-0.2170) * mom. du chargé le plus éner. +( 1.5103) * 3 <sup>ime</sup> mom. de Fox-Wolfram +(-0.6645) * proba. posi. d'étiquetage de b +(-0.0888) * mult. charg. jet le moins éner.	F= -1.9424 +( 0.9425) * cos(acoplanarité) +( 0.2040) * mult. charg. +( 0.0143) * acoplanarité/poussée +(-1.5381) * $ \cos \theta_{poussée} $

 Tableau 11: Fonctions discriminantes pour chaque domaine de masse et chaque squark à  $\sqrt{s}=161 \text{ GeV}$



$\Delta m > 10$ GeV ( $\tilde{t}_1$ )	$\Delta m > 10$ GeV ( $\tilde{b}_1$ )
F= 1.7512 +(-0.0591) * mass +( 1.8887) * % d'éner. $\in [30^0, 150^0]$ +( 0.0328) * acoplanarité/poussée +(-0.0349) * acolinéarité/poussée +(-1.2853) * $ \cos\theta_{poussée} $ +(-0.6878) * proba. posit. d'étiquetage de b +(-0.0217) * masse du jet le plus éner. +( 0.0141) * ener. charg. du jet le moins éner. +( 0.0203) * $(P_T)_{manq}$ +( 0.0390) * moment du jet le moins éner.	F= 3.0156 +( 0.0934) * cos(acoplanarité) +(-1.5010) * prob. pos. d'étiqu. de b +(-0.0736) * masse moy. des jets +(-0.6608) * 1 <sup>er</sup> mom. de Fox-Wolfram +( 0.8408) * %d'éner. $\in [30^0, 150^0]$ +(-0.0493) * masse +( 0.0350) * acoplanarité/poussée +(-0.0352) * acolinéarité/poussée +(-1.3569) * $ \cos\theta_{poussée} $ +( 0.0513) * mom. du jet le moins éner.
$\Delta m \leq 10$ GeV ( $\tilde{t}_1$ )	$\Delta m \leq 10$ GeV ( $\tilde{b}_1$ )
F=-3.1081 +( 0.1629) * $(P_T)_{manq}$ +(-2.0100) * proba. posit. détiquetage de b +( 0.2098) * $P_T$ charg. du jet le moins éner. +( 0.0077) * acoplanarité/poussée +(-0.1702) * éner. moy. d'un neutre +(-0.0949) * moment du jet le moins éner. +( 0.1083) * masse du jet le moins éner. +( 2.3858) * %d'éner. $\in [30^0, 150^0]$	F= -6.8050 +(-1.6009) * prob. posit. détiqu. de b +( 0.1930) * mult. charg. +( 0.0442) * acoplanarité/poussée +( 5.9982) * %d'éner. $\in [30^0, 150^0]$ +(-0.0236) * acolinéarité/poussée +(-1.6069) * $ \cos\theta_{poussée} $

Tableau 12: Fonctions discriminantes pour chaque cas de masse et chaque squark à  $\sqrt{s}=172$  GeV

poissonienne.

La probabilité d'observer  $n$  événements dans une expérience lorsque la valeur moyenne attendue (déterminée à partir des simulations) est  $s$  est:

$$P(n|s) = \frac{e^{-s}s^n}{n!}$$

La valeur moyenne de la limite sur le nombre d'événements attendu est alors:

$$\bar{\mu} = \sum_{n=0}^{\infty} \mu_n P(n|b) = \sum_{n=0}^{\infty} \mu_n \frac{e^{-s}s^n}{n!}$$

où les  $\mu_n$  sont les limites supérieures obtenues à un niveau de confiance de 95 % lorsque  $n$  événements sont observés:  $\mu_0=3$ ,  $\mu_1=4.74$ ,  $\mu_2=6.30$ , ...

Dans le cas de nos analyses, la valeur moyenne attendue  $s$  et les efficacités de détection des signaux  $\epsilon$  dépendent de la sélection effectuée sur les résultats des fonctions discriminantes  $x$ :  $s(x)$  et donc  $\bar{\mu}(x)$ ,  $\epsilon(x)$ . La valeur de  $x$  qui donne la meilleure limite, c'est-à-dire la plus petite section efficace de production, est celle qui minimise la quantité [15]:

$$\bar{N}^{95} = \frac{\bar{\mu}(x)}{\epsilon(x)}$$

A chaque analyse correspond un couple de valeurs de sélection pour les fonctions discriminantes attachées aux deux cas de masse. Le couple qui minimise  $\bar{N}^{95}$  a été recherché pour l'ensemble des signaux simulés. Quelques exemples sont donnés dans le tableau 13 pour l'analyse stop à  $\sqrt{s}=161$  GeV. On observe d'une part que le couple de coupures varie selon la différence de masse entre le squark et le neutralino. En particulier, les valeurs des sélections concernant la fonction discriminante du cas  $\Delta m \leq 10$  GeV sont élevés pour les signaux  $\Delta m > 10$  GeV: cela est attendu dans la mesure où ces signaux ne sont pas sensibles aux événements  $\gamma\gamma$ . Il en va de même pour le cas des signaux  $\Delta m \leq 10$  GeV et les valeurs de sélection concernant les fonctions  $\Delta m > 10$  GeV. Cela signifie que l'optimisation dépend fortement du point de fonctionnement choisi, et optimiser sur un signal donné se fait au détriment d'un autre. On observe toutefois que les valeurs de sélection obtenues avant toute optimisation coïncident avec des signaux de relativement faible énergie visible comme ( $m_{\tilde{\tau}_1} = 40$  GeV,  $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 20$  GeV). Les valeurs de sélection sont donc modérées pour les domaines de masse choisis. Nous allons donc les garder, en remarquant que les celles obtenues par l'optimisation sont si proches que le gain sur les résultats finals issu du choix d'un point de fonctionnement n'est pas évident si on tient compte des erreurs statistiques et systématiques.

## 4.2.5 Résultats

Les résultats finals concernant les processus Monte Carlo standards sont donnés dans le tableau 14. Le fond attendu est de l'ordre de un événement pour le stop à chacune des deux énergies  $\sqrt{s}=161$  et 172 GeV et de l'ordre de 0.7 à 0.8 pour le sbottom. Aucun événement n'est sélectionné lorsque la procédure est appliquée sur les données réelles. Les

	Valeur de référence	$(m_{\tilde{q}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ (GeV)				
		(80,0)	(80,60)	(70,40)	(60,55)	(40,20)
$\Delta m > 10$ GeV	0.8	1.1	1.1	1.1	4.	0.7
$\Delta m \leq 10$ GeV	1.6	4.	1.7	1.9	1.	1.6

Tableau 13: Exemples de valeurs de sélections sur les résultats des fonctions discriminantes obtenues à partir de la minimisation de  $\bar{N}^{95}$  pour le stop à  $\sqrt{s}=161$  GeV

efficacités de détection obtenues pour les signaux squarks sont visibles sur les courbes de la figure 30. Elles varient de 40 à 50 % pour les cas  $\Delta m > 10$  GeV et chutent très nettement lorsque la différence de masse entre le squark et le neutralino diminue. Ce fait est attendu et résulte d'une diminution de l'énergie visible. Les efficacités sont très faibles pour  $\Delta m=5$  GeV: elles varient de quelques pourcents à une vingtaine et sont d'autant plus élevées que la masse du squark est faible devant  $\sqrt{s}$ .

$\sqrt{s}$	$\tilde{q}_1$	Fond attendu	Composition	Probab.
161 GeV	$\tilde{t}_1$	$1.07 \pm 0.23$ (stat)	40% $q\bar{q}(\gamma)$ 18% $W e \nu$	34.3%
	$\tilde{b}_1$	$0.68 \pm 0.19$ (stat)	63 % $q\bar{q}(\gamma)$ 18 % $ZZ$	50.7%
172 GeV	$\tilde{t}_1$	$0.92 \pm 0.14$ (stat)	26% $ZZ$ 22% $q\bar{q}(\gamma)$	39.8%
	$\tilde{b}_1$	$0.80 \pm 0.12$ (stat)	26% $ZZ$ 20 % $q\bar{q}(\gamma)$	44.9 %

Tableau 14: Résultats finals pour les analyses stop et sbottom à  $\sqrt{s}=161$  et 172 GeV. Seules les erreurs statistiques sont mentionnées. La composition du fond et la probabilité poissonnienne de n'avoir aucun événement sélectionné sont également mentionnées.

On observe que le fond dominant est formé d'événements  $q\bar{q}(\gamma)$ ,  $W e \nu$  et  $ZZ$ . Il y a par ailleurs des événements communs entre les analyses stop et sbottom pour une énergie donnée. En combinant les résultats obtenus des squarks, on aboutit à un fond attendu de  $1.35 \pm 0.29$  et  $1.20 \pm 0.18$  à  $\sqrt{s}=161$  et 172 GeV respectivement. En statistique poissonnienne, cela correspond à des probabilités de 25.9% à  $\sqrt{s}=161$  GeV et 30.1 % à  $\sqrt{s}=172$  GeV de n'avoir aucun événement sélectionné dans les données réelles.

#### 4.2.6 Evaluation des systématiques

Les erreurs systématiques proviennent d'effets de détecteur, d'incertitudes concernant la simulation de processus physiques ou encore d'effets non perturbatifs comme l'hadronisation.

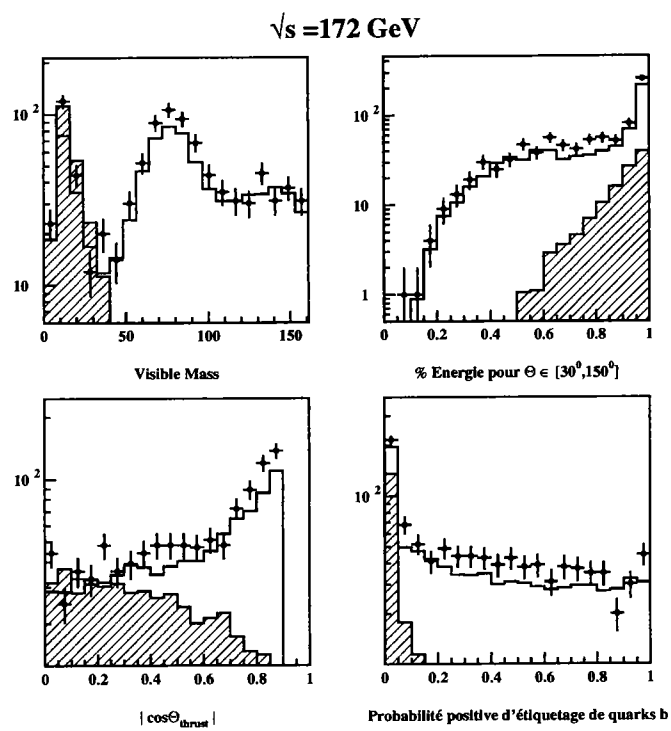


Figure 25: Quelques distributions pour le sbottom à  $\sqrt{s}=172 \text{ GeV}$  pour le cas  $\Delta m \leq 10 \text{ GeV}$  après la sélection sur le nombre de traces chargées. Les points correspondent aux données, les histogrammes aux événements simulés et les histogrammes hachurés à l'ensemble des signaux sbottom simulés tels que  $\Delta m \leq 10 \text{ GeV}$ .

#### 4.2.6.1 Simulation imparfaite de la réponse du détecteur

Les effets de détecteur concernent essentiellement les problèmes de reconstruction et les incertitudes des processus utilisés dans la simulation. La méthode suivante a été utilisée pour les estimer: à l'étape de présélection (c'est-à-dire après la sélection sur la multiplicité chargée), une comparaison entre données réelles et simulées a été effectuée. Les différences entre les valeurs moyennes des distributions concernant les variables utilisées dans les analyses (filtres+fonctions discriminantes) ont été calculées. Pour une observable donnée, l'écart  $\delta$  entre données réelles et MC a été pris en compte comme suit: la valeur de sélection  $X$  de l'observable a subi des translations  $X + \delta$  et  $X - \delta$  et les analyses ont été appliquées avec ces modifications. Les différences obtenues sur les efficacités ont été prises comme erreurs systématiques.

Pour ce qui concerne le fond standard, on obtient, respectivement à  $\sqrt{s}=161$  et  $172$  GeV:

- Stop:  $1.07 \pm 0.23(\text{sta})_{-0.17}^{+0.20}(\text{syst})$  et  $0.92 \pm 0.14(\text{sta})_{-0.07}^{+0.59}(\text{syst})$
- Sbottom:  $0.68 \pm 0.19(\text{sta})_{-0.13}^{+0.41}(\text{syst})$  et  $0.80 \pm 0.12_{-0.15}^{+0.39}(\text{syst})$

Les fortes dissymétries obtenues sont dues aux processus  $\gamma\gamma$  dont les sections efficaces de production sont élevées. Les erreurs systématiques sur les efficacités de détection dépendent des couples  $(m_{\bar{q}_1}, m_{\bar{\chi}_1^0})$ . Elles sont de l'ordre de 2 à 3 %.

Les courbes de la figure 31 représentent les efficacités minimales et maximales du sbottom à  $\sqrt{s}=172$  GeV. Elles incluent les erreurs statistiques et systématiques. On observe que les erreurs systématiques peuvent être grandes, notamment pour les points de transition ( $\Delta m=10-20$  GeV) entre les deux domaines de masse considérés dans l'analyse. Ceux-ci bénéficient certes des analyses des deux cas de masse mais également de leurs incertitudes. Notons enfin qu'à erreur systématique absolue constante correspond erreur systématique relative fortement dépendante de  $\Delta m$  d'après les courbes d'efficacité. Ces dernières valent 30 à 50 % si  $\Delta m=5$  GeV et  $m_{\bar{q}_1} \simeq \frac{\sqrt{s}}{2}$ .

#### 4.2.6.2 Effets d'hadronisation

Les effets d'hadronisation concernant les signaux ont été évalués en générant de nouveaux couples  $(m_{\bar{q}_1}, m_{\bar{\chi}_1^0})$  avec des spécificités différentes (changement de la fonction de fragmentation, variation de l'angle de mélange). A ces nouveaux signaux ont été appliquées les analyses et les variations d'efficacité ont été calculées. Le changement de fonction de fragmentation (passage de celle de Lund symétrique à celle de Peterson et al.) donne une incertitude relative de 8% pour les cas  $\Delta m \leq 10$  GeV et de 2% pour les signaux  $\Delta m > 10$  GeV. L'effet de l'angle de mélange a été estimé en générant des lots stop et sbottom avec  $\theta_t=0.98$  rad. et  $\theta_b=1.17$  rad et en comparant les efficacités obtenues avec les signaux caractérisés par  $\theta_t=0$  rad et  $\theta_b=0$ . rad. L'erreur relative obtenue est de 4% pour  $\Delta m \leq 10$  GeV et de 5% pour le cas des hautes différences de masses. Elle s'explique par les radiations de photons dans l'état initial dont les effets sont maximaux pour les angles de mélange qui correspondent à un découplage au  $Z$ .

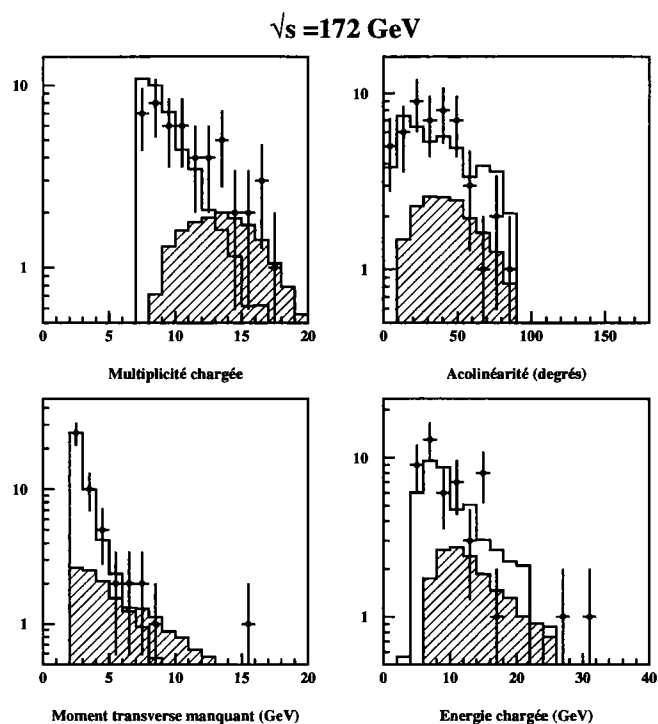


Figure 26: Quelques distributions pour le sbottom à  $\sqrt{s}=172 \text{ GeV}$  pour le cas  $\Delta m \leq 10 \text{ GeV}$  à la fin du filtre. Les points correspondent aux données, les histogrammes aux événements simulés et les histogrammes hachurés à l'ensemble des signaux sbottom simulés tels que  $\Delta m \leq 10 \text{ GeV}$ .

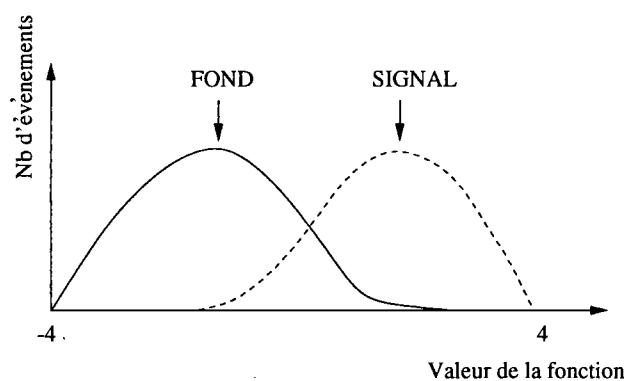


Figure 27: Résultats typés d'une fonction discriminante.

### 4.2.6.3 Erreur théorique sur la section efficace de production

La fonction  $L_{ee}(x)$  qui prend en compte les radiations de photons dans l'état initial lors du calcul de la section efficace de production (voir paragraphe 2.2 du chapitre 2) est divergente pour  $x \rightarrow 1$ . Une sélection est donc nécessaire et de celle-ci dépend la valeur de la section efficace. Pour estimer l'erreur qui en découle, les sections efficaces de production obtenues à partir du générateur décrit au chapitre 2 ont été comparées à celles données par un autre simulateur, SUSYGEN [16]. Les incertitudes relatives qui en résultent sont de 3%.

### 4.2.7 Exploitation des résultats

Les résultats issus des analyses effectuées à  $\sqrt{s}=161$  et  $172$  GeV n'indiquent pas d'excès de données réelles par rapport au nombre d'événements attendus pour les processus standards. Nous allons les exploiter et les traduire sous forme de limites sur les masses des particules impliquées, les squarks et le neutralino.

Une analyse du même type que celui qui vient d'être exposé a déjà été effectué [20] à  $\sqrt{s}=130-136$  GeV après la première montée en énergie de LEP (en novembre 1995) au cours de laquelle un luminosité de  $5.9 \text{ pb}^{-1}$  a été collectée. Les résultats obtenus sont ici combinés avec ceux de ce chapitre.

La méthode utilisée pour combiner les informations des trois énergies est décrite dans [21]. Elle est basée sur une approche multi-canal bayésienne. La limite supérieure  $\sigma$  d'un paramètre donné  $s$  pour un processus ayant une fonction de probabilité  $W(n; s)$  et pour un niveau de confiance NC donné est [21]:

$$1 - NC = \frac{\int_{\sigma}^{\infty} W(n; s) ds}{\int_0^{\infty} W(n; s) ds} \quad (4.1)$$

En supposant que la fonction de probabilité est le produit de distributions poissoniennes, on obtient:

$$1 - NC = \frac{e^{-\sigma} \prod_{i=1}^k \sum_{j=0}^{n_i} (\sigma + \beta_i)^j / j!}{\prod_{i=1}^k \sum_{j=0}^{n_i} (\beta_i)^j / j!} \quad (4.2)$$

$b$  est le fond total:  $b = \sum_i b_i$  et  $\beta_i$  le fond normalisé par canal:  $\beta_i = b_i / p_i$  où  $p_i$  prend en compte le rapport d'embranchement du canal  $i$  et son efficacité de détection.

Pour chaque canal (c'est-à-dire chaque énergie) les informations dont nous disposons sont le nombre de candidats et les nombres d'événements fond et signal attendus. Cela nécessite la connaissance des efficacités et sections efficaces pour les points du plan  $(m_{\tilde{q}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ . Celles-ci ont été interpolées linéairement à partir des points de simulation pour aboutir à un découpage de  $0.1 \text{ GeV} \times 0.1 \text{ GeV}$  dans le plan  $(m_{\tilde{q}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ . En chaque point, le niveau de confiance a été estimé à partir de 4.2 et n'ont été retenus que les couples donnant  $NC \geq 95 \%$ .

Les systématiques concernant les efficacités du signal ont également été prises en compte à partie de la méthode décrite en [22]: si  $U_{n0}$  est le nombre d'événements attendu à un niveau de confiance donné sans l'inclusion des systématiques, le nombre

d'événements  $U_n$  attendu pour le même niveau de confiance mais en incluant les systématiques est donné par:

$$U_n = U_{n0} [1 + \{1 - (1 - \sigma_r^2 E_n^2)^{1/2}\} / E_n] \quad (4.3)$$

où  $\sigma_r$  est l'erreur systématique relative et  $E_n = U_{n0} - n$ ,  $n$  étant le nombre d'événements observés.

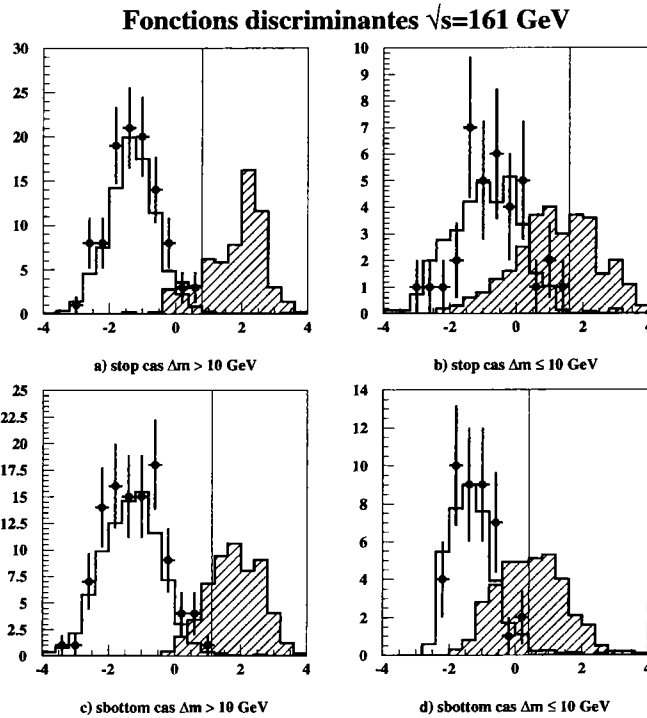
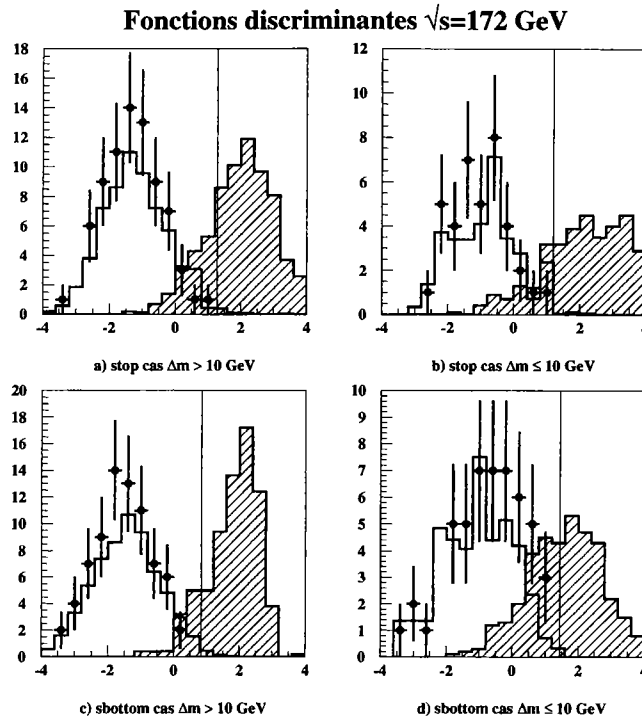


Figure 28: Représentations des fonctions discriminantes à  $\sqrt{s}=161$  GeV

Des erreurs systématiques relatives de 10 % pour les cas  $\Delta m > 10$  GeV et de 20 % pour les cas  $\Delta m \leq 10$  GeV ont été appliquées pour la déduction des domaines d'exclusion. Ces chiffres sont conservatifs. Les limites obtenues sont visibles sur les courbes des figures 32 et 33. La figure inférieure est un agrandissement de la supérieure. Les effets de l'inclusion des erreurs systématiques (courbes en pointillés) y sont représentés. En comparant les résultats avec ceux obtenus sans l'inclusion de ces erreurs (courbes en trait plein), on constate qu'ils n'excèdent pas 300 MeV. Par ailleurs l'introduction d'une erreur sur la section efficace de production (de  $\pm 3$  % en relatif) n'a pas d'effet décelable. Ceci implique que la sensibilité des limites obtenues à l'erreur sur la section efficace de production est inférieure à la centaine de MeV.

Les limites d'exclusion concernant le stop sont 72.5 GeV pour un angle de mélange nul et une différence de masse supérieure à 10 GeV. Le chiffre correspondant pour  $\theta_t=0.98$  rad est 62.2 GeV. L'écart entre ces deux chiffres s'expliquent simplement par les différences de sections efficaces pour ces deux cas. Sur la figure 32 sont également spécifiées les limites obtenues à LEP100 par la collaboration OPAL [23] et outre-atlantique par




 Figure 29: Représentations des fonctions discriminantes à  $\sqrt{s}=172$  GeV

la collaboration D0 [24]. Les recherches ont bien entendu été effectuées dans le canal  $c\bar{c}\tilde{\chi}_1^0$ . La courbe tracée pour OPAL correspond à  $\theta_t=0$  rad. Elle correspond à une masse de stop égale à 46 GeV (obtenue pour  $\Delta m > 5$  GeV). Pour le cas  $\theta_t=0.98$  rad, la limite obtenue est  $m_{\tilde{t}_1}=41.2$  GeV (toujours pour  $\Delta m > 5$  GeV). La collaboration ALEPH a aboutit à des conclusions similaires [25].

Les limites de D0 ne dépendent pas de l'angle de mélange dans la mesure où les stops sont produits soit par fusion de gluons, soit par annihilation de quarks. C'est là un avantage certain par rapport au LEP. Il y a néanmoins une contre-partie non négligeable: l'impossibilité de sonder les faibles différences de masse: la recherche est aveugle pour  $\Delta m \lesssim 20-30$  GeV. Cela s'explique par des problèmes de déclenchement lorsque le moment transverse manquant est trop élevé. Il est par contre possible, à LEP, d'explorer les faibles différences de masse. De ce point de vue, les collisionneurs hadroniques et leptoniques sont complémentaires.

Les limites obtenues pour le sbottom sont de 73.2 GeV pour  $\theta_b=0$ . rad et  $\Delta m \geq 10$  GeV. La limite correspondante pour  $\theta_b=1.57$  rad. est 42.5 GeV.

Le tableau 15 récapitule les limites obtenues sur les masses des squarks en fonction de divers angles de mélange et diverses différences de masse entre le squark et le neutralino.

Ces limites ont été obtenues en supposant que les squarks se désintégraient en quark + neutralino et qu'ainsi la signature du signal recherché était deux jets accompagnés par de l'énergie manquante. Mais les résultats peuvent s'appliquer à d'autres désintégrations intervenant dans d'autres modèles. Prenons le scénario d'un gravitino léger (et supposé

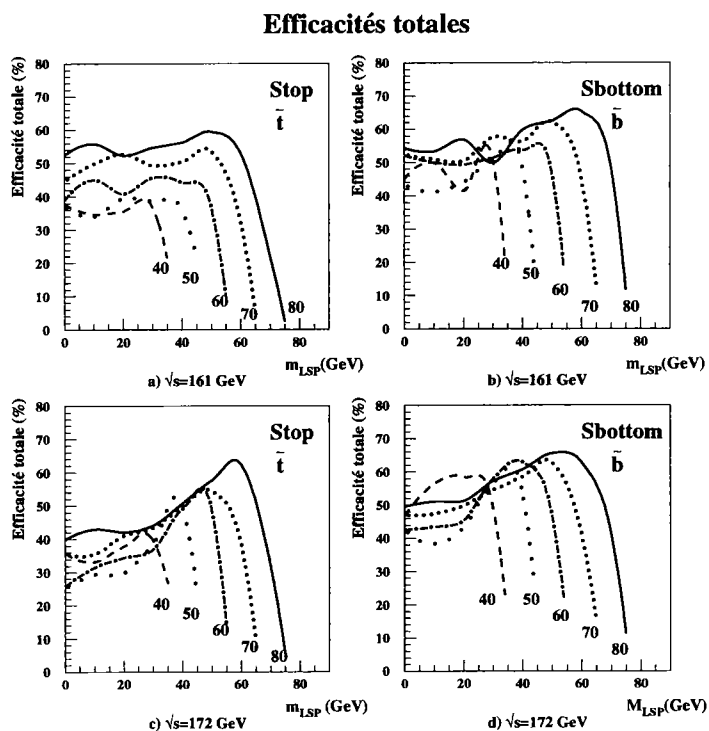


Figure 30: Efficacités de détection pour les squarks à  $\sqrt{s}=161$  et 172 GeV. Les chiffres correspondent à diverses valeurs de masses de squark.

Squark	$\theta_q$ (rad)	$\Delta m$ (GeV)	Limite (GeV)
$\tilde{t}_1$	0.	$\geq 10.$	72.5
	0.98	$\geq 10.$	62.2
$\tilde{b}_1$	0.	$\geq 10.$	73.2
	1.57	$\geq 10.$	42.5

Tableau 15: Récapitulatif des limites obtenues sur les masses des squarks

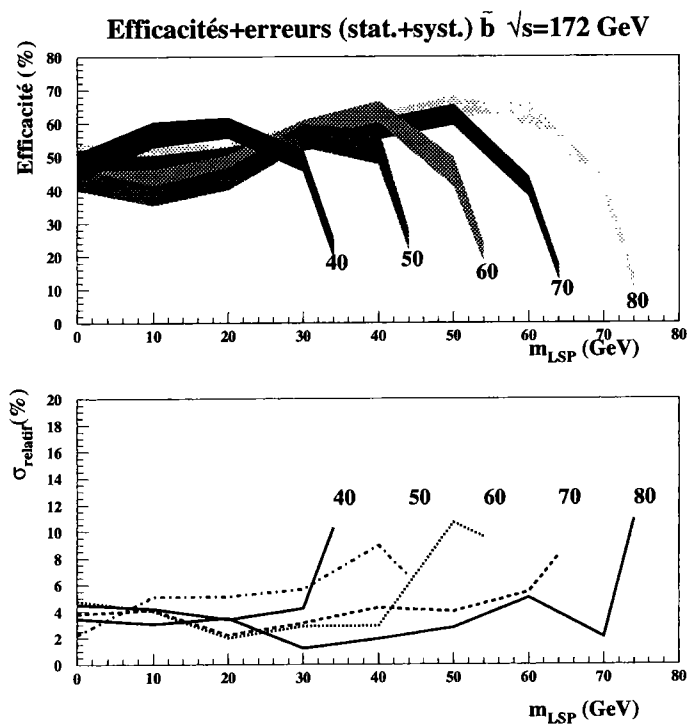


Figure 31: Illustration des valeurs des erreurs (statistiques et systématiques) pour le sbottom à  $\sqrt{s}=172$  GeV. Les chiffres correspondent à diverses valeurs de masses de squark.

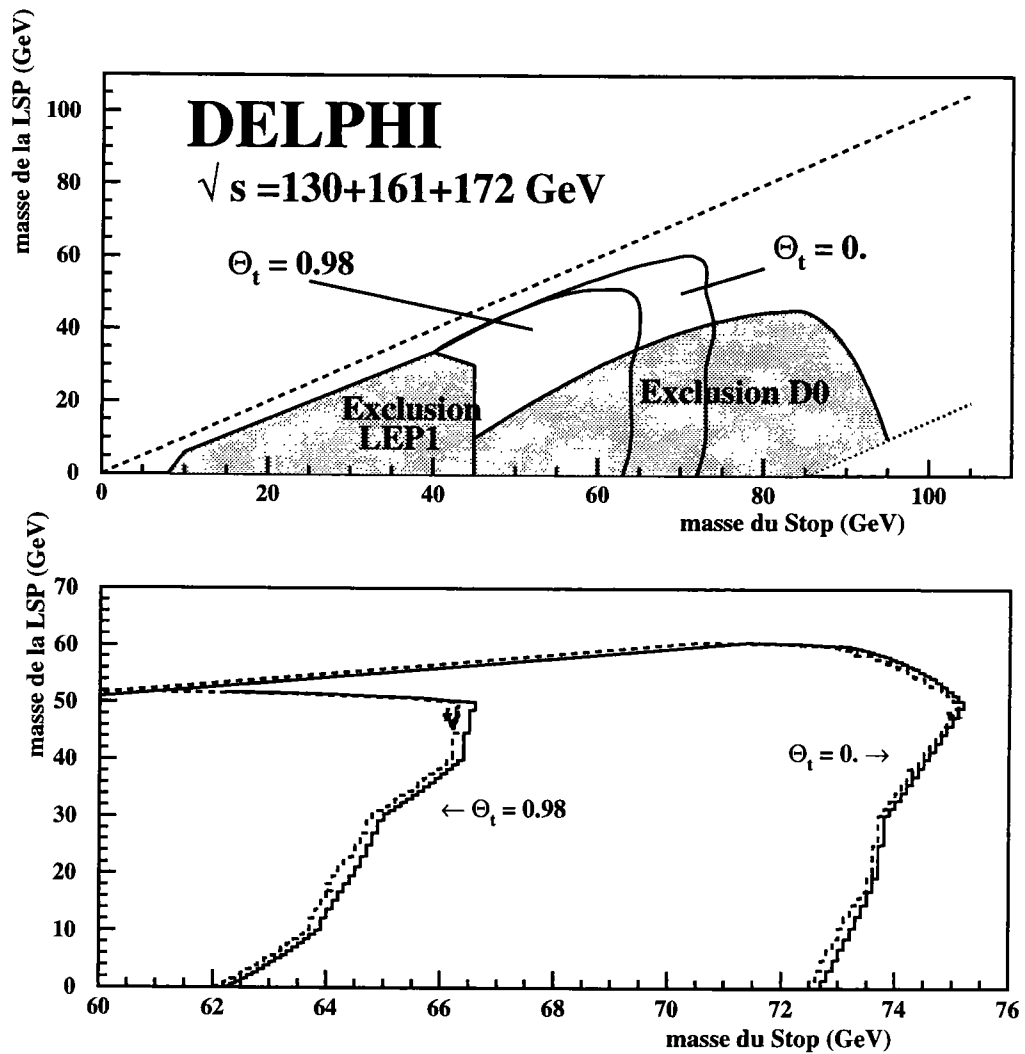


Figure 32: Courbes d'exclusion pour le stop en cumulant les résultats obtenus à  $\sqrt{s}=130-136, 161$  et  $172$  GeV. La figure inférieure est un agrandissement de la supérieure. Les courbes en pointillés correspondent à la limite obtenue en incluant les systématiques et celles en trait plein n'en tiennent pas compte.

LSP) et d'un neutralino NLSP. On déduit des conclusions du chapitre 2 que pour  $m_{\tilde{G}} \leq 10^{-8} - 10^{-5}$  eV, les squarks se désintègrent avec un rapport d'embranchement proche de 1 en quark+gravitino donnant ainsi naissance à la même signature que celle recherchée dans le cadre du MSSM. On peut donc appliquer les limites obtenues pour  $m_{\tilde{\chi}_1^0}=0$  GeV dans les désintégrations en quark+neutralino: si  $m_{\tilde{G}} \leq 10^{-8} - 10^{-5}$  eV, les bornes inférieures sur les masses du stop sont 72.5 (62.2) GeV pour  $\theta_t = 0$ . (0.98) rad et 73.2 (42.5) GeV pour  $\theta_b = 0$ . (1.57) rad. pour le sbottom

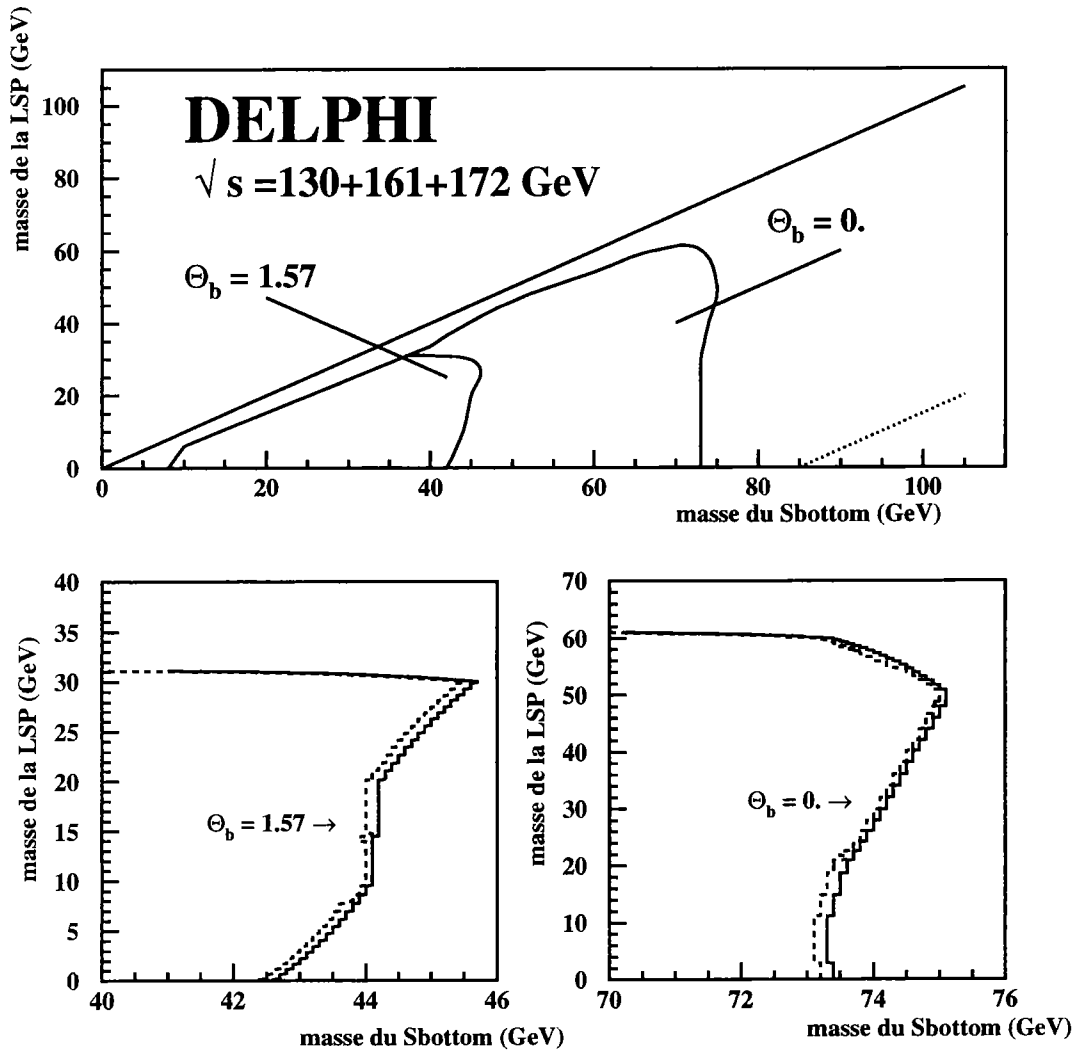


Figure 33: Courbes d'exclusion pour le sbottom en cumulant les résultats obtenus à  $\sqrt{s}=130-136, 161$  et  $172$  GeV. La figure inférieure est un agrandissement de la supérieure. Les courbes en pointillés correspondent à la limite obtenue en incluant les systématiques et celles en trait plein n'en tiennent pas compte.

### 4.2.8 Combinaison avec les autres expériences LEP

La recherche de squarks dans les canaux neutralino a également été effectuée par ALEPH [26], OPAL [27] et L3 [30] à  $\sqrt{s}=130, 161$  et  $172$  GeV. Les résultats obtenus sont sensiblement les mêmes que ceux des analyses précédemment exposés. Notons que les principales différences entre les générateurs utilisés dans chacune des expériences concernent l'hadronisation du stop [16]. Par ailleurs OPAL hadronise le sbottom dans le canal  $b \tilde{\chi}_1^0$ . ALEPH a généré des lots hadronisés et non hadronisés et a comparé les différences d'efficacités. Les plus faibles efficacités (qui correspondent aux lots hadronisés) ont été retenus. DELPHI n'hadronise pas le sbottom dans le canal  $b \tilde{\chi}_1^0$ .

Les résultats des expériences ALEPH, DELPHI et OPAL (ceux de L3 seront inclus d'ici peu) ont été combinés à  $\sqrt{s}=161$  et  $172$  GeV (l'inclusion des résultats à  $\sqrt{s}=130$  GeV n'apporte pas d'informations supplémentaires). La méthode utilisée est décrite dans [28]: les données pour chacune des énergies et chacune des expériences sont considérées comme des échantillons d'une seule expérience. Le nombre de candidats et d'événements attendus est la somme du nombre de candidats et d'événements signaux à chaque énergie dans le centre de masse et pour chaque expérience. Le fond a été soustrait pour OPAL seulement. Les incertitudes ont été prises en compte par la méthode précédemment exposée [22].

Les limites obtenues sont observables sur la figure 34. Une limite de  $78$  GeV ( $75$  GeV) a été obtenue pour le stop pour  $\theta_t = 0$  ( $0.98$ ) rad. Ceci représente un gain de  $6$  et  $13$  GeV pour  $\theta_t = 0$  et  $0.98$  radians respectivement. Les résultats concernant le sbottom sont  $78$  ( $53$ ) GeV pour  $\theta_b = 0$  ( $1.17$ ) rad, ce qui correspond à un gain du même ordre que pour le stop. On remarque l'importance de combiner les limites notamment pour les cas où la section efficace est minimale.

Notons enfin que ALEPH et OPAL ont effectué une recherche du stop dans le canal  $bl\tilde{\nu}$  (les analyses de DELPHI et L3 sont en cours) et ont combiné leurs résultats par la même méthode. Les analyses supposent une désintégration invisible du sneutrino. Les limites obtenues sont  $76$  ( $71$ ) GeV pour  $\theta_t = 0$  ( $0.98$ ) rad. [28].

### 4.2.9 Conclusions de la recherche à $\sqrt{s}=161$ et $172$ GeV

Une recherche de squarks de la troisième génération a été effectuée à  $\sqrt{s}=161$  et  $172$  GeV à partir des données collectées par le détecteur DELPHI ( $\mathcal{L} = 9.7$  et  $10 pb^{-1}$  pour les deux énergies). Les désintégrations supposées dominantes étaient:  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$ . L'analyse était constituée de deux étapes: un filtre suivie d'une analyse discriminante linéaire. Deux domaines de masses ont été considérés pour optimiser l'efficacité de détection des signaux:  $\Delta m \leq 10$  GeV et  $\Delta m > 10$  GeV avec  $\Delta m = m_{\tilde{q}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ . Les résultats obtenus ont été traduits sous forme de limites sur les masses des squarks.

L'analyse discriminante linéaire présente de nombreux avantages dont le principal est d'aboutir à une fonction plus discriminante qu'un ensemble de coupures séquentielles. Néanmoins nous l'avons utilisé ici en ultime sélection et cela entraîne quelques inconvénients. Le premier est un problème statistique: il est nécessaire d'entraîner la fonction discriminante sur un lot d'événements et de l'appliquer sur un autre ce qui exige des

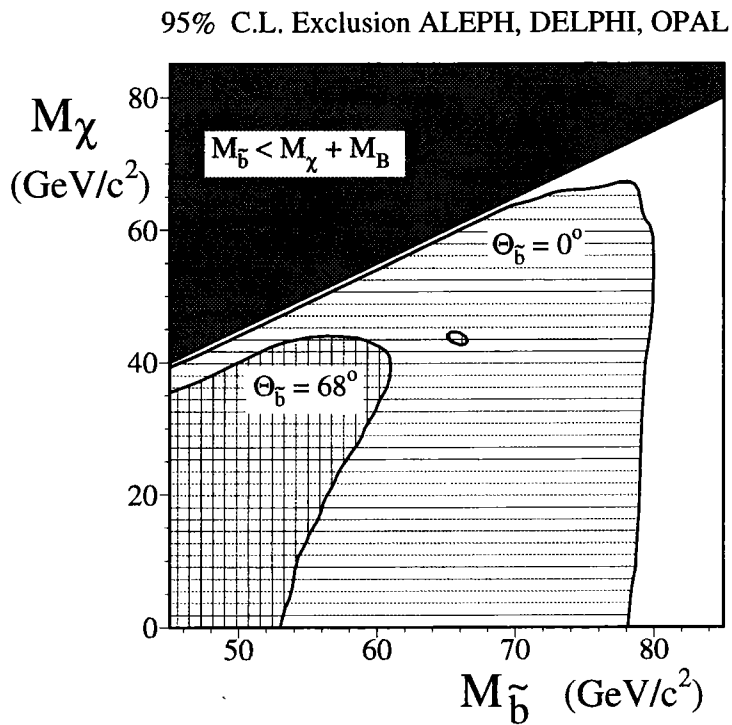
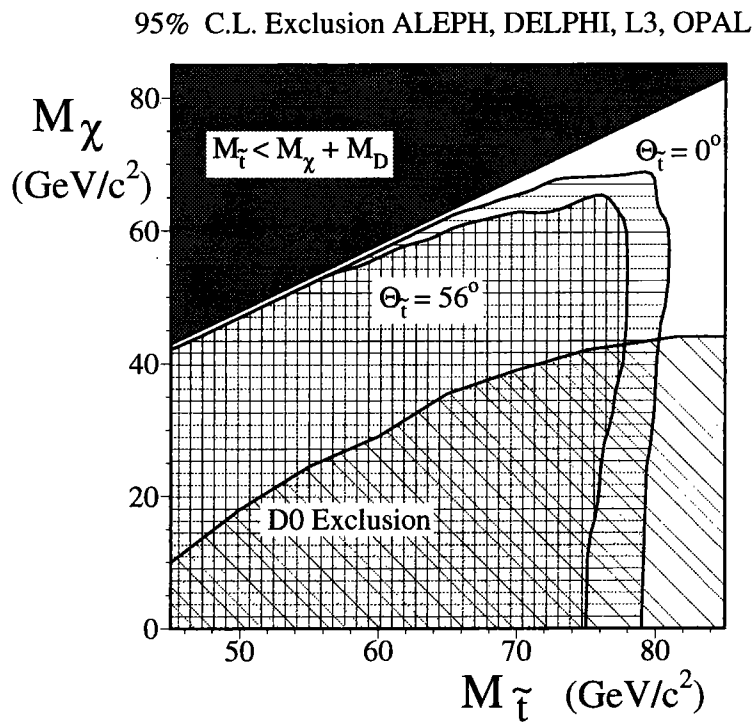


Figure 34: Limites combinées de ALEPH, DELPHI et OPAL pour le stop et le sbottom.

échantillons Monte-Carlo numériquement conséquents. Or cela est délicat pour les cas  $\Delta m \leq 10$  GeV pour lesquels le fond dominant est formé d'événements à deux photons. La section efficace de production de ce processus est tel qu'il est difficile de générer un nombre d'événements correspondant à une luminosité équivalente très élevée. De plus, de ce problème de statistique peut découler un problème de systématique: la valeur de la sélection sur les résultats d'une fonction discriminante peut dépendre du nombre d'événements sur lesquels elle a été entraînée. Par ailleurs, utiliser une fonction discriminante comme ultime sélection nécessite un accord entre les données et le Monte Carlo très satisfaisant pour chacune des variables qui la compose et ceci pour aboutir à un accord global sur les résultats de la fonction. Enfin le dernier inconvénient concerne la valeur de la sélection appliquée sur la fonction. Elle peut être sujette à controverses si par exemple elle se situe juste après un événement réel. Nous avons exposé un moyen de déterminer cette valeur mais il repose sur un choix subjectif de point de fonctionnement.

L'ensemble de ces remarques nous incitent à changer de stratégie pour les analyses qui vont suivre. Il est souhaitable de conserver l'analyse discriminante linéaire pour les avantages qu'elle procure. Mais pour éviter les problèmes précédemment exposés, nous allons l'appliquer en amont d'un filtre dont le but sera d'éliminer le fond résiduel.



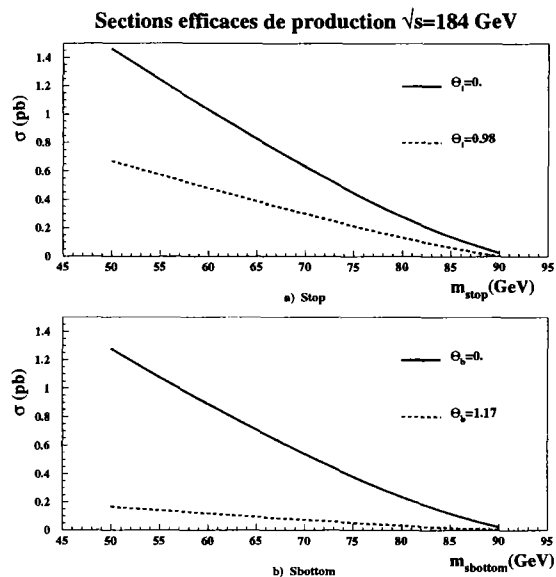
### 4.3 Recherche de stops et de sbottoms à $\sqrt{s}=183$ GeV

Une luminosité cinq fois plus grande ( $\mathcal{L} = 53.95 \text{ pb}^{-1}$ ) que celles accumulées à  $\sqrt{s}=161$  et  $172$  GeV a été collectée à  $\sqrt{s}=183$  GeV. De nouveaux domaines cinématiques ont pu être explorés. Les canaux recherchés sont toujours les mêmes:  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$ . Les sections efficaces de production sont observables sur la figure 35. Les points de simulation utilisés pour le calcul des efficacités de détection sont résumés dans le tableau 16. Les événements qui constituent le fond sont sensiblement les mêmes qu'à  $\sqrt{s}=161$  et  $172$  GeV. Seules les sections efficaces changent (voir tableau 17).

$(m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ (GeV)	$N_{\tilde{t}_1}$	$N_{\tilde{b}_1}$	$(m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ (GeV)	$N_{\tilde{t}_1}$	$N_{\tilde{b}_1}$
(50,0)	887	494	(70,65)	1000	
(50,10)	928	147	(80,0)	883	484
(50,20)	991	498	(80,10)	906	476
(50,30)	1000	499	(80,20)	936	483
(50,40)	1000	496	(80,30)	1000	297
(50,44)		499	(80,40)	1000	340
(50,45)	1000		(80,50)	1000	459
(60,0)	886	489	(80,60)	1000	998
(60,10)	916	199	(80,70)	1000	499
(60,20)	972	499	(80,74)		478
(60,30)	1000	499	(80,75)	1000	
(60,40)	1000	498	(90,0)	865	476
(60,50)	1000	498	(90,10)	432	476
(60,54)		498	(90,20)	913	476
(60,55)	1000		(90,30)	962	499
(70,0)	901	500	(90,40)	999	499
(70,10)	921	482	(90,50)	1000	499
(70,20)	968	500	(90,60)	1000	499
(70,30)	1000	499	(90,70)	1000	499
(70,40)	1000	499	(90,80)	1000	499
(70,50)	1000	499	(90,84)		497
(70,60)	1000	499	(90,85)	1000	
(70,64)		488			

Tableau 16: Echantillons de signaux squarks simulés à  $\sqrt{s}=184$  GeV.

L'analyse comporte les mêmes ingrédients que précédemment: elle est constituée d'un filtre et d'une analyse discriminante linéaire. Mais l'ordre de ces deux étapes est inversé pour résoudre des problèmes de statistiques et de systématiques liés à l'utilisation d'une fonction discriminante comme ultime sélection. L'étape de préselection est alors d'autant plus importante que le moindre désaccord entre données réelles et simulées peut


 Figure 35: Sections efficaces de production des squarks à  $\sqrt{s}=184$  GeV.

Processus	$\sqrt{s}=184$ GeV	
	$\sigma(pb)$	Lumi. équiv. ( $pb^{-1}$ )
$WW$	15.4	838.7
$W e \nu$	0.6	14964
$ZZ$	1.34	4779
$Z e e$	6.8	373.9
$Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	106.7	3518.7
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\bar{\tau}$	8.7	801.2
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\bar{\mu}$	9.9	1093.4
$\gamma\gamma$ VDM	7500/550	56.7/1264.8
$\gamma\gamma$ QPM	988/112.7	187.3/551.5
$\gamma\gamma$ QCD	2307/374	58.7/298.6
$\gamma\gamma\tau\tau$	436.3	262.2
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (avant)	1260.7	222.5

 Tableau 17: Sections efficaces de production et luminosité équivalente des processus standards à  $\sqrt{s}=184$  GeV

se traduire par des résultats catastrophiques pour la fonction discriminante. L'analyse comporte toujours les deux domaines de masse:  $\Delta m > 10$  GeV et  $\Delta m \leq 10$  GeV. Par soucis de simplification, elle est commune pour le stop et le sbottom pour les hautes différences de masse. Dans ce domaine, les effets issus de l'hadronisation du stop ne sont pas perceptibles (voir chapitre 2).

### 4.3.1 Etape de présélection

Les sélections de traces sont identiques à celles de  $\sqrt{s}=161$  et  $172$  GeV. Les étapes de présélection sont très différentes pour les deux cas de masse, le but étant d'éliminer le plus possible les événements qui ont des caractéristiques distinctes d'un signal correspondant à un  $\Delta m$  donné. L'algorithme de jets Durham a été utilisé avec une distance de référence égale à 0.08. Cette dernière a été optimisée pour donner le meilleur rapport signal/bruit. Seuls les événements donnant deux jets dans l'état final sont sélectionnés.

#### 4.3.1.1 Cas $\Delta m > 10$ GeV

Pour sélectionner les événements hadroniques, il est exigé que la multiplicité chargée soit supérieure à 8. On demande que l'énergie transverse soit plus grande que 15 GeV, que la composante transverse du moment total du jet le plus énergétique soit au moins égale à 10 GeV: ces deux sélections ont pour but d'éliminer les événements à deux photons. Des critères concernant les énergies électromagnétiques sont appliqués:  $E_{FEMC} \leq 25$  GeV et  $E_{HPC} \leq 40$  GeV. Ces sélections ont pour but d'éliminer les événements de type  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  dans la région avant ou encore les  $Z/\gamma^*$  avec un photon énergétique détecté. Enfin une sélection sur la variable  $\sqrt{s'}$  ( $\sqrt{s'} < 170$  GeV) permet d'éliminer des événements sans énergie manquante ( $\sqrt{s'}$  permet d'estimer l'énergie effective dans le centre de masse de la collision).

A la fin de cette étape de présélection, on aboutit d'un point de vue numérique à 2871 événements dans les données réelles alors que  $2682 \pm 14$  événements correspondant aux processus standards sont attendus. Un accord est également observable sur diverses distributions de variables globales (figure 36). Les efficacités de détection varient de 67 à 82% selon les couples  $(m_{\tilde{q}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ .

#### 4.3.1.2 Cas $\Delta m \leq 10$ GeV

Nous allons dans ce domaine distinguer le stop et le sbottom. Les raisons sont les mêmes que précédemment: une hadronisation du stop ajoutée aux différences entre un quark b et un quark c. On sait par ailleurs que dans ce domaine de masse le bruit principal est constitué d'événements  $\gamma\gamma$ . De la même façon qu'à  $\sqrt{s}=161$  et  $172$  GeV, les problèmes de reconstruction et de simulation surgissent.

**Le cas du stop** La sélection hadronique est moins forte que pour le cas  $\Delta m > 10$  GeV: on exige que les événements aient au moins cinq chargés. Pour éliminer les événements sans énergie manquante, une sélection est appliquée sur l'énergie chargée:  $E_{char} \leq 0.3 * \sqrt{s}$ . L'élimination des retours radiatifs est effective par une sélection sur

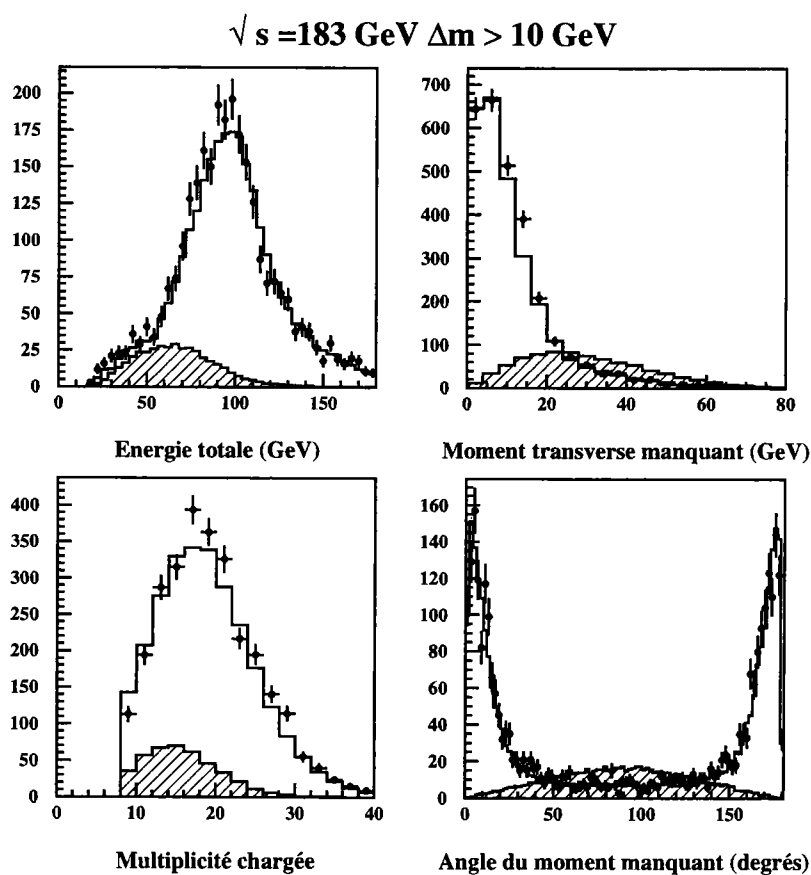


Figure 36: Comparaison entre données réelles (points) et simulées (histogrammes) après l'étape de présélection pour le domaine de masse  $\Delta m > 10 \text{ GeV}$ . Les histogrammes hachurés renferment l'ensemble des signaux stops tels que  $\Delta m > 10 \text{ GeV}$ .

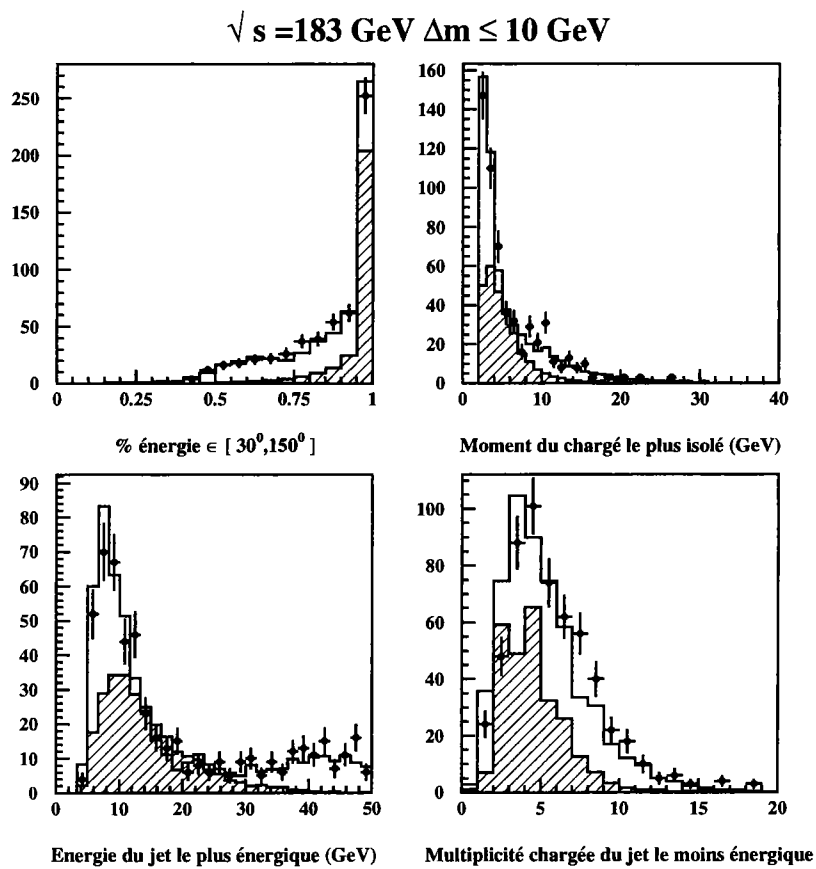


Figure 37: Comparaison entre données réelles (points) et simulées (histogrammes) après l'étape de présélection pour le domaine de masse  $\Delta m \leq 10$  GeV et pour le stop. Les histogrammes hachurés renferment l'ensemble des signaux stops tels que  $\Delta m \leq 10$  GeV.

l'angle du moment manquant:  $15^\circ \leq \theta_{\vec{P}_{miss}} \leq 165^\circ$ . Des énergies électromagnétiques maximales sont exigées:  $E_{HPC} \leq 40$  GeV et  $E_{EMF} \leq 10$  GeV. Les événements  $\gamma\gamma$  sont éliminés par les sélections sur le moment transverse (supérieur à 5 GeV) et sur  $P_{tt}$  ( $P_{tt} \geq 5$  GeV) où  $P_{tt}$  est défini par  $P_{tt} = \sqrt{P_{tt_1}^2 + P_{tt_2}^2}$  où  $P_{tt_1}$  et  $P_{tt_2}$  sont les moments transverses des jets par rapport à l'axe de la poussée. La poussée et les moments sont ici calculés dans le plan transverse. Enfin, pour résoudre les problèmes de désaccord entre les données réelles et simulées dans la région avant, les sélections suivantes sont appliquées:  $30^\circ \leq \theta_{P_{char}} \leq 150^\circ$ ,  $P_{char} > 2$  GeV,  $20^\circ \leq \theta_{P_{neu}} \leq 160^\circ$  où  $P_{char}$  et  $P_{neu}$  représentent les particules chargée et neutre les plus énergiques respectivement.

A la fin de cette étape de présélection, on obtient 575 événements réels alors que  $561 \pm 15 / 528 \pm 7$  sont attendus (le premier chiffre correspond aux échantillons non biaisés et le second aux biaisés). Cet accord est également observable sur la figure 37. Les efficacités de détection des signaux stop varient de 19 à 70 % selon les couples  $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ .

**Le cas du sbottom** La présélection concernant le sbottom est légèrement différente de celle du stop pour le cas  $\Delta m \leq 10$  GeV et les raisons sont les mêmes que celles invoquées à  $\sqrt{s}=161$  et 172 GeV: la sélection concernant  $P_{tt}$  est remplacée par le critère  $P_{tt}/E_{tot} \geq 0.5$ . Le but est le même: éliminer des événements  $\gamma\gamma$  tout en résolvant des désaccords entre les données simulées et reconstruites dus soit aux critères de simulation, soit aux problèmes de reconstruction. A cette étape on a numériquement: 747 événements réels alors que  $696 \pm 17 / 629 \pm 8$  sont attendus. Le premier chiffre correspond aux lots non biaisés et le second aux biaisés. Des comparaisons entre événements réels et simulés sont visibles sur la figure 38. Ce fond est constitué de  $\gamma\gamma$  dans le mode hadronique ( $\sim 75\%$ ) et de  $Z/\gamma^*$  ( $\sim 14\%$ ). Les efficacités de détection varient de 19 à 45%.

### 4.3.2 Analyses discriminantes linéaires

Des analyses discriminantes linéaires sont appliquées après les étapes de présélection précédemment décrites. Comme le but de ces analyses est d'éliminer le fond résiduel, les fonctions sont entraînées sur des échantillons  $Z/\gamma^*$  et  $WW$  pour le cas  $\Delta m > 10$  GeV et sur des lots  $\gamma\gamma$  non biaisés pour le domaine de masses  $\Delta m \leq 10$  GeV. Le choix des non biaisés à cette étape s'explique par une volonté de s'affranchir des résiduels problèmes liés aux critères de simulation. De la même façon qu'à  $\sqrt{s}=161$  et 172 GeV, ces fonctions sont ensuite appliquées sur des échantillons différents.

Pour chaque échantillon de signal simulé, 10 fonctions ont été calculées. Elles donnent dans l'ensemble des accords entre les données réelles et simulées acceptables. Ce résultat s'explique par l'accord observé aux étapes de présélection.

Deux fonctions ont été calculées pour le cas  $\Delta m > 10$  GeV. La première a été entraînée sur de purs échantillons  $Z/\gamma^*$  et la seconde sur des lots d'événements  $WW$ . Ces fonctions ont été appliquées l'une après l'autre. Le choix des échantillons d'entraînement s'explique par les fonds dominants aux étapes de calcul des fonctions: après la présélection, les événements  $Z/\gamma^*$  dominent (ils représentent plus de 80% du fond total). La première fonction a été choisie de la façon suivante: l'intervalle  $[-4,4]$  a été scindé en un

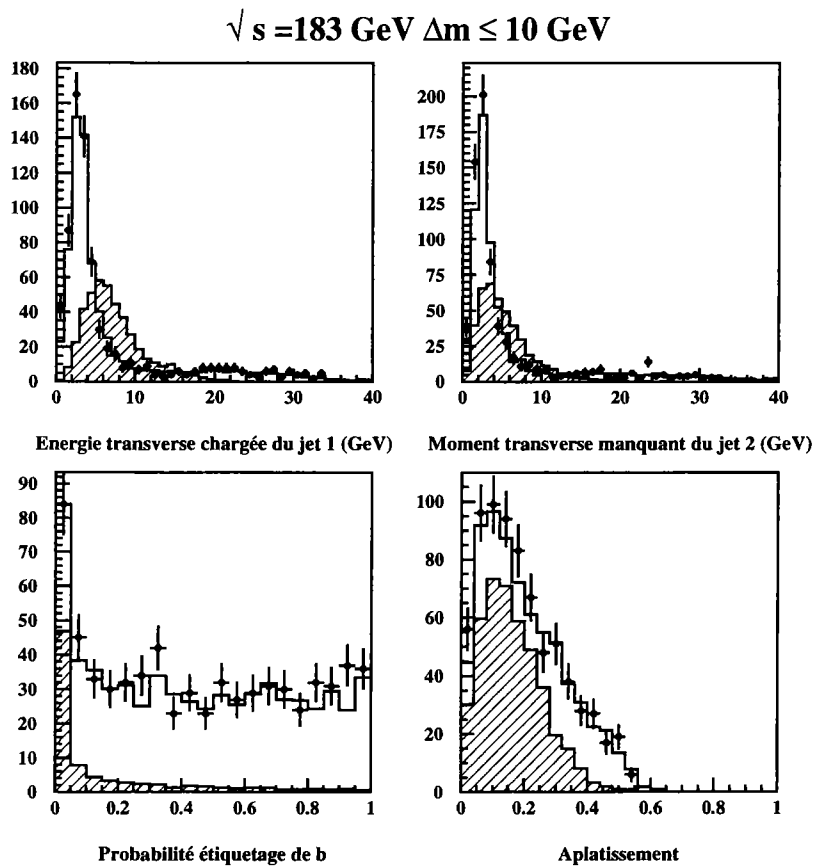


Figure 38: Comparaison entre données réelles (points) et simulées (histogrammes) après l'étape de présélection pour le domaine de masse  $\Delta m \leq 10$  GeV et pour le sbottom. Les histogrammes hachurés renferment l'ensemble des signaux sbottoms tels que  $\Delta m \leq 10$  GeV.

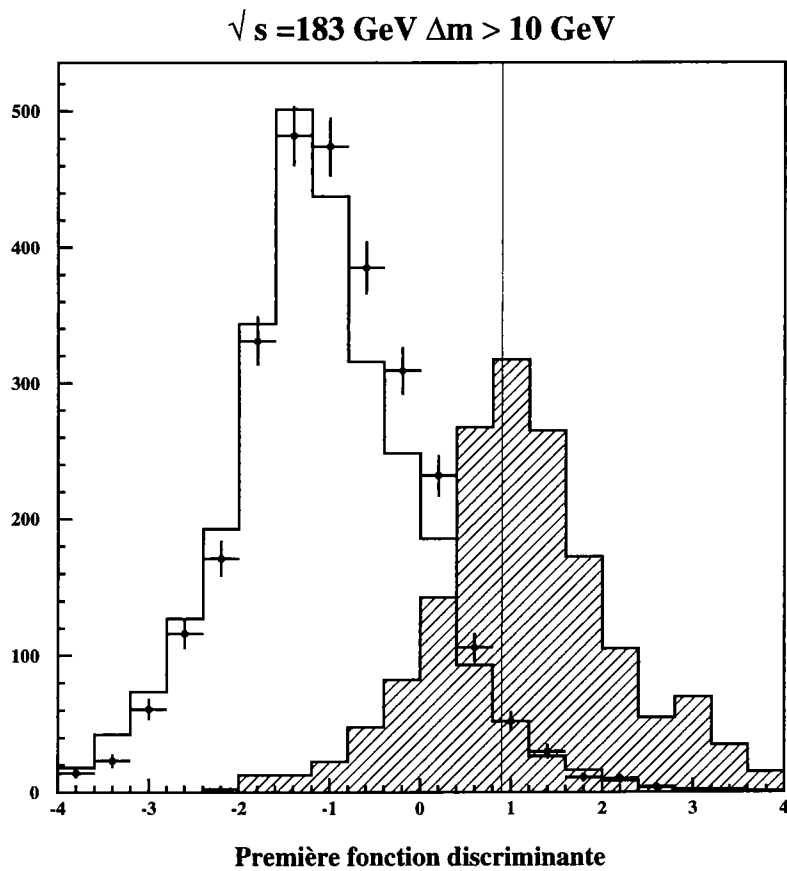


Figure 39: Première fonction discriminante pour le cas  $\Delta m > 10 \text{ GeV}$ . Les points représentent les données réelles, l'histogramme les processus standards et l'histogramme hachuré l'ensemble des signaux stops tels que  $\Delta m > 10 \text{ GeV}$ . Le trait vertical indique la valeur de sélection appliquée sur la fonction.



une centaine d'intervalles et pour chacun d'eux le fond total et les efficacités de détection ont été estimés. Il a alors été souhaité de réduire d'un facteur 100 la contribution du  $Z/\gamma^*$ : parmi tous les couples (fonction,intervalle) qui satisfaisaient à ce critère a été élu celui donnant la meilleure efficacité de détection pour les signaux de basse masse (i.e.  $m_{\tilde{q}_1} \sim 50$  à  $70$  GeV). Le résultat obtenu est visible sur la figure 39 où sont représentées les données réelles (points), les données simulées (histogramme) et l'ensemble des signaux tels que  $\Delta m > 10$  GeV. La valeur de sélection obtenue (0.9) est également précisée. L'expression de la fonction est stipulée dans le tableau 18. D'un point de vue numérique, on a: 98 événements réels alors que  $100 \pm 4$  sont attendus. La composition du fond est la suivante: 38% de  $WW$ , 27% de  $Z/\gamma^*$ , 24% de  $\gamma\gamma$ . Les efficacités de détection varient de 35 à 50 %.

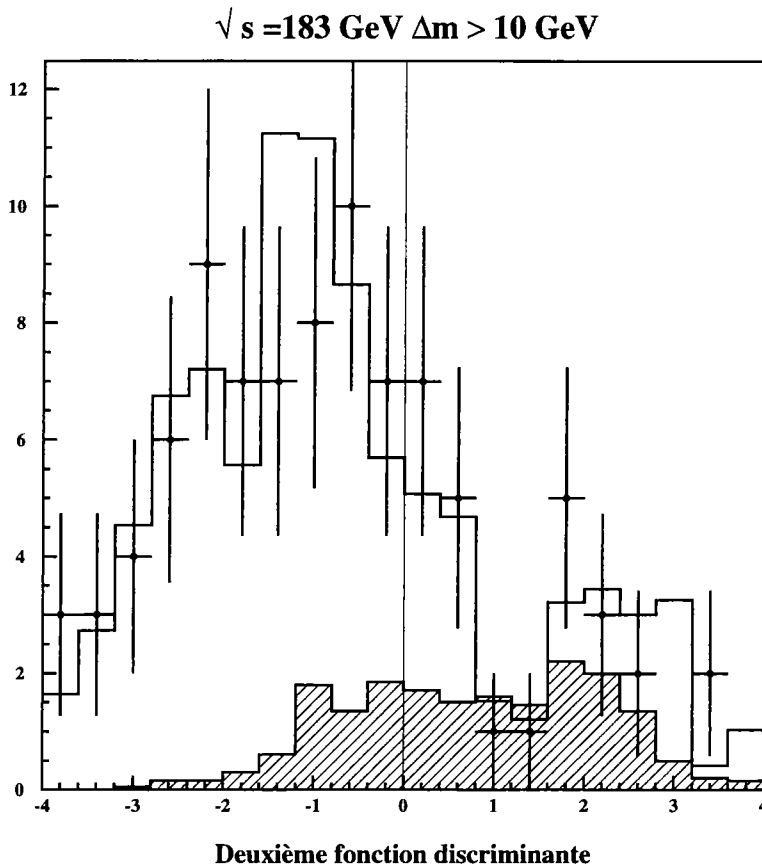


Figure 40: Deuxième fonction discriminante pour le cas  $\Delta m > 10$  GeV. Les points représentent les données réelles, l'histogramme les processus standards et l'histogramme hachuré l'ensemble des signaux stops tels que  $\Delta m > 10$  GeV. Le trait vertical indique la valeur de sélection appliquée sur la fonction.

Pour la seconde fonction, il a été souhaité de réduire d'un facteur 10 le nombre d'événements  $WW$ . Le résultat est visible sur la figure 40 et dans le tableau 18. D'un point de vue numérique, on a: 27 événements réels alors que  $28 \pm 3$  sont attendus. Ce

fond est constitué de 53% de  $\gamma\gamma$ , de 20% de  $Z/\gamma^*$  et de 13 % de  $WW$ . Les efficacités de détection varient de 20 à 40%.

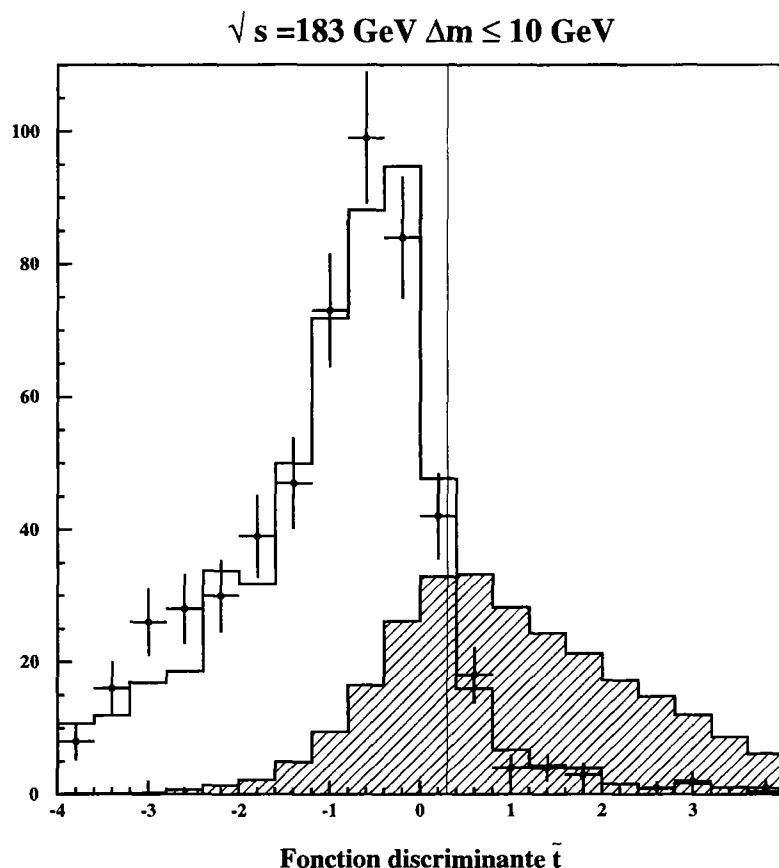


Figure 41: Fonction discriminante pour le stop dans le cas  $\Delta m \leq 10 \text{ GeV}$ . Les points représentent les données réelles, l'histogramme les processus standards et l'histogramme hachuré l'ensemble des signaux stops tels que  $\Delta m \leq 10 \text{ GeV}$ . Le trait vertical indique la valeur de sélection appliquée sur la fonction.

La sélection de la fonction discriminante pour le cas  $\Delta m \leq 10 \text{ GeV}$  pour le stop  $\tilde{t}_1$  a été effectuée de la même façon. Le critère était cette fois-ci une efficacité de détection de l'ordre de 25% pour le signal ( $m_{\tilde{t}_1} = 80 \text{ GeV}$ ,  $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 75 \text{ GeV}$ ). Ce signal est caractérisé par une énergie visible parmi les plus faibles de tous les points simulés. Le résultat obtenu est observable sur la figure 41 et dans le tableau 18. D'un point de vue numérique, on a: 44 événements dans les données alors que  $49 \pm 4 / 45 \pm 2$  sont attendus. Ce fond est constitué principalement de  $\gamma\gamma$  dans le mode hadronique ( $\sim 54\%$ ), de  $Z/\gamma^*$  ( $\sim 20\%$ ) et de  $WW$  ( $\sim 11\%$ ) (le premier chiffre correspond au cas des événements à deux photons non biaisés et le second aux biaisés). De la même façon qu'à  $\sqrt{s}=161$  et  $172 \text{ GeV}$ , on observe un net désaccord entre les échantillons biaisés et non biaisés à la présélection. Les efficacités de détection varient de 16 à 60 %.

La sélection de la fonction discriminante pour le sbottom a été effectuée en exigeant

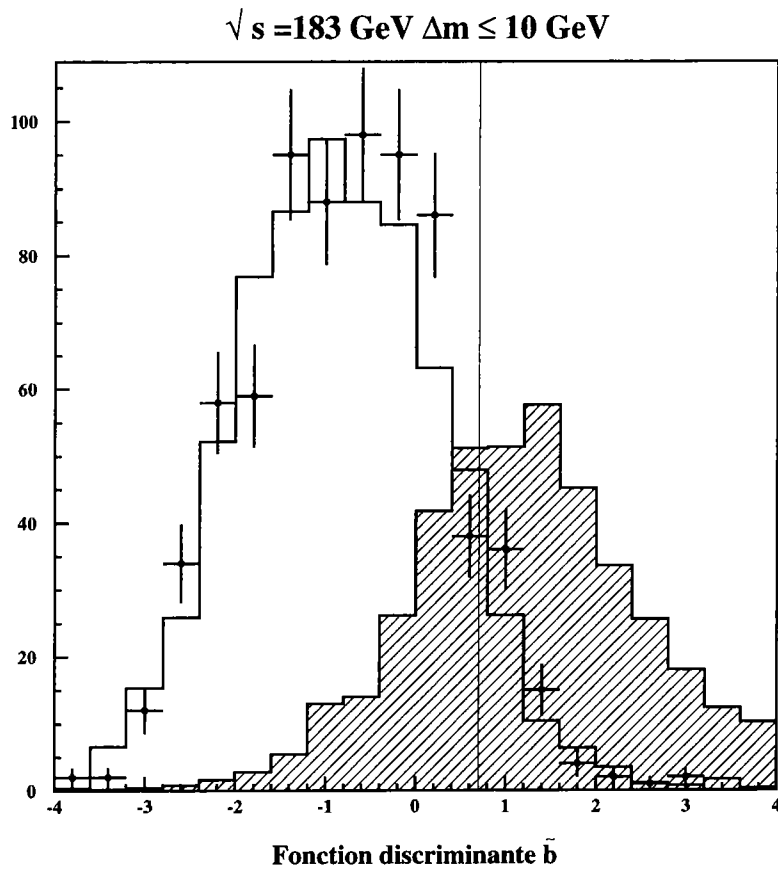


Figure 42: Fonction discriminante pour le sbottom dans le cas  $\Delta m \leq 10$  GeV. Les points représentent les données réelles, l'histogramme les processus standards et l'histogramme hachuré l'ensemble des signaux sbottoms tels que  $\Delta m \leq 10$  GeV. Le trait vertical indique la valeur de sélection appliquée sur la fonction.

que le signal ( $m_{\tilde{b}_1} = 80 \text{ GeV}, m_{\tilde{\chi}_1^0} = 75 \text{ GeV}$ ) ait une efficacité de détection de 10%. La fonction choisie est visible sur la figure 42 et dans le tableau 18. On note que l'accord entre données réelles et simulées est dégradé par rapport au stop. Les gammes d'énergie explorées par la recherche du sbottom sont plus faibles que celles sondées par la recherche du stop pour un  $\Delta m$  identique. D'un point de vue numérique, on observe, après la sélection sur la fonction discriminante, 70 événements réels alors que  $59 \pm 5 / 52 \pm 2$  sont attendus. Ces derniers sont principalement constitués de  $\gamma\gamma$  dans le mode hadronique (à 63%) et de  $Z/\gamma^*$  (17%). Les efficacités de détection varient de 10% à 45%.

$\Delta m > 10 \text{ GeV}$ 1 <sup>ière</sup> fonction disc.	$\Delta m > 10 \text{ GeV}$ 2 <sup>ième</sup> fonction disc.
F= 0.4694 +( 0.0139) * acopla/poussée +( 0.7774) * % én. $\in [30^0, 150^0]$ +(-0.0168) * én. ch. trans. jet 2 +( 0.0537) * En. transv. manq. jet 1 +(-0.0680) * én. totale +( 0.0532) * masse visible +( 0.9412) * cos(acoplanarité) +(-0.0043) * angle du chargé le plus isolé +(-0.5159) * prob. posit. étiquet. de quark b	F= 8.9480 +( 5.9104) * 1 <sup>ier</sup> +3 <sup>ième</sup> mom. Fox-Wolfram +(-0.0213) * én. du jet 1 +(-0.0807) * $\theta_{jet1, jet2}$ cdm des deux jets +( 0.0002) * masse de recul <sup>a</sup>
$\Delta m \leq 10 \text{ GeV}$ $\tilde{t}_1$	$\Delta m \leq 10 \text{ GeV}$ $\tilde{b}_1$
F= 1.7013 +( 1.0189) * cos(acoplanarité) +(-0.7976) * $ \cos\theta_{poussée} $ +(-0.1670) * én. totale +( 0.2032) * mom. transv. manquant +(-0.0852) * én. char. +( 0.1355) * mom. transv. manq. jet 2 +(-0.6726) * prob. posi. étiquet. b +( 0.1939) * én. char. jet 1	F= 2.4429 +( 0.0531) * acopla./poussée +(-3.4801) * $ \cos\theta_{poussée} $ +(-0.0.358) * acoli./poussée +( 0.7432) * prob. combin. étiquet. de b

Tableau 18: Fonctions discriminantes pour chaque cas de masse et chaque squark à  $\sqrt{s}=183 \text{ GeV}$ . Les fonctions sont communes pour le stop et le sbottom pour le domaine  $\Delta m > 10 \text{ GeV}$ .

<sup>a</sup>en supposant que les deux jets viennent d'un W

### 4.3.3 Les filtres

Diverses sélections sont appliquées après ces analyses discriminantes linéaires pour éliminer le fond résiduel.

4.3.3.1 Cas  $\Delta m > 10$  GeV

Les différentes sélections appliquées pour supprimer le fond restant sont données dans le tableau 19. Les événements à deux photons sont éliminés par les sélections concernant l'énergie manquante dans le plan transverse et sur les angles polaires des jets. Toutes les autres sélections ont pour but de faire disparaître les événements  $Z/\gamma^*$ ,  $WW$  et  $W\epsilon\nu$ .

Sélection	$\Delta m > 10$ GeV $\sqrt{s}=183$ GeV						$\epsilon(\%)$ $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) =$ $(70,30)$ GeV
	Données	MC	$Z/\gamma^*$	$WW$	$\gamma\gamma$ (had.)	$W\epsilon\nu$	
Présélection	2871	2682±14	2171	159	260	16	75.9
Fonc. dis. 1	98	100±4	31	36	25	6	47.5
Fonc. dis. 2	27	28±3	7.	3.6	14.	2.8	37.6
$(P_T)_{manq} \geq 12$ GeV	21	18±2	5.1	3.60	5.6	2.7	37.2
$E_{jet1} \leq 60$ GeV $E_{em,jet1}/E_{jet1} \leq 0.6$ $E_{em,jet2}/E_{jet2} \leq 0.6$	7	4.4±0.3	1.4	1.3	0	1.5	32.0
$20^0 \leq \theta_{jets} \leq 160^0$	4	3.7±0.3	1.1	1.1	0	1.4	28.2
$P_{iso} \leq 20$ GeV	3	2.9±0.3	0.9	0.7	0	1.1	27.3
$ \cos\theta_{poussée}  \leq 0.9$	2	2.3±0.2	0.4	0.7	0	1.	26.5
En. transv. ch. jet2 $\geq 2$ GeV	1	2.2 ±0.3	0.4	0.7	0	0.9	25.0
Masse visible $\leq 70$ GeV	1	1.8±0.2	0.3	0.6	0	0.8	21.7
$\langle E_{chargé} \rangle \leq 4$ GeV	1	1.4±0.2	0.3	0.3	0	0.7	20.2

Tableau 19: Filtre appliqué dans le domaine  $\Delta m > 10$  GeV après les analyses discriminantes linéaires. Les lots d'événements à deux photons sont non biaisés.

L'accord entre les données réelles et simulées est correct tant d'un point de vue numérique que d'un point de vue des observables utilisées dans l'analyse (voir figures 43 et 44). Un candidat demeure dans les données réelles alors que  $1.4 \pm 0.2$  événements standards sont attendus.

 4.3.3.2 Cas  $\Delta m \leq 10$  GeV

**Le cas du stop** Les sélections utilisées pour le stop dans le cas des faibles différences de masses sont spécifiées dans le tableau 20. Les événements  $Z/\gamma^*$  et  $WW$  résiduels sont éliminés par la borne supérieure exigée sur la variable  $P_{tt}$  précédemment définie. Les événements  $\gamma\gamma$  disparaissent par des sélections sur l'aplatissement (supérieure à 0.1), sur les fractions d'énergie dans des régions définies par  $\theta \in [30^0, 150^0]$  et  $\theta \in [20^0, 160^0]$ , et par des exigences sur l'acoplanarité.

L'accord est numériquement correct et est également observé sur les différentes observables utilisées dans l'analyse (figure 45). On constate également que les lots biaisés et non biaisés sont équivalents, sauf en fin de filtre. Cela s'explique par un problème de statistique: les chiffres concernant les événements non biaisés ne sont pas significatifs et ne doivent être pris en compte. On aboutit donc à un fond total attendu de  $0.98 \pm 0.27$ .

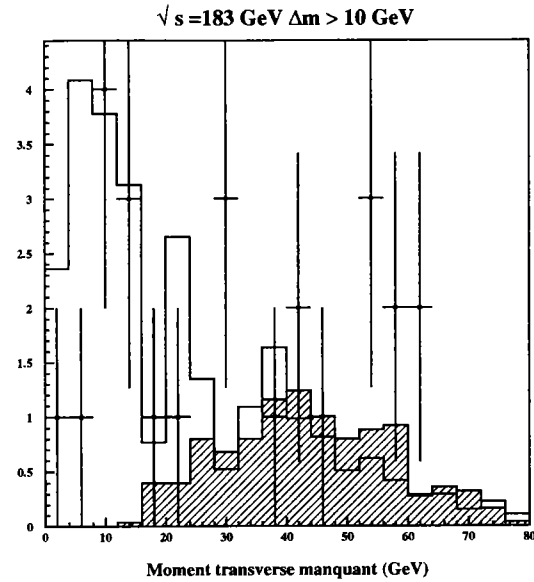


Figure 43: Comparaison entre les données réelles et simulées pour le domaine de masse  $\Delta m > 10$  GeV après les analyses discriminantes linéaires. Les points correspondent aux données réelles et les histogrammes aux simulées (signaux stops  $\Delta m > 10$  GeV: histogramme hachuré; processus standards: histogramme non hachuré).

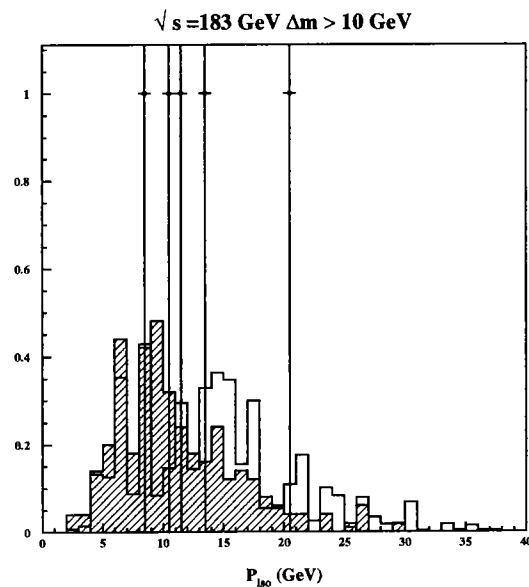


Figure 44: Comparaison entre les données réelles et simulées pour le domaine de masse  $\Delta m > 10$  GeV après la sélection concernant les angles polaires des jets. Les points correspondent aux données réelles et les histogrammes aux simulées (signaux stops  $\Delta m > 10$  GeV: histogramme hachuré; processus standards: histogramme non hachuré).

Sélection	Donn.	MC	$\Delta m \leq 10$ GeV $\sqrt{s}=183$ GeV					$\epsilon(\%)$ $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) =$ $(70,60)$ GeV
			$Z/\gamma^*$	$WW$	$\gamma\gamma$ QCD	$\gamma\gamma$ QPM	$\gamma\gamma$ VDM	
Présélection	575	561±15/528±7	136	17	163/157	214/189	4./3.	65.0
Fonc. dis.	44	49±4/45±2	9.3	5.7	6.4/6.7	20/15	0/0.7	43.6
aplat. $\geq 0.1$	40	38±4/38±2	8.6	4.8	4.6/5.6	14.4/12.4	0/0.5	40.7
E30 $\geq 0.9$	24	26±2/25±1	4.5	3.5	2.7/3.1	10.1/9.4	0/0.	34.7
E20 $\geq 0.985$	20	21±2/22±1	3.9	3.1	0.9/2.7	9.2/8.3	0/0.	31.9
Ptt $\leq 30$ GeV	8	11.7±1.9/13.±1.	0.23	0.06	0.9/2.7	8.6/8.3	0/0.	31.4
aco./pouss. $\geq 20^0$	1	2.6±1.1/2.6±0.5	0.09	0.06	0.9/0.36	1.1/1.7	0/0	29.3
cos(acop) $\geq -0.85$	1	1.5±1/0.98±0.27	0	0.06	0.9/0.14	0.28/0.68	0/0	27.2

Tableau 20: Filtre appliqué dans le domaine de masse  $\Delta m \leq 10$  GeV pour le stop après l'analyse discriminante. Pour les événements à deux photons, le premier chiffre correspond aux échantillons non biaisés et le second aux lots biaisés.

Un événement réel demeure après analyse. Les efficacités varient quant à elles de 10 à 30%.

**Le cas du sbottom** Les sélections appliquées sur les signaux sbottom  $\Delta m \leq 10$  GeV sont décrites dans le tableau 21. Les événements  $Z/\gamma^*$  et  $WW$  sont éliminés en imposant une borne supérieure sur l'énergie totale. Toutes les autres sélections visent à annihiler les événements  $\gamma\gamma$  résiduels: des bornes inférieures sur les énergies transverses (totales ou chargées) des jets sont exigées. D'autres variables comme les angles de reconstruction des jets (pour rejeter les événements dans les régions avant), l'acoplanarité ou encore l'aplatissement sont utilisées pour éliminer les événements à deux photons. On observe un accord numérique moins satisfaisant que pour le stop pour le même domaine de masse. Cela s'explique par le fait que les domaines d'énergie visible sondés ici sont plus faibles (de quelques GeV certes, mais ces quelques GeV sont particulièrement importants lorsque la valeur moyenne de l'énergie visible pour le signal n'excède pas 5 GeV) que celles explorées pour le stop. Les désaccords entre données simulées et reconstruites en sont alors d'autant plus difficiles à résoudre.

A la fin de cette étape, un événement réel est sélectionné alors que  $1.2 \pm 0.6 / 1.1 \pm 0.3$  sont attendus. Notons que seul le chiffre correspondant aux lots biaisés est statistiquement significatif. C'est ce dernier uniquement qui sera retenu dans toute la suite. Les efficacités de détection sont quant à elles comprises entre 0.6 et 30 %.

#### 4.3.4 Résultats finals

Un .ou. des analyses correspondant aux deux cas de masses a été effectué pour chacun des squarks. Les résultats sont résumés dans le tableau 22 et les efficacités obtenues sont visibles sur la figure 47.

Les résultats sont sensiblement les mêmes pour le stop et le sbottom: 2 événements réels sont sélectionnés alors que 2.4 ou 2.8 sont attendus. L'événement correspondant au

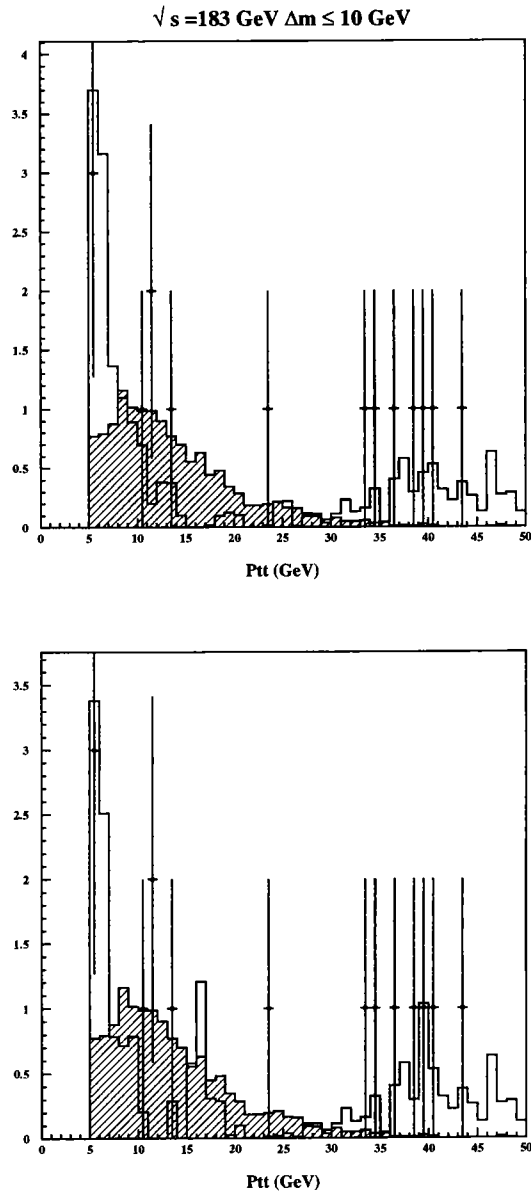


Figure 45: Comparaison entre données réelles et simulées pour l'analyse stop dans le domaine  $\Delta m \leq 10 \text{ GeV}$ . Les points sont les données réelles, les histogrammes non hachurés renferment les processus standards et les histogrammes hachurés correspondent aux signaux squarks  $\Delta m \leq 10 \text{ GeV}$ . La comparaison est effectuée après la sélection sur la fraction d'énergie dans la région  $\theta \in [20^\circ, 160^\circ]$ . Les échantillons de  $\gamma\gamma$  non biaisés ont été utilisés dans la figure supérieure. Les lots biaisés ont été inclus pour la figure inférieure.



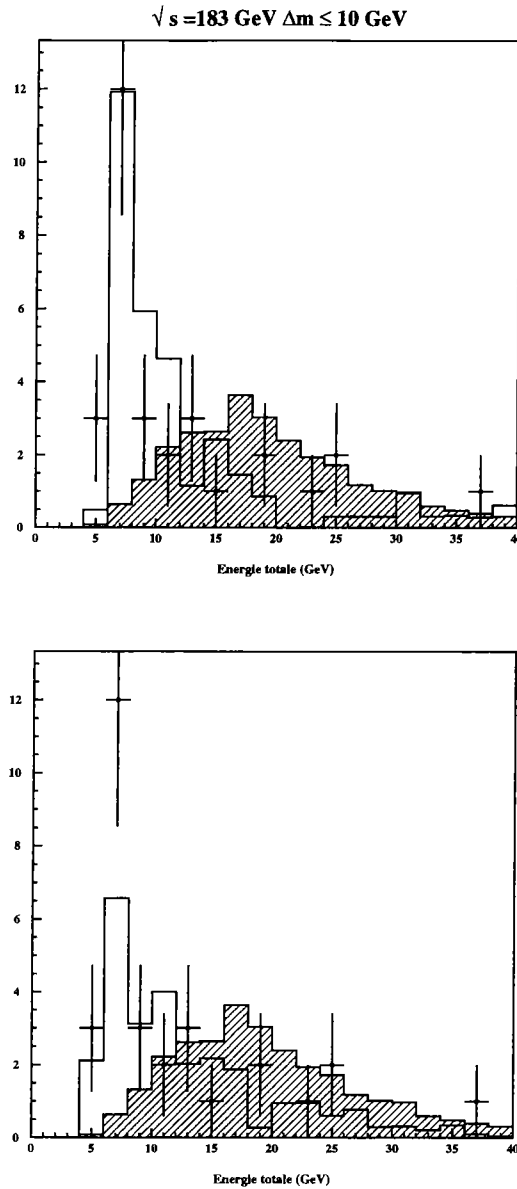


Figure 46: Comparaison entre données réelles et simulées pour l'analyse sbottom dans le domaine  $\Delta m \leq 10$  GeV. Les points sont les données réelles, les histogrammes non hachurés renferment les processus standards et les histogrammes hachurés correspondent aux signaux squarks  $\Delta m \leq 10$  GeV. La comparaison est effectuée après la sélection sur le moment transverse chargé du jet le plus énergétique. Les échantillons de  $\gamma\gamma$  non biaisés ont été utilisés dans la figure supérieure. Les lots biaisés ont été inclus pour la figure inférieure.

Sélection	Donn.	MC	$\Delta m \leq 10 \text{ GeV } \sqrt{s}=183 \text{ GeV}$					$\epsilon(\%)$ ( $m_{\tilde{b}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0}$ )= (50,44) GeV
			$Z/\gamma^*$	$WW$	$\gamma\gamma$ QCD	$\gamma\gamma$ QPM	$\gamma\gamma$ VDM	
Présélection	747	696±17/629±8	101	14	166/156	349/299	34/27	60.9
Fonc. dis.	70	59±5/52±2	11	4	12/13	26/17	3/3	38.1
Etot≤40 GeV	42	41±5/34±2	0.1	0	12/12	25/17	3/3	38.1
E. tr. ch. jet 1 ≥2 GeV	32	32±4/27±2	0.1	0	10/9	19/15	1/0.8	37.7
$20^\circ \leq \theta_{jets} \leq 160^\circ$	26	31±4/25±2	0.09	0	10/9.4	19/14	1/0.5	37.7
E. tran. jet 1 ≥5 GeV	10	15±2/14±1	0.09	0	2.7/6.5	11.5/6.7	0/0.2	35.5
acopl/pouss. ≥20°	1	7±2/3±0.6	0.05	0	0.9/0.9	5.8/1.5	0/0.2	16.4
E. tr. ch. jet 2 ≥1 GeV	1	4.4±1.3/2.5±0.5	0.05	0	0.9/0.7	3.2/1.3	0/0.2	16.0
E. tran. jet 2 ≥2 GeV	1	4.2±1.3/1.6±0.4	0.05	0	0.9/0.5	3.2/0.9	0/0.08	16.0
aplat. ≤0.36	1	1.2±0.6/1.1±0.3	0.05	0	0/0.4	1.15/0.6	0/0.08	16.0

Tableau 21: Filtre appliqué dans le domaine de masse  $\Delta m \leq 10 \text{ GeV}$  pour le sbottom après l'analyse discriminante. Pour les événements à deux photons, le premier chiffre correspond aux échantillons non biaisés et le second aux lots biaisés.

cas  $\Delta m > 10 \text{ GeV}$  est commun pour les deux squarks puisque l'analyse est la même pour ce domaine de masse. En procédant à un .ou. des analyses stop et sbottom, on aboutit à 3 événements sélectionnés dans les données réelles alors que  $3.44 \pm 0.15$  événements correspondants aux processus standards sont attendus.

Les principales caractéristiques des événements réels sont données dans le tableau 23. Le premier est l'événement commun aux deux analyses squarks sélectionné par l'analyse  $\Delta m > 10 \text{ GeV}$ . Le second est issu de l'analyse stop pour le domaine des faibles différences de masse. Le troisième provient de l'analyse sbottom pour le cas  $\Delta m \leq 10 \text{ GeV}$ . Aucun de ces événements n'est caractérisé par la présence marquée d'un vertex secondaire. Les représentations graphiques correspondantes sont exposées sur les figures 48 à 50.

Squark	Données	Fond MC
$\tilde{t}_1$	2	$2.4 \pm 0.3$
$\tilde{b}_1$	2	$2.6 \pm 0.4$
$\tilde{t}_1 + \tilde{b}_1$	3	$3.4 \pm 0.5$

Tableau 22: Résultats finals à  $\sqrt{s}=183 \text{ GeV}$ .

Pour le domaine  $\Delta m \leq 10 \text{ GeV}$ , les événements sélectionnés par les analyses  $\tilde{t}_1$  et  $\tilde{b}_1$  sont distincts. L'événement de l'analyse stop est éliminé dans l'analyse sbottom par les sélections concernant la fonction discriminante et l'énergie totale. L'événement sbottom est rejeté dans l'analyse  $\tilde{t}_1$  par les demandes concernant l'aplatissement et la fraction d'énergie dans la région  $\theta \in [20^\circ, 160^\circ]$ .

Considérons l'événement sélectionné par l'analyse  $\Delta m > 10 \text{ GeV}$  (n° RUN: 77788,

n° EVT: 22175). On distingue très clairement les deux jets sur la figure 48. Il y a une certaine dissymétrie dans la répartition des multiplicités et énergies. Ainsi le jet le plus énergétique renferme-t-il 24 particules et a une énergie de 36 GeV alors que l'autre ne compte que 9 particules donnant 21 GeV. L'énergie électromagnétique par jet est faible (28% pour le premier, 25% pour le second). Aucun dépôt n'est signalé dans l'EMF. L'énergie hadronique est faible ( 6.1 GeV répartie en 5.7 GeV pour le jet le plus énergétique et 0.4 GeV pour l'autre). L'angle entre les jets est égal à  $119^\circ$ . L'acoplanarité et l'acolinéarité (définies par rapport à l'axe de la poussée) sont respectivement égales à 60 et 61 degrés. La masse visible de l'événement vaut 48 GeV.

Le jet le moins énergétique est à la limite de l'acceptance de la HPC ( $\theta_j=43.5^\circ$  alors que  $43^\circ \leq \theta_{HPC} \leq 137^\circ$ ) mais il n'y a pas de débordement à l'extérieur de ce détecteur (pas de signal dans les compteurs à  $40^\circ$  et  $140^\circ$ ). Ce jet comporte deux traces qui emportent la majeure partie de son énergie (85 % à elles deux) et qui pointent vers un dépôt électromagnétique dans la HPC. L'une des traces est associée à une partie de celui-ci (l'énergie de la trace est de 10 GeV et celle de la partie du dépôt associé de 3 GeV) alors que l'autre n'est pas associée (son énergie est de 7 GeV). Le reste du dépôt électromagnétique (0.9 GeV) est attribuée à une particule neutre. Notons que ce dépôt se développe à l'intersection de deux modules de la HPC.

L'autre jet, de multiplicité plus élevée, renferme une trace d'énergie 7.7 GeV (0.07 GeV dans la HPC, 2.3 GeV dans le calorimètre hadronique), une trace de 4 GeV (0.6 GeV dans la HPC), et de traces d'énergie de l'ordre de 2 GeV ou moins. L'angle polaire de ce jet est égal à 102 degrés et certaines particules ont un angle polaire proche de  $90^\circ$ . Néanmoins on peut constater qu'aucun signal n'a été répertorié dans les compteurs à  $90^\circ$ .

Considérons l'événement stop (n° RUN: 79559, n° EVT: 8704). Il est également formé de deux jets (figure 49) de multiplicité 16 et 18 et d'énergie 30 et 13 GeV. L'énergie électromagnétique de l'événement est égale à 10 GeV (8 GeV pour le premier, 2 pour le second), avec un seul dépôt de 0.24 GeV dans l'EMF, et l'énergie hadronique vaut 10 GeV (7 GeV pour le premier jet, 3 pour le second). L'angle entre les jets est égal à  $107^\circ$ , la masse visible vaut 32 GeV, l'acolinéarité  $70^\circ$  et l'acoplanarité  $51^\circ$  (ces deux dernières quantités sont toujours définie par rapport à l'axe de la poussée). Les deux jets sont dans l'acceptance de la HPC. Aucun signal n'est répertorié dans les compteurs à  $40^\circ$ ,  $140^\circ$  et  $90^\circ$ .

n° RUN	n° EVT	Etot (GeV)	mult. ch.	mult. tot.	Eemt (GeV)	$\theta_{jet1}$ (degr.)	$\theta_{jet2}$ (degr.)	prob. posit. étiquet. b	$\theta_{\tilde{P}_{manq}}$ (degr.)
77788	22175	56.9	14	33	14.6	102.1	43.5	0.16	104.2
79559	8704	43.3	17	34	10.1	131.7	108.4	0.16	37.1
78349	230	9.2	6	11	1.2	92	100	0.74	78.9

Tableau 23: Principales caractéristiques des événements réels sélectionnés par les analyses à  $\sqrt{s}=183$  GeV.

L'événement sbottom  $\tilde{b}_1$  ( n° RUN: 78349, n° EVT: 230) est caractérisé par une faible multiplicité (11 particules au total), une faible énergie visible (9.2 GeV) (figure 50).

L'énergie électromagnétique de l'événement est égale à 1.2 GeV (totalement emportée par le jet le plus énergétique) et l'énergie hadronique totale (0.9 GeV) se partage entre les deux jets (0.2 GeV pour le moins énergétique et 0.7 pour l'autre). Aucun dépôt n'est décelé dans le FEMC. Tous les dépôts électromagnétiques sont attribués à des particules neutres. L'angle entre les jets vaut  $140^\circ$ , l'acolinéarité  $38^\circ$  et l'acoplanarité  $37^\circ$  (toujours définies par rapport à l'axe de la poussée).

### Efficacités totales ( $\sqrt{s} = 183$ GeV)

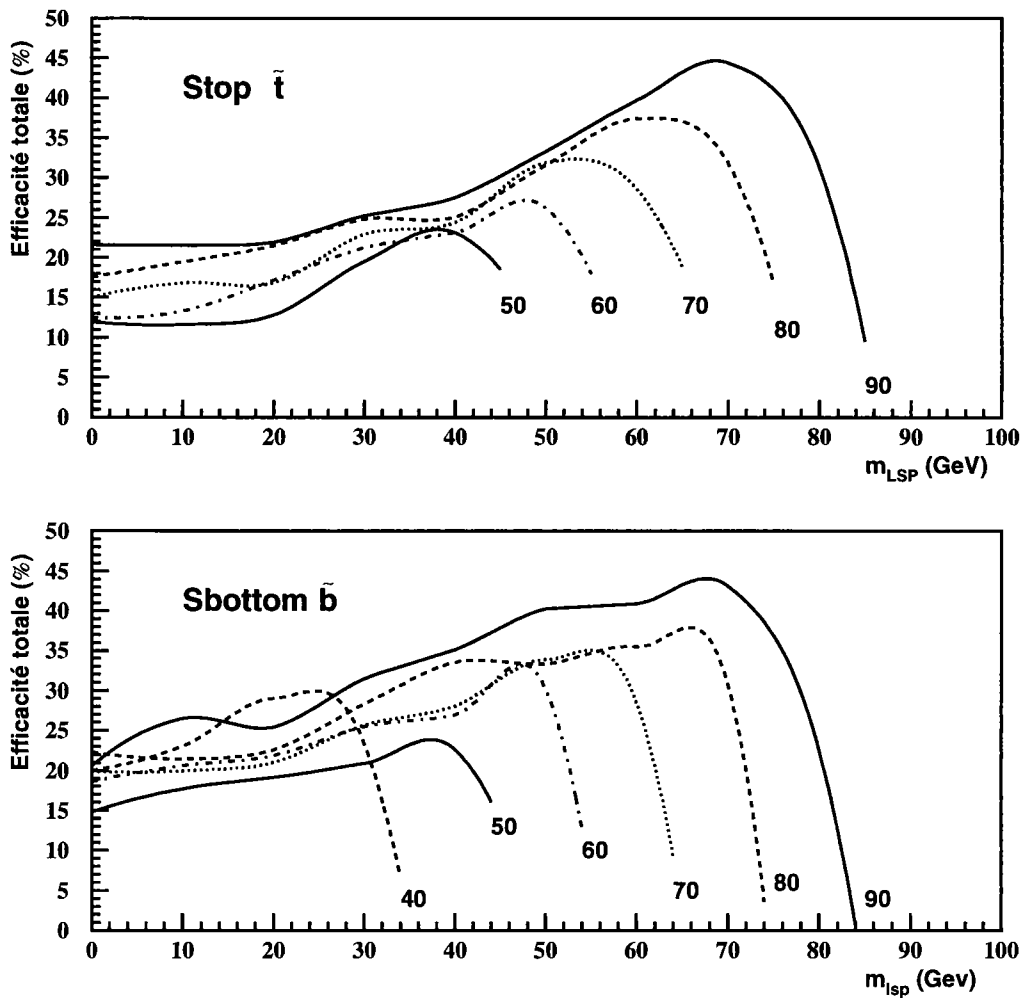


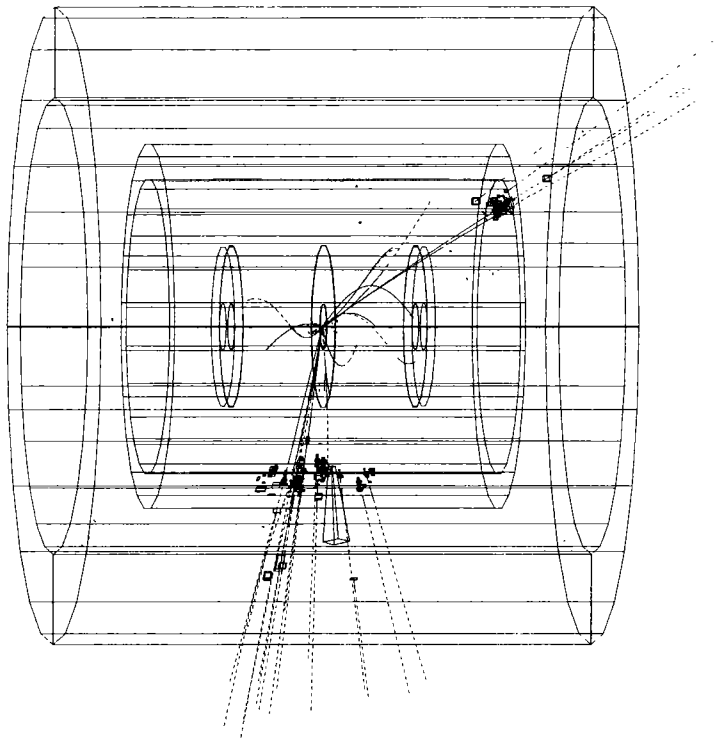
Figure 47: Efficacités de détection pour les squarks à  $\sqrt{s}=183$  GeV.

#### 4.3.5 Evaluation des systématiques

Les erreurs systématiques globales (c'est-à-dire celles provenant des effets détecteur et celles liées aux mécanismes d'hadronisation) ont été évaluées de la même façon qu'à  $\sqrt{s}=161$  et  $172$  GeV.

### 4.3. Recherche de stops et de sbottoms à $\sqrt{s}=183$ GeV

 <b>DELPHI</b> Beam: 91.6 GeV DAS: 14-Sep-1997 13:20:08	Run: 77788	Evt: 22175										
	Proc: 13-Jan-1998			TD	TE	TS	TK	TV	ST	PA		
	Scan: 6-May-1998			Act	0	169	0	34	0	0	0	
	Tan+DST			( 0 )	( 203 )	( 0 )	( 36 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	
			Deact	0	0	0	0	0	0	0		
				( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )		



 <b>DELPHI</b> Beam: 91.6 GeV DAS: 14-Sep-1997 13:20:08	Run: 77788	Evt: 22175										
	Proc: 13-Jan-1998			TD	TE	TS	TK	TV	ST	PA		
	Scan: 6-May-1998			Act	0	169	0	34	0	0	0	
	Tan+DST			( 0 )	( 203 )	( 0 )	( 36 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	
			Deact	0	0	0	0	0	0	0		
				( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )		

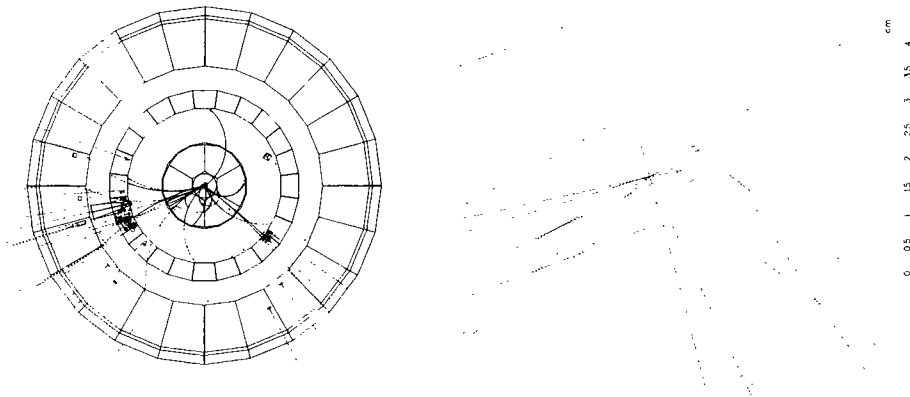
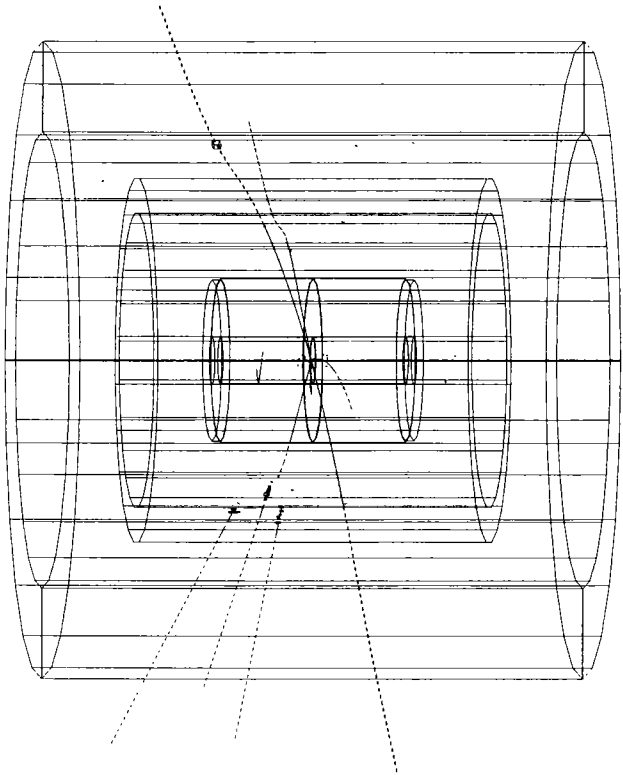



Figure 48: Vues de l'événement commun pour le stop et le sbottom pour le domaine  $\Delta m > 10$  GeV




4.3. Recherche de stops et de sbottoms à  $\sqrt{s}=183$  GeV

 <b>DELPHI</b> Run: <b>78349</b> Evt: <b>230</b> Beam: <b>91.6 GeV</b> Proc: <b>24-Apr-1998</b> DAS: <b>24-Sep-1997</b> Scan: <b>6-May-1998</b> 23:50:09 Tan+DST	TD	TK	TS	TK	TV	ST	PA
	0	75	0	10	0	0	0
	( 0 )	( 02 )	( 0 )	( 12 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )
	Deact	0	0	0	0	0	0
	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )



 <b>DELPHI</b> Run: <b>78349</b> Evt: <b>230</b> Beam: <b>91.6 GeV</b> Proc: <b>24-Apr-1998</b> DAS: <b>24-Sep-1997</b> Scan: <b>6-May-1998</b> 23:50:09 Tan+DST	TR	TR	TR	TR	TR	TR	TR
	0	0	0	0	0	0	0
	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )
	Deact	0	0	0	0	0	0
	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )

 <b>DELPHI</b> Run: <b>78349</b> Evt: <b>230</b> Beam: <b>91.6 GeV</b> Proc: <b>24-Apr-1998</b> DAS: <b>24-Sep-1997</b> Scan: <b>6-May-1998</b> 23:50:09 Tan+DST	TR	TR	TR	TR	TR	TR	TR
	0	0	0	0	0	0	0
	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )
	Deact	0	0	0	0	0	0
	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )

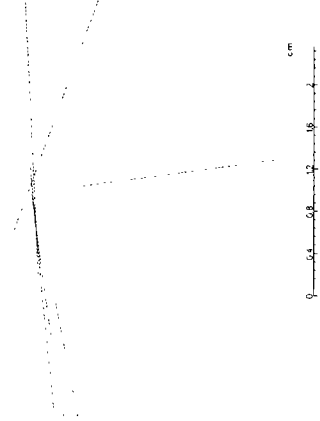
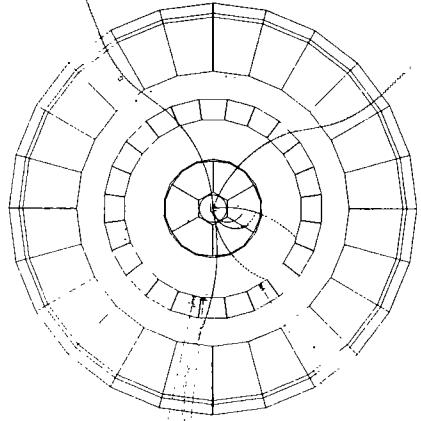


Figure 50: Vues de l'événement sélectionné par l'analyse sbottom pour le domaine  $\Delta m \leq 10$  GeV.

La conséquence numérique des effets détecteur sur les processus standards se résume par:

- analyse stop: nombre d'événements attendus:  $2.35 \pm 0.32(\text{stat}) \begin{smallmatrix} +0.21 \\ -0.15 \end{smallmatrix} (\text{syst})$
- analyse sbottom: nombre d'événements attendus:  $2.57 \pm 0.39(\text{stat}) \begin{smallmatrix} +0.30 \\ -0.15 \end{smallmatrix} (\text{syst})$

Les effets du détecteur sur les signaux sont visibles sur les courbes de la figure 51 où sont représentées les erreurs systématiques relatives et le rapport des erreurs systématiques et statistiques pour chacun des squarks. On observe que les erreurs relatives sont stables pour le stop (de l'ordre de 6 à 8 %) même pour une différence de masse entre le squark et le neutralino égale à 5 GeV. Ce n'est pas le cas pour le sbottom pour de grandes masses de squarks. Cela s'explique par la faible efficacité de détection de ces signaux. La comparaison des valeurs des erreurs systématiques et statistiques (figure 51b et 51d) montrent que ces dernières dominent pour le stop comme pour le sbottom. Le rapport entre systématiques et statistiques est plus élevé pour le stop et cela s'explique par les nombres d'événements simulés en différents points de l'espace  $(m_{\tilde{q}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ . Ces derniers sont dans la plupart des cas deux fois plus grands pour le stop que pour le sbottom (on a donc en première approximation un facteur  $\sim \sqrt{2}/2$  entre les courbes des figures 51b et 51d). On observe par ailleurs une nette diminution des erreurs systématiques relatives pour le domaine  $\Delta m \leq 10$  GeV (comparer les figures 31 et 51). Cela s'explique par une amélioration des accords entre les données réelles et simulées et par le changement de l'analyse (filtre en aval d'une analyse discriminante linéaire). La diminution des systématiques est également observable sur le nombre d'événements attendus en comparant les chiffres obtenus ici avec ceux des analyses à  $\sqrt{s}=161$  et 172 GeV.

Les effets d'hadronisation liés au signal ont été évalués en modifiant un certain nombre de paramètres (fonction de fragmentation, angle de mélange, largeur de la gaussienne pour l'impulsion transverse des quarks liés à l'hadronisation du stop). Les erreurs relatives obtenues sont les suivantes:

- fonction de fragmentation: 8% pour le domaine  $\Delta m \leq 10$  GeV et 2% pour les cas  $\Delta m > 10$  GeV.
- angle de mélange: 4% pour  $\Delta m \leq 10$  GeV et 5% pour  $\Delta m > 10$  GeV.

En cumulant ces effets d'hadronisation à ceux du détecteur, on aboutit à des erreurs systématiques relatives de 10 % pour le domaine  $\Delta m > 10$  GeV et de 15% pour le domaine des faibles différences de masse. Notons la baisse des erreurs systématiques relatives pour le domaine  $\Delta m \leq 10$  GeV par rapport aux analyses à  $\sqrt{s}=161$  et 172 GeV.

### 4.3.6 Exploitation des résultats

Les résultats finals ne montrent pas d'excès de données réelles par rapport au nombre d'événements standards attendus. Ce fait est exploité pour déduire des limites sur les masses des sparticules.



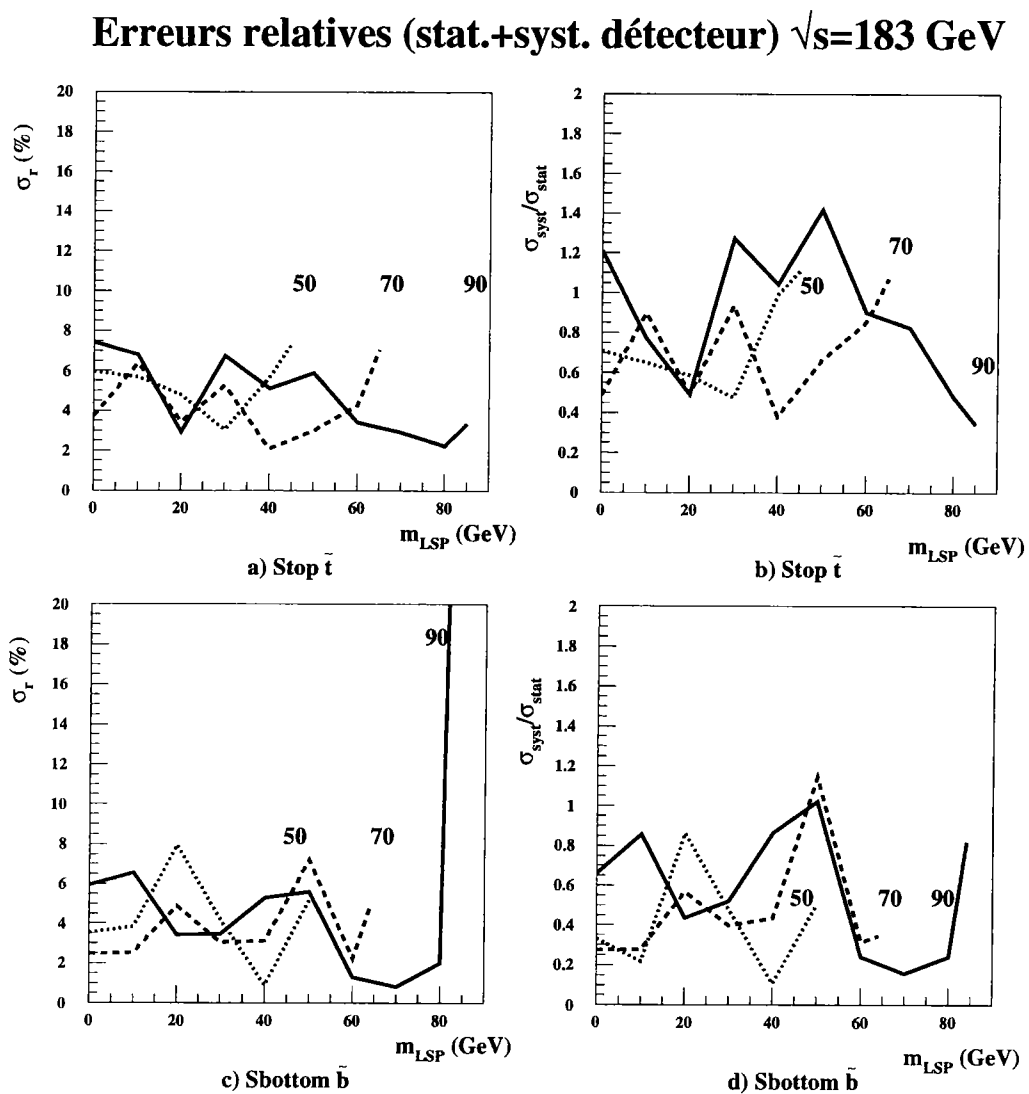


Figure 51: Erreurs systématiques relatives (a et c) et rapports des erreurs systématiques et statistiques (b et d) pour le stop et le sbottom à  $\sqrt{s}=183$  GeV.

La même méthode que celle utilisée à  $\sqrt{s}=161$  et  $172$  GeV a été mise en oeuvre. Des erreurs systématiques relatives de 10(15)% ont été appliquées pour les signaux squarks tels que  $\Delta m > (\leq) 10$  GeV. Les résultats obtenus sont visibles sur les figures 52 et 53. Pour le stop une limite de 78.4 GeV lorsque la section efficace est maximale. Pour un angle de 0.98 radians, la masse inférieure résultante est 69.4 GeV. Les limites correspondantes pour le sbottom sont 78.6 ( $\theta_b=0$ ) et 46.3 ( $\theta_b=1.17$  rad.). Ces limites sont données avec un niveau de confiance de 95 %. Contrairement à  $\sqrt{s}=161$  et  $172$  GeV, une limite sur le sbottom pour  $\theta_b=1.17$  radians a pu ici être déduite. Les résultats sont résumés dans le tableau 24. L'inclusion des erreurs systématiques permet d'estimer l'incertitude sur les chiffres affichés: 200 MeV. De la même façon qu'à  $\sqrt{s}=161$  et  $172$  GeV, les limites s'appliquent pour un scénario dans lequel le gravitino est la LSP et a une masse inférieure à  $10^{-8} - 10^{-5}$  eV.

Squark	$\theta_q$ (rad.)	$\Delta m$ (GeV)	Limite (GeV)
$\tilde{t}_1$	0.	$\geq 10$	78.4
	0.98	$\geq 10$	69.4
$\tilde{b}_1$	0.	$\geq 10$	78.6
	1.17	$\geq 15$	46.3

Tableau 24: Récapitulatif des limites obtenues sur les masses des squarks à partir des résultats des analyses à  $\sqrt{s}=130, 161, 172$  et  $184$  GeV.

Nous concluons ce paragraphe par une remarque: les limites les plus faibles sur les masses des squarks ont été données pour des angles de mélange  $\theta_t=0.98$  et  $\theta_b=1.17$  radians. Dans l'absolu ces valeurs ne correspondent pas aux minima des sections efficaces de production (voir la formule de la partie 2.2 du chapitre 2) mais correspondent au cas où les squarks ne couplent pas au boson  $Z$ . On peut néanmoins justifier ces chiffres de deux façons. La première est liée à un aspect mnémotechnique: il est plus facile de garder 0.98 et 1.17 pour chaque énergie plutôt que 1.00 et 1.18 pour  $\sqrt{s}=90$  GeV, 1.06 et 1.22 pour  $\sqrt{s}=161, 172$  et  $184$  GeV. La deuxième concerne l'erreur effectuée lorsque l'on assimile la section efficace de production des squarks lorsque ceux-ci ne couplent pas au boson  $Z$  à la section efficace de production: la variation relative de la section efficace entre ces deux cas de figure n'excède pas 1%. Or il a été vu précédemment qu'une variation relative de 3% de la section efficace de production engendrait une variation de moins de 100 MeV des limites sur les masses. On en déduit donc que les limites obtenues pour des angles de mélange égaux à 0.98 et 1.17 radians correspondent, à moins de 100 MeV près, aux limites pour lesquelles les sections efficaces de production sont minimales.

### 4.3.7 Conclusion de la recherche à $\sqrt{s}=183$ GeV

Une recherche de stops et de sbottoms a été effectuée au sein du détecteur DELPHI à  $\sqrt{s}=184$  GeV. Les canaux supposés dominants des squarks étaient  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$ . Aucun excès concernant le nombre d'événements réels n'a été observé. Les résultats des analyses ont permis de déduire des limites sur les masses des squarks: 78.4

GeV (69.4 GeV) pour le stop pour  $\theta_t=0$  rad. (0.98 rad.) et 78.6 GeV (46.3 GeV) pour le sbottom pour  $\theta_b=0$  rad. (1.17 rad.). Une amélioration des accords entre données réelles et simulées par rapport aux analyses de  $\sqrt{s}=161$  et 172 GeV ainsi qu'un changement de la méthode (analyse discriminante en amont d'un filtre) ont permis de réduire les erreurs systématiques notamment dans le domaine  $\Delta m \leq 10$  GeV.

Une recherche de squarks dans les mêmes modes de désintégration a été effectuée par les collaborations ALEPH, L3 et OPAL. Les résultats d'ALEPH [29] sont proches de ceux obtenus par DELPHI. Les limites de L3 [30] sont supérieures de quelques GeV. OPAL a atteint plus de 80 GeV pour le stop avec  $\theta_t=0.98$  rad [31].

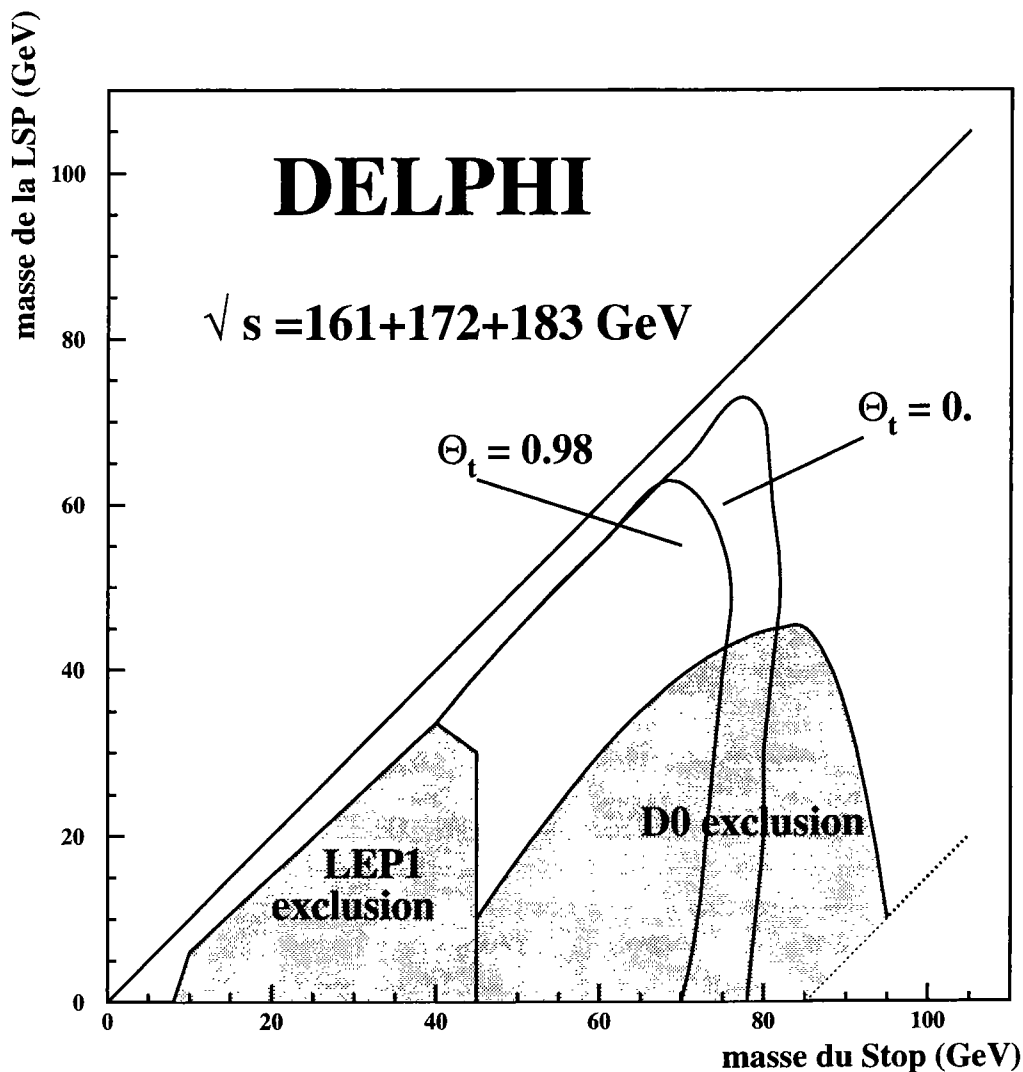


Figure 48: Courbes d'exclusion pour le stop en combinant les résultats obtenus à  $\sqrt{s}=161, 172$  et 183 GeV.

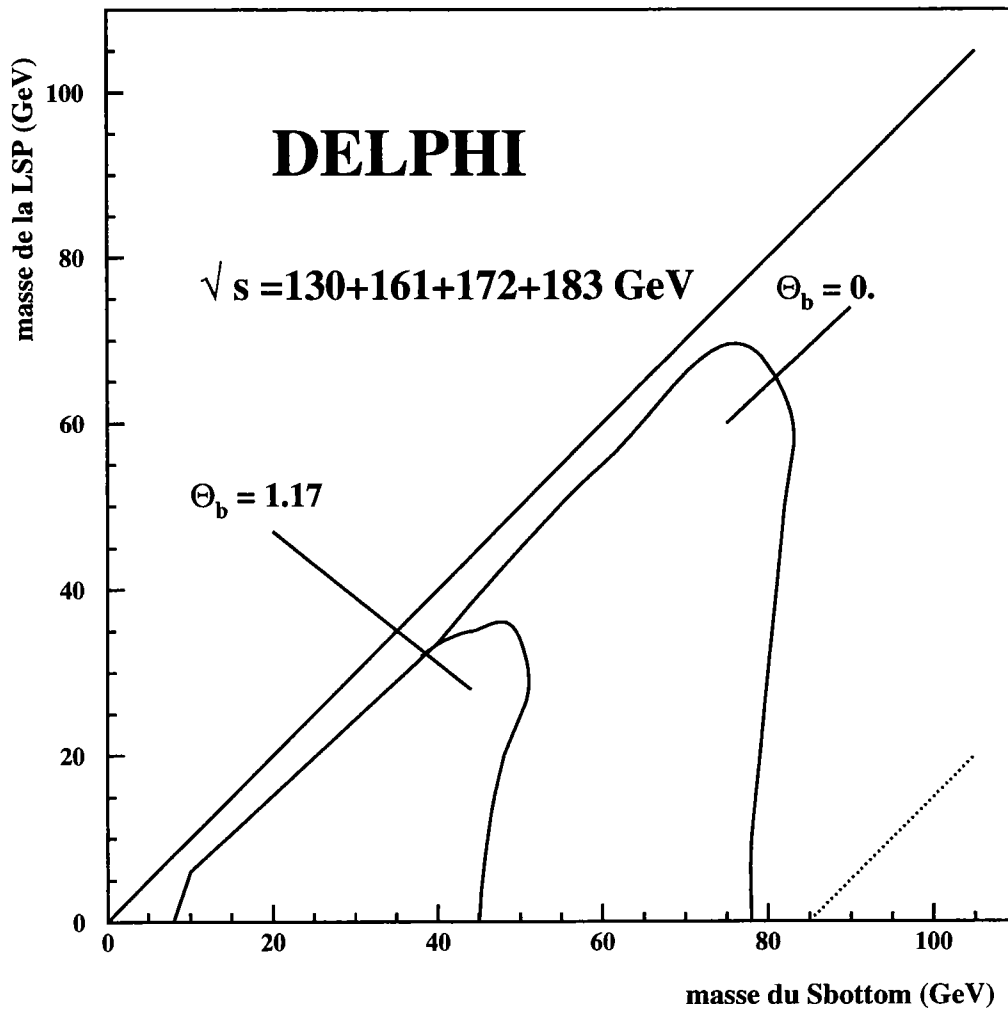


Figure 49: Courbes d'exclusion pour le sbottom en combinant les résultats obtenus à  $\sqrt{s}=130, 161, 172$  et  $183 \text{ GeV}$ .

## 4.4 Autres recherches de squarks

Les expériences LEP ont également recherché le stop dans le canal sneutrino. La limite supérieure déduite sur la masse de ce squark est de 80 GeV [29] [30] [31] par expérience ce qui implique encore une fois que la combinaison devrait permettre d'améliorer de quelques GeV ce chiffre.

Notons que le CERN n'a pas l'exclusivité de la chasse aux squarks. D'autres collaborations recherchent activement ces scalaires. Ainsi est-ce le cas de D0 qui suppose que le canal de désintégration dominant du stop soit  $c\tilde{\chi}_1^0$  [24] ou encore de CDF qui considère que le stop se désintègre majoritairement en  $b\tilde{\chi}_1^+$  [32]. Dans le premier cas, les paires de stop sont supposées être produites directement (par fusion de gluons ou annihilation de quarks) alors que dans le second les stops sont recherchés dans les désintégrations du quark top en supposant:  $t \rightarrow \tilde{t}_1 \tilde{\chi}_1^0$  (une recherche de production directe de paires de stop a été effectuée dans le canal dilepton mais aucun résultat n'a pu être déduit [33] [32]). La différence entre la signature de ce dernier état et celle d'une désintégration de top en particules standards (c'est-à-dire en  $bW$ ) est l'énergie manquante provenant du neutralino (il est alors supposé que le chargino se désintègre complètement comme:  $\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow W\tilde{\chi}_1^0$ ). Les résultats obtenus dépendent du rapport d'embranchement du top en stop et souffrent actuellement de problèmes de statistiques.

Les collisionneurs hadroniques étudient également des productions associées de squarks et de gluinos: des paires de gluinos, de squarks et de squark et de gluino sont recherchées. Il est supposé que tous les squarks sauf le stop sont dégénérés en masse (avec  $m_{\tilde{q}_R} \simeq m_{\tilde{q}_L}$ ), que le neutralino est la LSP et que la  $R_{parité}$  est conservée. Les désintégrations des sparticules dépendent de leur masse relative: si le gluino est plus lourd que tous les squarks, ces derniers se désintègrent en quark+neutralino et le gluino se transforme en quark+squark, ce dernier se désintégrant à son tour. Si le gluino est plus léger que les squarks, ceux-ci se désintègrent en quark+gluino (l'interaction forte l'emporte sur l'interaction faible -voir chapitre 2) et le gluino se désintègre à son tour. Les signatures peuvent encore se compliquer si l'on fait intervenir le deuxième neutralino le plus léger ou encore le chargino. Il est néanmoins possible de déduire des limites dans le plan  $(m_{\tilde{q}_1}, m_{\tilde{g}})$  [34] [35] [36]. Notons enfin que la collaboration CDF recherche également des productions associées de squarks et de gluinos incluant des désintégrations radiatives de neutralinos [37].

Toutes ces recherches supposent une désintégration des squarks dans le détecteur. Dans certains cas, celle-ci peut être très tardive (par exemple si le squark est dégénéré en masse avec la LSP) et le squark peut traverser le détecteur sans se transformer. De tels scénarios sont étudiés dans DELPHI par la recherche de particules lourdes et chargées ( $q = \pm\frac{2}{3}, 1$ ). Elle repose sur des ionisations particulières (très importantes parce que les masses sont élevées) dans la TPC et les RICHES. Des limites ont été obtenues sur les sections efficaces de production de ces particules [38]. Notons que les résultats de ces recherches ne s'appliquent pas aux squarks de type down parce que les caractéristiques de celles-ci dans la TPC notamment ne sont pas suffisamment "anormales" pour permettre une détection efficace.

Enfin, dans un tout autre registre, celui de la  $R_{parité}$  violée, des recherches sont effectuées au CERN, à DESY et FERMILAB. Des informations concernant ces recherches

sont disponibles dans [39].

## Conclusion

La montée en énergie correspondant à la phase LEP200 du collisionneur  $e^+e^-$  du CERN a permis de nouvelles recherches des squarks de la troisième génération. Dans ce chapitre ont été exposées les analyses appliquées pour tenter de mettre en évidence la présence de stop et de sbottom dans les canaux de désintégration suivants:  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$ . Aucun excès de données réelles n'a été observé. Les résultats ont été traduits sous forme de limites sur les masses des particules. En accumulant l'ensemble des données de LEP200 disponibles à ce jour, on peut conclure, en supposant que le neutralino est la LSP, que la  $R_{parité}$  est conservée, que les seuls canaux de désintégration possibles sont  $\tilde{q}_1 \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0$  et que la différence de masse entre les squarks et le neutralino est supérieure à 10 GeV, que le stop a une masse supérieure à 69 GeV et que celle du sbottom est plus grande que 46 GeV. Ces résultats sont l'oeuvre d'une seule expérience, DELPHI. La combinaison avec les autres expériences LEP, qui affichent des chiffres semblables ou plus élevés, devraient permettre d'améliorer fortement ces résultats.

Les résultats présentés dans ce chapitre sont totalement tributaires des hypothèses primaires concernant l'identité de la LSP, la conservation de la  $R_{parité}$  ou encore des canaux dominants des squarks. Il serait par exemple absurde d'en conclure que le stop a une masse supérieure à 70 GeV car les limites obtenues sont inutilisables si le canal de désintégration dominant de ce squark est  $c$ +gluino par exemple.

Tous les domaines d'exclusion concernant les particules supersymétriques dépendent de paramètres et de modèles. Aucune n'est absolue. La recherche de signaux de supersymétrie n'en est que plus difficile.

## Bibliographie

- [1] M. E. Pol Note DELPHI 97-171 Prog 225
- [2] G. C. Fox et S. Wolfram Nucl. Phys. B 149(1979)413
- [3] G. C. Fox et S. Wolfram Phys. Lett. B 82(1979)134
- [4] S. Brandt et H.D. Dahmen Z. Phys. C, Particles and Fields 1(1979)61
- [5] Particle Data Group Phys. Rev. D54 (1996) 1
- [6] G. Borisov DELPHI Note 94-125 Prog 208
- [7] G. Borisov DELPHI Note 97-94 Phys 716
- [8] P. Lutz Cours de l'Ecole de Gif 88
- [9] R. A. Fischer Annals of Eugenics vol 7(1936)  
J. M. Romeder Méthodes et programmes d'analyse discriminante Dunod (1973)
- [10] A. Bartl et al. hep-ph/9603410
- [11] M. Drees et K. Hikasa Phys. Lett. B 252(1990)127
- [12] W. Beenakker et al. Phys. Lett. B 349(1995)463
- [13] F. Halzen et A. D. Martin Quarks and leptons Editions Wiley/Sons
- [14] C. Peterson et al. Phys. Rev. D 27(1983)105
- [15] J.F. Grivaz et F. Le Diberder LAL-92-37
- [16] Physics at LEP2 Vol. 1 et 2 CERN 96-01 G. Altarelli et al.
- [17] F. A. Berends et al. Nucl. Phys. B 304(1988)712
- [18] T. Sjostrand Pythia 5.7 et Jetset 74 CERN-TH.7112/93 (1993)
- [19] S. Nova et al. DELPHI 90-35 (1990)
- [20] M. Besançon et Ph. Gris note DELPHI 96-25 Phys 600
- [21] V. F. Obraztsov Nucl. Inst. Meth. A 316(1992)388



- [22] R. D. Cousin et V. L. Highland Nucl. Inst. Meth. A 320(1992)331
- [23] Coll. OPAL Phys. Lett. B 337(1994)207
- [24] Coll. D0 Phys. Rev. Lett. 76(1996)2222
- [25] Coll. ALEPH Contribution à HEP (1997) EPS 0416
- [26] Coll. ALEPH Phys.Lett. B 413(1997)431
- [27] Coll. OPAL Z. Phys. C 75(1997)409  
Coll. OPAL Phys. Lett. B 389(1996)197
- [28] S. Asai et al. LEPSUSYWG/97-02
- [29] Coll. ALEPH Contribution aux conférences d'hiver (1998).
- [30] Coll. L3 Contribution aux conférences d'hiver (1998).
- [31] Coll. OPAL Contribution aux conférences d'hiver (1998).
- [32] P. Azzi Présentation aux XXXII<sup>ième</sup> Rencontres de Moriond Electrofaibles (1997)
- [33] Coll. D0 Phys. Rev. D 57(1998) 589
- [34] Coll. UA1 Phys. Lett. B 198(1987)261
- [35] Coll. UA2 Phys. Lett. B 235(1990)363
- [36] Coll. D0 Phys. Rev. Lett. 75(1995)618  
Coll. CDF Phys. Rev. Lett. 76(1996)2006
- [37] Coll. CDF Phys. Rev. Lett. 75(1995)613
- [38] Coll. DELPHI Phys. Lett. B 396(1997)315
- [39] Groupe de Recherche en Supersymétrie (GDR SUSY)-Violation de  $R_{parité}$   
F. Ledroit et G. Sajot Note GDR-S-008  
G. Bhattacharryya Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 52A(1997)83  
V. Barger et al. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 52A(1997)89  
F. Vissani Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 52A(1997)94  
Groupe de Recherche

## Conclusion

Les théories supersymétriques semblent constituer des étapes importantes du long chemin qui doit mener vers une théorie cohérente des quatre interactions fondamentales. Elles souffrent néanmoins à l'heure actuelle d'un problème majeur: aucune n'a reçu de confirmation expérimentale.

Notons toutefois que la recherche de particules supersymétriques est d'autant moins aisée que le nombre de paramètres et d'entités est élevé et les canaux expérimentalement choisis peuvent ne pas être ceux préférés par la Nature si la supersymétrie est une symétrie fondamentale. Reprenons le cas des squarks de la troisième génération développé dans cette thèse. Rappelons les hypothèses de la recherche:  $R_{\text{parité}}$  conservée, neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  LSP. Il a alors été supposé, en utilisant d'autres recherches directes sur d'autres sparticules et en se basant sur des arguments théoriques (universalité des paramètres de brisure douce à l'échelle de grande unification) que les canaux de désintégration dominants étaient  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$ . Le signal correspondant (deux jets accompagnés par de l'énergie manquante) a été recherché avec le détecteur DELPHI à des énergies dans le centre de masse de 130, 161, 172 et 183 GeV. Les luminosités correspondantes étaient 5.9, 9.7, 10. et 54  $pb^{-1}$ . Aucun excès d'événements réels n'a été observé et des limites qui tiennent compte de la résolution du détecteur et des incertitudes liées à la méthode de recherche ont été tracées dans le plan  $(m_{\tilde{q}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ : un stop et un sbottom de masses inférieures respectivement à 69 GeV et 46 GeV ont été exclus si la différence de masse entre le stop (sbottom) et le neutralino est supérieure à 10 (15) GeV. Ces limites sont également valables pour certains modèles de supergravité lorsque le gravitino est la LSP. Ces résultats ne sont pas absolus et dépendent de toutes les hypothèses précédemment rappelées: si l'une d'entre elles est modifiée, les conclusions sont à revoir.

La mise en évidence de signaux de supersymétrie ne sera pas facile et nécessitera de nombreux recoupements entre diverses expériences (recherches directes et indirectes). De nombreuses hypothèses devront être testées avant de pouvoir conclure. Mais avant d'aboutir à cette ultime satisfaction il est nécessaire de garder à l'esprit les suppositions sources de nos choix expérimentaux et d'éviter tout résumé hâtif. Le titre même de cette thèse est abusif: il n'y est pas exposé LA phénoménologie et LA recherche de squarks mais bien UNE phénoménologie et UNE recherche de ces sparticules. Le comprendre autrement serait présomptueux et illusoire.

## Remerciements

Le chemin est bien long pour aboutir à un travail comme celui-ci. Les épreuves ne manquent pas et cet ouvrage n'est pas seulement le fruit de trois ans de labeur. Il représente aussi l'aboutissement d'un certain nombre d'années d'études au cours desquelles j'ai eu le privilège de cotoyer des enseignants pour lesquels la Physique était synonyme de passion. Parmi ceux-ci, trois personnalités ont été déterminantes: Mme Moreau, qui, n'a jamais désespéré mais toujours cru qu'une amélioration de mes résultats était possible; M. Alonso, dont les cours me laissent encore rêveur, et M. Garron, sans lequel la Physique des Particules ne fut rester qu'une chimère. Je le remercie sincèrement d'avoir accordé sa confiance à un timide étudiant de province qui ne rêvait que de tâter de la rotondité des corpuscules.

D'un point de vue chronologiquement plus proche, je remercie Joël Feltesse et Michel Spiro de m'avoir accueilli au Service de Physique des Particules du DAPNIA du centre CEA de Saclay, au sein duquel cette thèse a été effectuée.

Je suis profondément reconnaissant envers Marc Besançon, mon directeur de thèse, pour l'attention constante qu'il a porté à ce travail. Je le remercie pour le passionnant sujet qu'il a proposé. Les mots me manquent pour exprimer ma gratitude quant au soutien sans failles qu'il n'a cessé de m'apporter quand le temps des épreuves est arrivé.

Vanina Ruhlmann-Kleider a également d'un grand soutien durant ces trois longues années. Je la remercie vivement de ses énergiques conseils, de ses lumineuses explications concernant le détecteur, et de sa confiance. Je lui suis infiniment reconnaissant de m'avoir permis de présenter à Moriond cette année et d'avoir accepté de lire le manuscrit.

Je remercie l'ensemble du groupe DELPHI de Saclay au sein duquel cette thèse a vu le jour. Une mention spéciale pour Ahmimed Ouraou pour ses explications concernant le détecteur et sa lecture attentive du chapitre expérimental de ce travail. Je souhaite une bonne chance aux futurs docteurs Maarten Boonekamp, Morgan Lethuillier et Laurent Simard, sans oublier les jeunes docteurs qui m'ont aidé pendant ces trois ans: Cyrille de Saint Jean et Rémi Silvestre.

Carlos Savoy et Jean-François Grivaz ont accepté de rapporter ce travail: qu'ils en soient vivement remerciés. Leurs précisions ont permis d'en améliorer la rédaction et la compréhension.

Je remercie Jacques Chauveau d'avoir accepté de suivre cette thèse pour l'université et d'être membre du jury.

Je remercie François Richard, Daniel Denégri et Pierre Binétruy d'avoir accepté de siéger dans le jury malgré un emploi du temps plus que surchargé. Je remercie également Pierre Binétruy pour ses cours de DEA, pendant lesquels la théorie semblait si simple...

Je suis reconnaissant envers Emmanuelle Perez et Jean-François Laporte d'avoir lu la partie théorique du manuscrit. Une mention spéciale pour Jean-François Laporte pour avoir accepté le rôle de parrain et pour son soutien moral au cours de ces trois ans.

Mes proches ont été d'une importance primordiale pendant ces longues années: qu'ils en soient remerciés.

Enfin je remercie affectueusement Anne pour sa patience et son soutien. Cet ouvrage eût été foncièrement autre sans sa présence.

# Annexes

## Annexe A

# Conventions et notations

Les paramètres de transformation  $\theta_\alpha$  ( $\alpha=1,2$ ) sont des variables à deux composantes qui anticommulent. On peut élever ou abaisser les indices à l'aide d'un tenseur antisymétrique dimension 2  $\epsilon$ :

$$\theta_\alpha = \epsilon_{\alpha\beta}\theta^\beta$$

On a  $\epsilon^{\alpha\beta} = \epsilon_{\alpha\beta}$  et  $\epsilon_{12}=1$ .

Le complexe conjugué de  $\theta_\alpha$  est noté  $\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}$  et est défini par:

$$\bar{\theta}^{\dot{\alpha}} = (\theta^\alpha)^\dagger$$

et de la même façon que précédemment:

$$\bar{\theta}_{\dot{\alpha}} = \epsilon_{\dot{\alpha}\dot{\beta}}\bar{\theta}^{\dot{\beta}}$$

$$\bar{\theta}^{\dot{\alpha}} = \epsilon^{\dot{\alpha}\dot{\beta}}\bar{\theta}_{\dot{\beta}}$$

On définit par convention

$$\theta^2 = \theta^\alpha\theta_\alpha = -\theta_\alpha\theta^\alpha = \epsilon_{\alpha\beta}\theta^\alpha\theta^\beta$$

$$\bar{\theta}^2 = \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}} = -\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}\bar{\theta}_{\dot{\alpha}} = -\epsilon_{\dot{\alpha}\dot{\beta}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\beta}}$$

Les matrices  $\sigma_\mu$  qui permettent de construire des quantités invariants de supersymétrie dont données par:

$$\sigma_\mu^{\alpha\dot{\beta}} = \sigma_{\beta\dot{\alpha}}^\mu = (1, \vec{\sigma})_{\mu,\alpha\dot{\beta}}$$

où les  $\sigma_i$  sont les matrices de Pauli:

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$$

$$\sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

On peut alors en déduire l'expression des matrices  $\sigma_{\mu\nu}$ :

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{4}(\sigma^\mu \bar{\sigma}^\nu - \sigma^\nu \bar{\sigma}^\mu)$$

$$\bar{\sigma}^{\mu\nu} = \frac{1}{4}(\bar{\sigma}^\mu \sigma^\nu - \bar{\sigma}^\nu \sigma^\mu)$$

Les matrices de Dirac (qui forment une algèbre de Clifford:  $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2\eta^{\mu\nu}1_4$ ) valent:

$$\gamma_{ab}^\mu = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_{\alpha\beta}^\mu \\ \sigma^{\mu\beta\dot{\alpha}} & 0 \end{pmatrix}$$

On aboutit donc à:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\gamma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\gamma^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Enfin,  $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$  et donc:

$$\gamma^5 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

## Annexe B

# Une brève histoire de l'Univers

### B.1 Cosmologie standard

En relativité générale, la métrique  $g_{\mu\nu}$  de l'espace-temps est en relation directe avec les phénomènes physiques (champs de gravitation) et se déduit des équations d'Einstein:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R_c = \frac{-8\pi}{M_{PL}^2}T_{\mu\nu} \quad (\text{B.1})$$

où  $R_{\mu\nu}$  est le tenseur de Ricci qui s'exprime en fonction des dérivées de la métrique [1];  $R_c$  est la courbure riemannienne scalaire:  $R_c = g_{\mu\nu}R^{\mu\nu}$ ;  $T_{\mu\nu}$  est le tenseur énergie-impulsion et  $M_{PL}$  est la masse de Planck  $M_{PL} = 10^{19}$  GeV. Le modèle standard du big-bang qui repose sur le principe cosmologique, c'est-à-dire sur l'hypothèse d'un univers homogène et isotrope, utilise cette équation et la métrique de Robertson-Walker:

$$ds^2 = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu = dt^2 - a^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right]$$

$t$  est la variable de temps,  $r, \theta$  et  $\phi$  les coordonnées d'espace.  $k$  est la courbure de l'Univers: elle est négative, nulle ou positive pour un Univers ouvert, plat ou fermé respectivement. La combinaison de l'équation d'Einstein et de la métrique de Robertson-Walker permet d'aboutir aux équations suivantes:

$$H^2 = \left( \frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi\rho}{3M_{PL}^2} - \frac{k}{a^2} \quad \text{équation de Friedmann-Lemaître} \quad (\text{B.2})$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{4\pi}{3M_{PL}^2}(3p + \rho) = 0 \quad \text{équation d'accélération} \quad (\text{B.3})$$

Cette dernière équation indique que l'Univers ne peut être statique ( $\dot{a} = 0$ ) que s'il est vide ( $3p + \rho = 0$ ) et que  $a(t)$  est une fonction concave du temps ( $\ddot{a} < 0$ ). Comme on sait que l'Univers est en expansion ( $\dot{a} > 0$ ) et que  $a(t)$  est positif par définition, cela signifie qu'il doit exister un temps  $t$  fini tel que  $a(t) = 0$ . Si on prend ce temps nul,  $t = 0$ , alors le temps actuel  $t_0$  peut être appelé l'âge de l'Univers. On définit la densité critique pour un Univers plat par

$$\rho_C = \frac{3H^2 M_{PL}^2}{8\pi} = \frac{\rho}{\Omega}$$



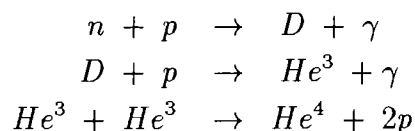
où  $\Omega$  est le paramètre densité. Le paramètre de Hubble actuel  $H_0$  est souvent réécrit sous la forme  $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  avec  $0.5 \lesssim h \lesssim 0.8$ .

Les équations de la cosmologie standard dépendent de la densité d'énergie  $\rho$  et de la pression  $p$  qui sont directement liés aux constituants de l'univers. Le modèle du gaz idéal qui donne une description correcte des phénomènes loin des transition de phases, permet de relier  $\rho$  et  $p$  par une équation d'état. On distingue en général deux phases dans l'histoire de l'univers:

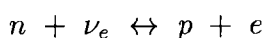
- a)  $p = \frac{\rho}{3}$ : domination des radiations (particules relativistes)
- b)  $p = 0$ : domination de la matière non relativiste

Le cas a) correspond aux premiers temps après le big-bang. L'univers est alors opaque (complètement ionisé), le libre parcours moyen des photons est très faible. Toutes les particules sont à l'équilibre thermodynamique par des interactions rapides d'annihilation et de production. Mais l'univers en expansion brise cet état en se refroidissant: le taux d'interaction des particules  $\Gamma = n \langle \sigma v \rangle$  où  $\langle \sigma v \rangle$  est la section efficace moyennée par la vitesse devient inférieur à l'expansion de l'univers  $H$  et les particules considérées découplent. Commence alors la phase de domination de la matière avec un univers froid, étape dans laquelle nous nous trouvons actuellement. Les particules qui découplent s'étendent librement sans interactions. L'expansion de l'univers entraîne une chute de température. Lorsque cette dernière devient inférieure aux masses des particules qui ont découplé, celles-ci deviennent non relativistes et s'annihilent: ainsi la disparition des particules du Modèle Standard est-elle quasi totale du fait des interactions fortes et/ou électromagnétiques.

L'un des succès de la cosmologie standard a été l'explication de l'abondance relative des éléments légers par l'intermédiaire de la nucléosynthèse [2] [3]. Celle-ci a eu lieu à des températures de l'ordre de  $10^9 \text{ K}$  (soit  $t \sim 1 \text{ s}$ ) quand l'univers était dominé par les protons, neutrons, électrons, photons et neutrinos, ces derniers étant sur le point de découpler. Les éléments légers ont été produits par les réactions:



L'intervalle de temps est très court pour former ces éléments: si la température est trop élevée, les noyaux de deutérium formés sont immédiatement photo-dissociés et si elle est trop faible, la barrière coulombienne empêche toute fusion. L'abondance relative dépend du rapport neutrons/protons qui est obtenu par:



La température de gel de cette dernière réaction dépend du nombre de familles de neutrinos, et calcul précis a montré que la condition  $N_\nu \leq 4$  [9] devait être vérifiée pour satisfaire aux observations. Ce résultat est en accord avec la détermination du nombre de familles de neutrinos légers par LEP:  $N_\nu = 3$  [11]

## B.2 L'inflation

L'univers est devenu transparent aux photons après la recombinaison de l'hydrogène, ce qui correspond à un temps de l'ordre de  $t_{rec} \sim 10^{12} - 10^{13}$  s. Depuis cette époque, les photons du rayonnement cosmologique de fond n'ont pas interagis et la température actuellement observée de l'ordre de 3 K dans toutes les directions de l'espace date de  $t_{rec}$ . Mais cette extrême isotropie du rayonnement cosmologique de fond pose un problème pour la cosmologie standard. En effet deux régions ne peuvent avoir la même température que si elles ont interagis à  $t = t_{rec}$  donc si elles étaient reliées de façon causale à cette époque. Or le rayon actuellement observable de l'univers  $d_0$  permet de calculer celui correspondant à la recombinaison[4]:

$$d_{rec} = d_0 \frac{T_0}{T_{rec}} \sim 7.10^{22} m$$

La taille de l'horizon, qui est la distance parcourue par les photons émis à  $t=0$ , est donnée par:

$$d(t) = a(t) \times \int_0^{t_{rec}} \frac{du}{a(u)}$$

Jusqu'à  $t = t_{rec}$ , il y avait domination de la radiation:  $p = \frac{\rho}{3}$  donc  $a(t) \propto t^{1/2}$  donc l'intégration de l'équation précédente implique:

$$d_{rec} = 2ct_{rec} \sim 2 \times 10^{21} m$$

ce qui est 35 fois plus faible que le rayon de l'univers observable à cette époque. En d'autres termes,  $35^3 \sim 4 \times 10^4$  régions ne sont pas causalement connectées. Cela est en contradiction avec l'extrême isotropie du rayonnement cosmologique de fond actuellement observé.

Une solution possible à ce problème est celle de l'inflation [5] qui correspond à une période d'expansion accélérée:  $\ddot{a} > 0$ .  $a(t)$  augmente alors exponentiellement avec le temps et l'horizon augmente suffisamment vite pour dépasser le rayon l'univers actuellement observable. Cette période d'inflation permet de résoudre un autre problème de la cosmologie standard, qui est celui de la platitude. En effet, l'équation de Friedmann-Lemaître peut s'écrire:

$$|\Omega(t) - 1| = \frac{|k|}{a^2 H^2} = \frac{|k|}{\dot{a}^2}$$

Or  $a(t) \propto t^{1/2}$  ou  $t^{2/3}$  selon le type de domination (radiation ou matière non relativiste) des constituants de l'univers. On peut alors calculer  $\Omega(t)$  à partir de  $\Omega(t_0)$ . Pour  $t = t_{PL}$  on obtient ainsi:

$$|\Omega(t_{PL}) - 1| < 10^{-59} \text{ en supposant } \Omega(t_0) < 2$$

Cela signifie qu'un ajustement extrême est nécessaire pour avoir un univers tel qu'il nous apparait expérimentalement. L'inflation résout ce problème grâce à la croissance exponentielle de  $a(t)$ :

$$|\Omega(t) - 1|_{\text{après inflation}} = e^{-10^6} |\Omega(t) - 1|_{\text{avant inflation}}$$

Quelle que soit la valeur de  $\Omega$  à l'origine, elle est proche de 1 apr es la p eriod inflationnaire. Notons qu'à une expansion correspond un refroidissement. La p eriod inflationnaire doit donc être suivie d'un réchauffement pour retrouver les conditions initiales de la cosmologie standard.

## B.3 La probl eme de la constante cosmologique

En 1916, lorsque Einstein a formulé la théorie de la relativité générale, on pensait que l'univers était statique:  $\ddot{a} = 0$ . D'après l'équation d'accélération (B.3), cela impose que  $\rho = -3p$  c'est-à-dire que la densité d'énergie  $\rho$  ou la pression  $p$  doivent être négative. Pour éviter ce résultat non physique, Einstein a modifié son équation en 1917:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R_C - \Lambda g_{\mu\nu} = -\frac{8\pi}{M_{PL}^2}T_{\mu\nu} \quad (B.4)$$

où  $\Lambda$  est une constante fondamentale appelée constante cosmologique. (B.4) est l'extension la plus générale de l'équation d'Einstein de 1916.  $\Lambda$  contribue à l'énergie du vide. En effet, l'invariance de Lorentz impose:

$$\langle o|T_{\mu\nu}|0 \rangle = -\langle \rho \rangle g_{\mu\nu}$$

Si on définit  $\tilde{T}_{\mu\nu} = T_{\mu\nu} - \frac{\Lambda M_{PL}^2}{8\pi}g_{\mu\nu}$  alors on obtient un densité effective d'énergie du vide:

$$\rho_V = \langle \rho \rangle + \frac{\Lambda M_{PL}^2}{8\pi}$$

En première approximation on peut estimer  $\rho_V$  à [6]:

$$\rho_V \lesssim 10^{-47} GeV^4 \quad (B.5)$$

qui est une faible valeur. La constante cosmologique est certainement très faible, car l'univers n'aurait pas l'aspect que nous lui connaissons si tel n'était pas le cas [7]. Il résulte alors que  $\langle \rho \rangle$  doit être très faible.

Tournons-nous vers les modèles de physique des particules pour estimer  $\langle \rho \rangle$ . Une première contribution à l'énergie du vide provient d'incessantes annihilations particules-antiparticules. Une seconde peut provenir d'un éventuel champ scalaire développant une valeur moyenne non nulle dans le vide comme par exemple le boson de Higgs dans le Modèle Standard. Dans ce cas, le minimum du potentiel scalaire est égal à

$$V_{min} = -\frac{\mu^4}{4\lambda^2} = -\lambda v^4$$

et  $v \simeq 246 GeV$ . Même en prenant  $\lambda$  très faible, de l'ordre de  $\alpha^2$ , on obtient:  $\langle \rho \rangle = V_{min} \simeq 0.2 \cdot 10^6 (GeV)^4$ . Cette dramatique contribution du secteur du Higgs à la densité d'énergie du vide nécessite un ajustement très important entre  $\Lambda$  et  $\langle \rho \rangle$  pour que (1.12) soit vérifiée! C'est le problème de la constante cosmologique. Les premières théories de supersymétrie globale ne semblaient pas rencontrer cet inconvénient. Il a en

effet vu au premier chapitre que si la supersymétrie n'est pas brisée alors l'énergie du vide est nulle. Mais ce n'est pas le cas dans les modèles réalistes comme le MSSM. Cela entraîne une contribution à l'énergie de l'état fondamental. Néanmoins l'estimation des contributions des différentes particules à  $\langle \rho \rangle$  n'est acceptable que si on inclut la gravitation, c'est-à-dire qu'il faut étudier les théories de supergravité, pour lesquels la constante cosmologique est directement donnée par l'énergie du vide. Or il est possible de construire des modèles pour lesquels la supersymétrie est brisée et le minimum du potentiel nul (voir chapitre 1).

## B.4 L'énigme de la matière noire

De nombreux indices suggèrent qu'au moins 90 % de la masse de notre univers est invisible et formée de matière noire [10], c'est-à-dire qui n'émet ni n'absorbe aucune radiation électromagnétique d'aucune fréquence. Elle contribue à  $\Omega_{tot}(t_0)$  par sa densité d'énergie. D'un point de vue théorique,  $\Omega_{tot}(t = 0) = 1$  est fortement plausible pour éviter des problèmes d'ajustement et est confirmé par les théories inflationnaires comme nous l'avons vu précédemment. Cela impliquerait qu'actuellement  $\Omega_{tot}(t = t_0) \simeq 1$ . Or la matière baryonique "ordinaire" contribue assez peu à  $\Omega_{tot}$ :  $\Omega_b \lesssim 0.14$  ce qui implique que l'apport de la matière noire doit être très important si  $\Omega_{tot}$  est aujourd'hui égal à une valeur proche de 1.

La contribution de la matière noire se calcule à partir de ses constituants [10] et nous allons supposer que ceux-ci sont non baryoniques et formés de particules nouvelles et stables que nous dénoterons  $\chi$ . Cette hypothèse a bien sûr un lien direct avec les théories supersymétriques qui nous occupent depuis le début de cette thèse: en supposant que la  $R_{parité}$  soit conservée, il y a dans le spectre une LSP qui peut former un candidat matière noire non baryonique fort intéressant[8]. Notons que des solutions baryoniques existent (trous noirs, étoiles à neutrons, naines blanches, rouges, brunes...) et sont testées expérimentalement.

Résumons brièvement l'histoire cosmologique des  $\chi$ . Pour des températures de l'univers élevées (après l'inflation), ces particules sont à l'équilibre thermique et abondamment présentes par des réactions d'annihilation et de création  $\chi\bar{\chi} \leftrightarrow l\bar{l}$ . L'expansion de l'univers entraîne son refroidissement et lorsque la température  $T$  est telle que  $T < m_\chi$ , l'abondance à l'équilibre chute exponentiellement jusqu'à ce que  $\Gamma(\chi\bar{\chi} \rightarrow l\bar{l})$  devienne inférieur à  $H$ . Il y a alors gel des interactions qui maintenaient l'équilibre et les particules  $\chi$  présentes à ce moment là parviennent jusqu'à nous sans interagir. En première approximation, en prenant  $n_\chi = \frac{H}{\langle \sigma_{Av} \rangle}$ , on peut montrer que l'on a [8]:

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{m_\chi n_\chi}{\rho_C} \simeq \frac{3 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle \sigma_{Av} \rangle}$$

On observe alors que  $\langle \sigma_{Av} \rangle$  doit avoir de faibles valeurs pour que  $\chi$  contribue de façon significative à  $\Omega_{tot}$ :

$$0.1 \lesssim \Omega_\chi h^2 \lesssim 1 \Rightarrow 3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \lesssim \langle \sigma_{Av} \rangle \lesssim 3 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

ce qui correspond approximativement à l'interaction faible, d'où le nom de WIMPS (Weakly Interactive Massive Particles) donné aux entités  $\chi$ .

Un calcul plus précis peut être obtenu par la résolution de l'équation de Boltzmann [8]:

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = - \langle \sigma_{Av} \rangle [(n_\chi)^2 - (n_\chi^{eq})^2]$$

$\langle \sigma_{Av} \rangle$  est obtenu à partir des paramètres d'un modèle donné (par exemple le MSSM).

## Bibliographie

- [1] J. C. Boudenot *Electromagnétisme et gravitation relativistes* Editions Ellipses
- [2] S. Weinberg *Gravitation and Cosmology* Editions Wiley-Sons
- [3] D. N. Schramm et R. V. Wagoner *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 27(1977)37
- [4] B. Mansoux Thèse Univ. Paris VII LAL 97-19 Avril 1997
- [5] A. R. Liddle astro-ph/9612093
- [6] S. Weinberg *Rev. Mod. Phys.* 61(1989)1
- [7] L. Abbott *Sci. Am.* 258(1988)106
- [8] G. Jungman et al. *Phys. Rep.* 267(1996)195
- [9] S. Sarkar *Rep. Prog. Phys.* 59(1996)1493
- [10] J. R. Primack et al. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 38(1988)751
- [11] The LEP Collaborations *Phys. Lett. B* 276(1992)247

$\sqrt{s}=184 \text{ GeV}$   $m_{\tilde{t}}=70 \text{ GeV}$   $m_{\tilde{\chi}_1^0}=0 \text{ GeV}$

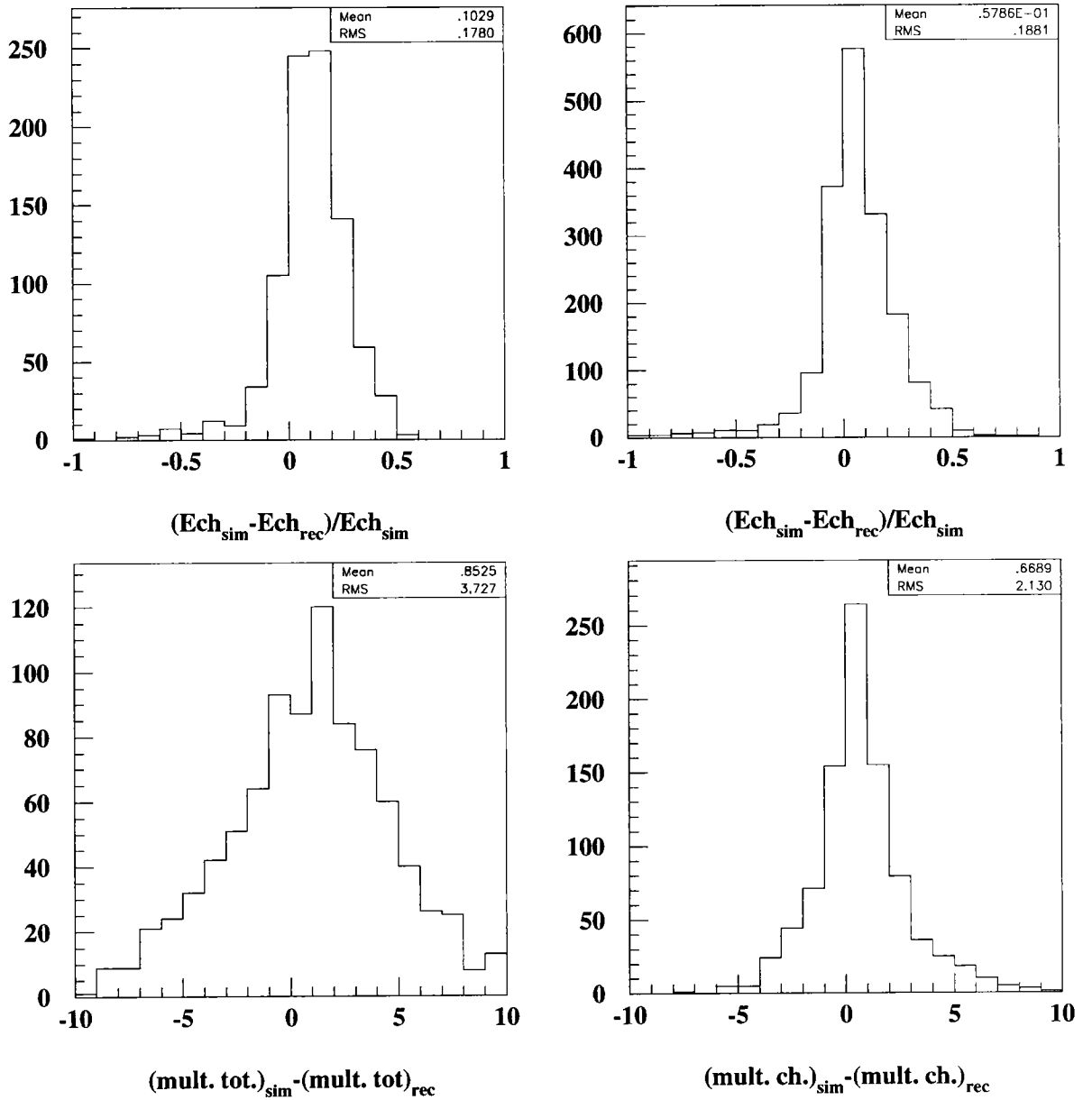


Figure 29: Comparaisons entre des quantités simulées (ou générées) et reconstruites pour des événements stop avec  $m_{\tilde{t}_1}=70 \text{ GeV}$  et  $m_{\tilde{\chi}_1^0}=0 \text{ GeV}$ . Les observables considérées sont l'énergie totale, l'énergie chargée, les multiplicités totale et chargée.